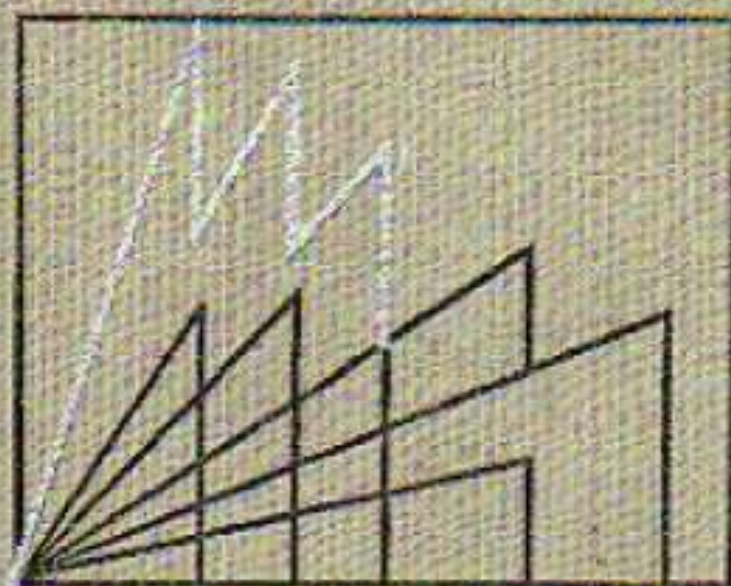


539.12(095)

И 20

В. И. ИВАНОВ

КУРС ДОЗИМЕТРИИ



В. И. ИВАНОВ

КУРС ДОЗИМЕТРИИ

ИЗДАНИЕ ТРЕТЬЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

Допущено Министерством высшего
и среднего специального образования СССР
в качестве учебника для студентов
физических и физико-технических специальностей
высших учебных заведений



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1978

Иванов В. И. Курс дозиметрии: Учебник для вузов. — 3-е изд. перераб. и доп. — М: Атомиздат, 1978. 392 с.

Книга написана ведущим специалистом в области дозиметрии, основоположником развития отечественной микродозиметрии (2-е изд. вышло в 1970 г.). Дозиметрия рассматривается как самостоятельный раздел экспериментальной ядерной физики. Последовательно излагаются принципы определения поглощенной дозы, формирование и свойства ЛПЭ-распределений, вопросы микродозиметрии.

Книга дополнена сведениями по физическим процессам в люминесцентных и полупроводниковых детекторах. Значительное место отведено выявлению общих закономерностей, тенденциям в развитии дозиметрии и систематике ее задач. Новый раздел по метрологии знакомит с принципами обеспечения единства измерений в области ионизирующих излучений и вопросами точности определения дозиметрических величин.

Содержащийся в книге материал и способ его изложения делают ее полезной не только для студентов, но и для всех тех, кто связан с использованием ионизирующих излучений.

Рисунков 97, таблиц 18, список литературы 55 наименований. Рецензент — доктор технических наук профессор В. В. Матвеев.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

За время, прошедшее после выхода в свет второго издания учебника в 1970 г., дозиметрия ионизирующих излучений как область знаний продолжала интенсивно развиваться, расширился круг решаемых ею практических задач, и дозиметрия как учебная дисциплина пополнилась новым программным материалом, предназначенным для изучения.

Накопление научной и технической информации происходит настолько быстро, что ее полное усвоение оказывается невозможным за сравнительно короткое время обучения в вузе. Это заставляет искать более эффективные пути передачи знаний. В последнее время определились новые подходы в области обучения. Эти подходы сформулированы в докладе Генерального секретаря ЦК КПСС товарища Л. И. Брежнева на XXV съезде КПСС:

«В современных условиях, когда объем необходимых для человека знаний резко и быстро возрастает, уже невозможно делать главную ставку на усвоение определенной суммы фактов. Важно прививать умение самостоятельно пополнять свои знания, ориентироваться в стремительном потоке научной и политической информации».

Основной поток новой информации связан с огромным числом фактов, отражающих развитие значительно меньшего числа основополагающих идей и разработок. Это обстоятельство указывает путь рационального отбора учебного материала: внимание должно быть сосредоточено на наиболее общих принципах данной дисциплины, на диалектике и логике развития научного знания, на систематике и тенденциях. Частные вопросы и методики должны привлекаться для иллюстрации генеральных положений. Эти принципы, заложенные уже во втором издании учебника, нашли дальнейшее развитие в третьем издании.

С единых позиций формирования поля излучения рассмотрены физические основы дозиметрии. Существенно переработаны разделы, излагающие ЛПЭ-метрию; они отражают современный уровень представлений в этой области знаний и вскрывают общие закономерности формирования ЛПЭ-спектров.

Определенные изменения претерпела глава «Микродозиметрия». В последние годы микродозиметрия окончательно сформировалась

в самостоятельный раздел дозиметрии. Ее прикладное значение перешагнуло рамки чисто академического интереса. В ряде случаев микродозиметрия выступает как самостоятельная дисциплина; появилось значительное число обобщающих публикаций в этой области, издается учебная литература. Это позволяет отразить лишь самые общие принципы и физические основы микродозиметрии, не вдаваясь в детали методик и приборной техники.

Важна, с точки зрения автора, проводимая в учебнике мысль, что измерение поглощенной энергии, ЛПЭ-метрия и микродозиметрия — это связанные разделы одной и той же дисциплины, с разной степенью обобщения отражающие наши знания процессов взаимодействия излучений с веществом.

Новым разделом учебника является «Метрология ионизирующих излучений». Включенные в этот раздел сведения призваны дать представление об основах обеспечения единства измерений в области ионизирующих излучений.

В учебнике использованы материалы большого числа научных публикаций. Отбор рекомендуемой литературы по возможности произведен таким образом, чтобы ее могли воспользоваться студенты и преподаватели.

Значительная часть материала без изменения взята из предыдущего издания книги.

В последовательности подачи материала и способе его изложения учтен многолетний опыт автора в преподавании курса дозиметрии.

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Первое издание книги под названием «Дозиметрия ионизирующих излучений» вышло в 1964 г. Пять лет, прошедшие с того времени, по-видимому, являются тем сроком, в течение которого происходят более или менее заметные изменения в областях, связанных с развитием новой техники.

Дозиметрия ионизирующих излучений — установившаяся научная дисциплина, описывающая самостоятельный раздел прикладной ядерной физики. В то же время это развивающаяся область, находящая все большую сферу применения.

В последние пять лет проведена большая работа по установлению терминологии в области дозиметрии. В 1965 г. Комитет научно-технической терминологии АН СССР опубликовал сборник «Дозиметрия ионизирующих излучений. Основные понятия. Терминология» (Вып. 70. М., «Наука»). Это была первая терминологическая рекомендация в области дозиметрии ионизирующих излучений, которая явилась результатом работы специальной научной комиссии.

Развивая работу в этом направлении, научная комиссия пересмотрела и дополнила этот материал. В результате издан новый сборник рекомендуемых терминов «Дозиметрия ионизирующих излучений. Терминология» (Вып. 76. М., «Наука», 1968). Таким образом, теперь имеется стандартизованная терминология по основным разделам дозиметрии. Эта терминология использована автором в настоящем издании.

По сравнению с первым изданием книга дополнена новыми главами: люминесцентные методы дозиметрии, дозиметрия с помощью полупроводниковых детекторов, определение коэффициента качества излучения, микродозиметрия. Разная степень разработанности этих глав объективно отражает развитие соответствующих разделов дозиметрии. Систематическое изложение этих разделов в учебной литературе дается впервые, и автор по возможности использовал свой опыт чтения лекций студентам.

Отсутствие в учебной литературе подобных разделов может создать неверное представление о действительном состоянии дел в этой области знаний. Примером могут служить люминесцентные методы дозиметрии, в которых используются явления радиофото- и радиотермолюминесценции. Может сложиться впечатление, что

эти методы являются достоянием лишь научных интересов отдельных исследователей и не вышли из стен лаборатории. В действительности же на основе этих методов разработана промышленная аппаратура, созданы дозиметрические приборы различного типа. Немалый вклад внесли в это советские ученые своими работами в области люминесценции.

Совсем иное положение у такого раздела, как микродозиметрия. Это еще молодая, не установившаяся, но быстро развивающаяся область дозиметрии, предметом изучения которой является распределение поглощенной энергии ионизирующего излучения в микрообъемах. С учетом тенденций в развитии дозиметрии в книге сделана попытка систематизировать дозиметрические задачи на основе критериев малости чувствительных объемов.

Многие разделы книги остались практически без изменения. Это не означает, что они не развивались в последние годы. Автор исходит из того, что в этих разделах изложен основополагающий материал, после освоения которого учащиеся смогут более или менее самостоятельно разобраться по литературе в последних научных достижениях.

Пользуясь случаем, автор выражает искреннюю благодарность своим коллегам—сотрудникам кафедры, творческое общение с которыми оказало неоценимую помощь в написании книги.

Автор отмечает особую роль студентов в подготовке учебника. Их реакция на читаемые лекции, уровень знаний, выявленный во время экзаменов, результаты самостоятельного изучения отдельных разделов курса по первому изданию книги во многом предопределили порядок и способ изложения материалов в настоящем учебнике.

Как и при первом издании книги, автор остается с надеждой, что все критические замечания и пожелания помогут совершенствованию курса дозиметрии ионизирующих излучений.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящее учебное пособие по курсу дозиметрии ионизирующих излучений написано в соответствии с программой вузов по специальности «Приборы и установки радиометрических и дозиметрических измерений». Книга рассчитана на студентов, специализирующихся в области физики защиты и техники радиационной безопасности, по разработке и изготовлению дозиметрической аппаратуры, по применению радиоактивных изотопов в народном хозяйстве. Она может быть полезна также будущим биофизикам, медикам-гигиенистам и радиологам.

Необходимость выпуска подобной книги обусловлена непрерывным ростом числа подготавливаемых специалистов в указанных областях и отсутствием соответствующих учебников. В настоящее время можно указать только две книги, рекомендуемые в качестве основной литературы при изучении курса дозиметрии: изданную в 1950 г. книгу И. В. Поройкова «Рентгенометрия» и выдержавшую два издания монографию К. К. Аглинцева «Дозиметрия ионизирующих излучений». Этим книгам принадлежит большая роль в деле подготовки специалистов в области дозиметрии, однако они не заменяют учебника по курсу дозиметрии.

Учебное пособие подготовлено на основе курса лекций, прочитанных автором в Московском инженерно-физическом институте. Материал книги рассчитан на читателя, знакомого с атомной и ядерной физикой, с эффектами взаимодействия ионизирующих излучений с веществом и методами регистрации ионизирующих излучений. Поэтому указанные вопросы затронуты лишь в степени, необходимой для понимания соответствующих разделов дозиметрии. Так, студенты должны быть знакомы с физическими процессами, происходящими в ионизационных камерах, поэтому в книге рассмотрены лишь такие закономерности, которые имеют прямое отношение к определению дозы излучения, характеризуют «ход с жесткостью» и др.

Дозиметрия — быстро развивающаяся область физики с непрерывно увеличивающимся объемом задач, поэтому не представляется возможным в рамках одного курса осветить все вопросы, выдвигаемые дозиметрической практикой. Цель настоящей книги — познакомить читателя с физическими основами и принципами различ-

ных методов дозиметрии в соответствии с современным уровнем развития этой области физики. Автор стремился вскрыть особенности дозиметрии различных видов излучений и выявить наиболее общие подходы к решению различных дозиметрических задач.

Материал книги расположен по следующей схеме: рассматривается определенный вид излучения и применительно к этому виду — различные методы дозиметрии. Физические основы различных методов подробно рассмотрены только один раз, в связи с рентгеновским и γ -излучениями, с которых начинается изложение. Для других видов излучения рассматриваются лишь особенности применения того или иного метода. Такое построение наиболее экономно и, как показывает опыт, способствует лучшему усвоению материала.

Особое место занимает глава X (во втором издании XII. — *Прим. ред.*), в которой сделана попытка дать представление о некоторых новых разработках в области дозиметрии. В оценке перспективности тех или иных новых методов и уровня их разработанности в определенной степени сказались личные вкусы автора, которые могут быть спорными. Тем не менее автор считает целесообразным включить этот материал в книгу (что соответствует и программе курса) как пример поисковых работ в области дозиметрии.

Несколько слов о терминологии. Когда рукопись была уже в наборе, закончила свою работу Научная комиссия по терминологии в области дозиметрии ионизирующих излучений при Комитете научно-технической терминологии АН СССР. В книге по возможности учтены те предварительные соображения, которые были высказаны комиссией, однако окончательные рекомендации по терминологии не могли быть использованы автором. Возможно, что трактовка некоторых терминов в книге является дискуссионной. Примером может служить термин «экспозиционная доза», вызывающий наиболее острые споры среди специалистов.

Автор исходит из того, что экспозиционная доза прежде всего характеризует энергию квантового излучения, переданную единице массы воздуха, являющегося образцовым веществом, хотя измеряется она по величине ионизационного эффекта. При определенных условиях экспозиционная доза и поглощенная доза в воздухе равны между собой. Существует другая точка зрения, согласно которой экспозиционная доза характеризует прежде всего величину ионизационного эффекта в воздухе и принципиально отличается от поглощенной дозы излучения.

Автор далек от мысли, что ему удалось написать книгу без недостатков: первая попытка вряд ли столь удачна, как этого хотелось бы. Все критические замечания и пожелания будут приняты с благодарностью.

ВВЕДЕНИЕ

Дозиметрия ионизирующих излучений — самостоятельный раздел прикладной ядерной физики, в котором рассматриваются свойства ионизирующих излучений, физические величины, характеризующие поле излучения или взаимодействие излучения с веществом, а также принципы и методы определения этих величин.

Дозиметрия имеет дело с такими физическими величинами, которые связаны с ожидаемым радиационным эффектом. Эти величины обычно называют дозиметрическими. Установленная связь между измеряемой физической величиной и ожидаемым радиационным эффектом — важнейшее свойство дозиметрических величин. Вне этой связи дозиметрические измерения теряют смысл.

Первопричиной радиационных эффектов является поглощение энергии излучения облучаемым объектом, и доза как мера поглощенной энергии оказывается основной дозиметрической величиной.

Важнейшая задача дозиметрии — определение дозы излучения в различных средах и особенно в тканях живого организма. Для этой цели используют различные расчетные и экспериментальные методы.

Количественное определение дозы излучения, действующей на живой организм, необходимо прежде всего для выявления, оценки и предупреждения возможной радиационной опасности для человека. Если врачи-гигиенисты и радиобиологи должны ответить на вопрос, каковы предельно допустимые с точки зрения биологической опасности уровни излучения, то физики-дозиметристы должны обеспечить правильное измерение этих уровней. Развитие дозиметрии первоначально целиком определялось необходимостью защиты человека от вредного воздействия ионизирующих излучений. Вскоре после открытия рентгеновского излучения (1895 г.) было обнаружено его вредное действие на человека и возникла необходимость в количественной оценке степени радиационной опасности. Для измерения интенсивности рентгеновского излучения начали использовать фотографический эффект, флюоресценцию, тепловой эффект, а также химические методы. В дальнейшем измерения физических величин, характеризующих рентгеновское излучение и его взаимодействие со средой, выделились в самостоятельную область — рентгенометрию, являющуюся теперь составной частью

дозиметрии ионизирующих излучений. В рентгенометрии определены основные величины, подлежащие измерению, и сформировались почти все методы современной дозиметрии.

Не будет преувеличением сказать, что в развитии рентгенометрии советским ученым принадлежит ведущая роль. В 1924 г. П. И. Лукирский провел анализ возможностей ионизационных измерений. Работы П. И. Лукирского, а также Д. Н. Наследова и В. М. Дукельского явились серьезным вкладом в установление ионизационной единицы дозы рентгеновского излучения. В 1928 г. эта единица, получившая название «рентген», была рекомендована на Втором международном конгрессе радиологов как основная единица дозы.

В 30-х годах И. В. Поройков разработал и создал групповой эталон рентгена, обеспечивший прецизионное измерение дозы рентгеновского излучения средней жесткости. В 1934 г. был принят ОСТ ВКС 7623 на единицы рентгеновского излучения, устанавливающий единицу рентген, разработанную И. В. Поройковым. Этим в СССР было положено начало единству измерений ионизирующих излучений. Большой вклад в дальнейшее развитие теоретической и экспериментальной рентгенометрии внесли К. К. Аглинцев, А. Н. Кронгауз, И. В. Поройков, М. Ф. Юдин. Фундаментальные работы К. К. Аглинцева и И. В. Поройкова стали настольными книгами дозиметристов.

До 1942 г. дозиметрия обслуживала в основном медиков-радиологов. В 1942 г. был пущен первый ядерный реактор; с этого времени начались усиленные работы в области ядерной техники, организовалось широкое производство радиоактивных нуклидов. Вопросы радиационной безопасности стали приобретать огромное значение, затрагивая интересы как работников атомной промышленности, так и широких слоев населения. Постепенно дозиметрия становится нужной не только физикам и медикам, но и биологам, химикам, работникам промышленности и сельского хозяйства, связанным с использованием ионизирующих излучений.

Круг задач, решаемых дозиметрией, непрерывно расширяется. Если первоначальной ее задачей было в основном обеспечение радиационной безопасности, то сейчас все большее значение приобретает дозиметрия в радиационно-физических, радиационно-химических и радиобиологических исследованиях; новые требования к дозиметрии предъявляет радиационная технология. Без грамотного, научно обоснованного дозиметрического обеспечения невозможно эффективное применение ионизирующих излучений и радионуклидов в медицине, сельском хозяйстве и др.

Важный аспект приложений дозиметрии — охрана окружающей природной среды, неотъемлемым компонентом которой являются радиационные поля и рассеянные радионуклиды естественного и искусственного происхождения. Дозиметрический контроль окружающей среды и связанные с ним прогнозы радиационной обстановки требуют создания оптимизированных дозиметрических систем, развития новых методов дозиметрии, решения вопросов, связанных

с определением необходимого объема и точности дозиметрической информации.

Успехи дозиметрии предопределяются новыми идеями, научными и практическими разработками. В этой связи уместно назвать Н. Г. Гусева, Б. М. Исаева, И. Б. Кеирим-Маркуса, О. И. Лейпунского, Ю. В. Сивинцева, А. Д. Туркина, широко известных своими трудами в области дозиметрии.

С пуском мощных ускорительных установок возникли новые проблемы в дозиметрии, связанные с измерением излучений, состоящих из частиц очень высоких энергий. Освоение космического пространства и развитие космической медицины невозможны без совершенствования методов измерения дозы ионизирующих излучений, распространяющихся в космосе. Объем задач, решаемых дозиметрией в настоящее время, настолько велик, что их трудно перечислить в кратком введении.

Техническими средствами дозиметрии являются приборы для измерений ионизирующих излучений. Техника дозиметрических измерений интенсивно развивается в наши дни, и существенный вклад в ее развитие вносят советские ученые и специалисты (В. В. Матвеев, Б. И. Хазанов и др.).

Важный раздел дозиметрии — метрология ионизирующих излучений — призван обеспечивать стандартизацию измерений в области ионизирующих излучений и радиоактивности. Метрология требует разработки прецизионных и воспроизводимых методов измерения. Однако специфика предмета измерения (ионизирующие излучения) оказывает влияние на точность дозиметрических методов. Никого не удивит возможность простым способом измерить разность потенциалов с точностью до десятых долей процента. Если вольтметр, измеряющий электрическое напряжение, дает показания с погрешностью 5%, то в большинстве случаев мы считаем его плохим прибором. Совсем другие подходы к оценке измерительной техники в дозиметрии. Прецизионные методы измерения в дозиметрии в некоторых случаях позволяют получить погрешность в доли процента. Вместе с тем в большинстве дозиметрических методов погрешность, оцениваемая десятками процентов, считается вполне удовлетворительной. Следует оговориться, что удовлетворение в данном случае обусловлено не отсутствием необходимости в повышении точности измерения, а ограниченностью возможностей измерительных методов. Повышение точности измерений — важнейшая цель совершенствования методов и средств дозиметрии.

Дозиметрические измерения направлены на то, чтобы дать количественную оценку эффекта воздействия ионизирующих излучений на облучаемый объект. Однако во многих случаях нет простой связи между величиной поглощенной энергии излучения и величиной наблюдаемого эффекта. Знание величины дозы оказывается недостаточным для предсказания радиационного эффекта, который определяется также пространственным распределением поглощенной энергии по облучаемому объекту, фактором времени, видом и энер-

гией ионизирующего излучения. Возникает необходимость в комплексном измерении нескольких взаимозависимых физических величин, определенная комбинация которых могла бы быть связана с ожидаемым радиационным эффектом. Эту связь нельзя установить без понимания механизмов радиационных эффектов. Таким образом, дозиметрия смыкается с радиационной физикой.

Наряду с экспериментальными методами, в дозиметрии широко используют расчетные методы определения дозиметрических величин, основанные на законах взаимодействия излучений с веществом.

Дозиметрия ионизирующих излучений — прикладная наука, однако ее приложения столь многообразны и нестандартны, что требуются постоянные поиски новых методов и средств дозиметрии, основанные на глубоком понимании физики излучений и явлений, связанных с взаимодействием излучений с веществом. Все это делает дозиметрию увлекательной областью знаний, требующей творческого подхода и применения научного метода исследования.

ПОЛЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Под *ионизирующим излучением* понимают любое излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию электрических зарядов разных знаков. Ионизирующее излучение представляет собой поток заряженных и (или) незаряженных частиц*. Говоря о взаимодействии излучения со средой, мы имеем в виду взаимодействие этих частиц с веществом среды, в которой распространяется излучение. Различают *непосредственно ионизирующее излучение* и *косвенно ионизирующее излучение*.

Непосредственно ионизирующее излучение состоит из заряженных частиц, кинетическая энергия которых достаточна для ионизации при столкновении с атомами вещества. Примером этому могут быть α - и β -излучения радиоактивных нуклидов, протонное излучение ускорителей и т. п.

Косвенно ионизирующее излучение состоит из незаряженных (нейтральных) частиц, взаимодействие которых со средой приводит к возникновению заряженных частиц, способных непосредственно вызывать ионизацию.

Примерами косвенно ионизирующего излучения могут служить нейтронное излучение, представляющее собой поток нейтронов, и фотонное излучение, представляющее собой электромагнитное ионизирующее излучение.

Ионизирующее излучение, состоящее из частиц одного вида одинаковой энергии, называется *моноэнергетическим излучением***.

Ионизирующее излучение, состоящее из частиц одного вида различных энергий, называется *немоноэнергетическим*. Так, β -излучение радиоактивных нуклидов всегда является немонаэнергетическим, так как оно состоит из β -частиц различных энергий. Немонаэнергетическим является тормозное излучение; в то же время легко получить моноэнергетическое характеристическое излучение.

Излучение, состоящее из частиц различного вида, называют *смешанным*.

* К частицам мы относим и фотоны.

** В дальнейшем мы часто будем опускать прилагательное «ионизирующее» перед словом «излучение».

В зависимости от характера распространения в пространстве различают *направленное* и *ненаправленное излучение*. Направленным будем называть излучение с выделенным направлением распространения. Это надо понимать таким образом, что в рассматриваемую точку пространства излучение приходит только по одному направлению. Например, излучение одного точечного источника в вакууме и коллимированный пучок излучения от ускорителя в вакууме являются направленными излучениями. Если бы эти излучения распространялись не в вакууме, а в рассеивающей среде, то, строго говоря, мы имели бы дело с ненаправленными излучениями, поскольку рассеянное излучение приходило бы в рассматриваемую точку по различным направлениям. Если рассматривать не один, а два точечных источника, не находящихся на одной линии с точкой наблюдения, то излучение в эту точку в вакууме будет проходить по двум направлениям, и его нельзя считать направленным.

У ненаправленного излучения иногда можно выделить преимущественное направление распространения. В частном случае симметричного относительно точки наблюдения расположения точечных источников одинаковой мощности можно выделить несколько равноценных преимущественных направлений. Однако если такие источники достаточно плотно и равномерно распределены по пространству, то все направления распространения излучения становятся равноценными. В этом случае говорят, что *излучение изотропно*. У изотропного излучения не удастся выделить преимущественного направления распространения.

Излучение распространяется в пространстве и во времени. В зависимости от характера распространения во времени различают *непрерывное* и *импульсное излучения*. Это два крайних случая поведения излучения во времени. Излучение будем считать непрерывным, если его характеристики (точнее, характеристики поля излучения, с которыми мы познакомимся позже) за рассматриваемый промежуток времени остаются постоянными. Однако за время наблюдения характеристики излучения могут изменяться. Под импульсным будем понимать такое излучение, продолжительность действия которого значительно меньше времени наблюдения. Неопределенность критерия «значительно меньше» снимается в каждом конкретном случае.

Под *полем излучения* в дозиметрии понимают область пространства, каждой точке которой поставлены в соответствие физические величины (скалярные или векторные), являющиеся характеристиками поля излучения. Характеристики поля определяют пространственно-временное распределение излучения в рассматриваемой среде.

§ 2. СКАЛЯРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть параллельный пучок излучения направлен по перпендикуляру к поверхности поглощающей и рассеивающей среды. Обозначим буквой F число частиц, переносимых излучением через еди-

фищу площади за некоторый промежуток времени. Введенная для данных условий опыта величина F называется флюенсом; в этом случае она выражает отнесенное к единице площади число частиц направленного излучения, проходящих через перпендикулярно расположенную по отношению к направлению распространения излучения поверхность.

Рассмотрим теперь два пучка излучения, приходящих в некоторую точку A по двум различным направлениям от источников S_1 и S_2 (рис. 1). Результирующий флюенс F в точке A равен сумме флюенсов F_1 и F_2 излучений соответствующих источников. Флюенс F_1 равен числу частиц, прошедших за время наблюдения через площадку единичной площади, расположенной перпендикулярно к направлению S_1A . Чтобы найти флюенс F_2 , надо эту площадку повернуть около точки A так, чтобы она была перпендикулярна направлению S_2A , и измерить прошедшее через нее число частиц за то же время. Результирующий флюенс

$$F_A = F_1 + F_2.$$

Такое правило получения результирующего флюенса в некоторой точке пространства применимо для любого числа пучков излучений, приходящих в эту точку по различным направлениям. Таким образом, чтобы определить флюенс частиц от произвольным образом распределенных точечных источников, нужно знать число частиц, проходящих от каждого источника через единичную площадку, центр которой находится в интересующей нас точке пространства; при этом единичная площадка каждый раз должна быть расположена перпендикулярно к направлению распространения излучения от источника до данной точки. Представим себе, что единичная площадка имеет форму диска. Легко понять, что контур такой площадки при различных ее ориентациях относительно центра опишет сферу с радиусом, равным радиусу площадки; суммарный флюенс частиц от всех источников оказывается равным числу частиц, проникающих в эту сферу. Дадим теперь определение флюенсу частиц в общем случае расположения источников излучения.

Флюенс частиц — это отнесенное к площади поперечного сечения элементарной сферы число частиц излучения, проникающего в эту сферу. При практических измерениях под элементарной следует понимать такую сферу, в пределах объема которой характеристики поля излучения можно считать неизменными.

Если за интервал времени dt приращение флюенса частиц равно dF , то отношение dF/dt представляет плотность потока частиц.

Плотность потока частиц — это отнесенное к площади поперечного сечения элементарной сферы число частиц излучения, проникающего в единицу времени в объем этой сферы.

Рассмотрим моноэнергетическое излучение с энергией E^* , плотность потока частиц которого в некоторой точке пространства

* Выражение «излучение с энергией E » означает, что энергией E обладают частицы, из которых состоит данное излучение.

равна φ_N . Умножив плотность потока частиц на энергию излучения, получим плотность потока энергии, или интенсивность* излучения I :

$$I = \varphi_N \cdot E. \quad (2.1)$$

Интенсивность излучения, или плотность потока энергии, — это отнесенная к площади поперечного сечения элементарной сферы энергия, переносимая излучением, проникающим в единицу времени в объем этой сферы

Запишем соотношение между флюенсом частиц F за некоторый интервал времени τ , плотностью потока частиц φ_N и интенсивностью моноэнергетического излучения I :

$$F = \int_0^{\tau} \varphi_N(t) dt = \frac{1}{E} \int_0^{\tau} I(t) dt. \quad (2.2)$$

В формуле (2.2) предусмотрено, что плотность потока частиц и интенсивность излучения могут зависеть от времени.

Рассмотренные характеристики поля можно определить через величину *потока*.

Поток ионизирующих частиц Φ есть отношение числа ионизирующих частиц dN , проходящих через данную поверхность за интервал времени dt , к этому интервалу:

$$\Phi = dN/dt. \quad (2.3)$$

Соответственно поток энергии ионизирующего излучения

$$\Phi_E = dE/dt, \quad (2.4)$$

где dE — суммарная энергия (включая энергию покоя) всех ионизирующих частиц, проникающих через данную поверхность за интервал времени dt .

Если Φ и Φ_E есть поток соответственно частиц и энергии через поверхность элементарной сферы с площадью поперечного сечения dS , то они связаны с плотностью потока частиц и интенсивностью излучения следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_N &= d\Phi/dS; \\ I &= d\Phi_E/dS. \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

* Термин «интенсивность излучения» не включен в соответствующие ГОСТы, регламентирующие термины и определения в области ионизирующих излучений; однако он получил широкое распространение как удобный синоним термина «плотность потока энергии»

Введенные в этом параграфе характеристики поля излучения -- флюенс частиц, плотность потока частиц и интенсивность излучения -- положительные скалярные величины. В том виде, как эти величины даны здесь, они являются интегральными характеристиками поля и не дают представления об энергетическом и угловом распределении излучения. Более детально поле излучения можно описать дифференциальными характеристиками

§ 3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим распространение излучения около точки A пространства, определяемой радиус-вектором \mathbf{r} , в пределах телесного угла $d\Omega$ в направлении единичного вектора Ω , который задан плоскими углами ϑ и φ (рис. 2).

Пусть $F_i(\mathbf{r}, E, \vartheta, \varphi)$ есть число частиц излучения вида i , обладающих энергией в пределах от E до $E + dE$ и пересекающих единичную площадку, перпендикулярно расположенную к направлению единичного вектора Ω . Функция $F_i(\mathbf{r}, E, \vartheta, \varphi)$ выражает дифференциальное энергетическое и угловое распределение флюенса частиц около точки A пространства. Проинтегрировав эту функцию по углам, получим энергетическое распределение флюенса частиц:

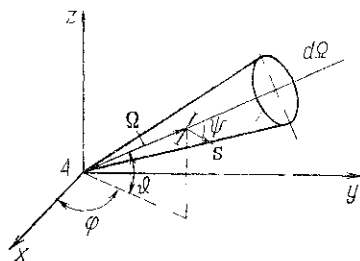


Рис 2 К определению дифференциальных характеристик поля излучения

$$F(\mathbf{r}, E) = \iint_{\vartheta, \varphi} F_i(\mathbf{r}, E, \vartheta, \varphi) d\Omega \quad (3.1)$$

Зная соотношение между флюенсом и плотностью потока частиц, можем записать энергетическое распределение плотности потока

$$\varphi_N(\mathbf{r}, E) = \iint_{\vartheta, \varphi} \frac{dF_i(\mathbf{r}, E, \vartheta, \varphi)}{dt} d\Omega,$$

где t — время.

Формулы (3.1) и (3.2) характеризуют распределение частиц по энергии в данном излучении. Функции $F(\mathbf{r}, E, t)$ и $\varphi_N(\mathbf{r}, E)$ представляют собой энергетический спектр излучения. Если эти функции определены не только для фиксированной точки A при определенном значении радиус-вектора \mathbf{r} , но и для различных точек пространства, так что \mathbf{r} выступает в качестве независимой переменной, то они выражают пространственно-энергетическое распределение излучения. Первоначально введенная функция $F_i(\mathbf{r}, E, \vartheta, \varphi)$ в этом случае характеризует пространственное (\mathbf{r}), энергетическое (E) и угловое (ϑ, φ) распределения излучения.

В дальнейшем будем считать, что точка A фиксирована в пространстве, и радиус-вектор r исключим из рассмотрения; опустим также индекс i , полагая, что мы имеем дело с определенным видом излучения.

Проинтегрировав выражения (3.1) и (3.2) по энергии, получим интегральные величины флюенса F и плотности потока частиц φ_N :

$$F = \int_E F(E) dE; \quad (3.3)$$

$$\varphi_N = \int_E \varphi_N(E) dE. \quad (3.4)$$

Дифференциальное энергетическое и угловое распределение интенсивности излучения простым соотношением связано с соответствующим распределением плотности потока частиц:

$$I(E, \vartheta, \varphi) = \varphi_N(E, \vartheta, \varphi) E. \quad (3.5)$$

Смысл этой функции определяется тем, что $I(E, \vartheta, \varphi) d\Omega dE$ есть интенсивность участка спектра излучения в энергетическом интервале $E, E + dE$, распространяющегося в пределах телесного угла $d\Omega$ в направлении Ω около точки A . Интегральная величина интенсивности получится путем интегрирования функции $I(E, \vartheta, \varphi)$ по всем энергиям и направлениям:

$$I = \iiint_{\vartheta \varphi E} I(E, \vartheta, \varphi) d\Omega dE = \iiint_{\vartheta \varphi E} \varphi_N(E, \vartheta, \varphi) E d\Omega dE. \quad (3.6)$$

Если ограничиться интегрированием только по направлениям, то получающаяся функция $I(E)$ представляет собой энергетический спектр интенсивности излучения.

Если в формулах (3.5) и (3.6) вместо плотности потока использовать флюенс $F(E, \vartheta, \varphi)$, то результатом преобразования по этим формулам будет энергетический флюенс F_E :

$$F_E = \iiint_{\vartheta \varphi E} F_E(E, \vartheta, \varphi) d\Omega dE = \iiint_{\vartheta \varphi E} F(E, \vartheta, \varphi) E d\Omega dE. \quad (3.7)$$

F_E представляет собой отнесенную к площади поперечного сечения элементарной сферы энергию, переносимую излучением, проникающим в эту сферу.

§ 4. ВЕКТОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотренные в предыдущих параграфах величины F , φ и I характеризуют перенос частиц или энергии через площадку, перпендикулярно расположенную к направлению распространения излучения.

Рассмотрим теперь перенос частиц через единичную площадку S , ориентированную под углом ψ к направлению распространения излучения, т. е. к направлению единичного вектора Ω (см. рис. 2).

Ориентация площадки задана единичным вектором s . Число частиц, обладающих энергией в интервале от E до $E + dE$, распространяющихся в пределах телесного угла $d\Omega$ в направлении Ω и пересекающих площадку S , обозначим $J_S(E, \vartheta, \varphi) dEd\Omega$. Эта величина связана с флюенсом частиц соотношением

$$J_S(E, \vartheta, \varphi) dEd\Omega = F(E, \vartheta, \varphi) \cos \psi dEd\Omega. \quad (4.1)$$

Нетрудно увидеть, что $J_S(E, \vartheta, \varphi)$ из формулы (4.1) есть проекция вектора $F(E, \vartheta, \varphi) \Omega$ на направление вектора s , расположенного нормально к площадке S ; вектор

$$J(E, \vartheta, \varphi) dEd\Omega = F(E, \vartheta, \varphi) \Omega dEd\Omega \quad (4.2)$$

будем называть дифференциальным током частиц с энергией от E до $E + dE$, распространяющихся в направлении Ω в пределах телесного угла $d\Omega$.

Теперь можно написать

$$J_S(E, \vartheta, \varphi) = J(E, \vartheta, \varphi) \cdot s = F(E, \vartheta, \varphi) \cdot (\Omega \cdot s). \quad (4.3)$$

Проинтегрировав функцию $J(E, \vartheta, \varphi)$ по всем энергиям и по всем направлениям, получим интегральную величину тока частиц J_A излучения за некоторое время в точке A пространства:

$$J_A = \int \int J(E, \vartheta, \varphi) dEd\Omega = \int \int F(E, \vartheta, \varphi) \Omega d\Omega dE. \quad (4.4)$$

Ток частиц J_A есть интегральная векторная величина, характеризующая поле излучения. Поясним физический смысл величины J_A на примере двух направленных пучков излучения. Обратимся снова к рис. 1. За некоторое время наблюдения флюенс излучения от источника S_1 в точке A равен F_1 , а от источника S_2 флюенс равен F_2 . Ток J_1 от источника S_1 в точке A по абсолютной величине равен флюенсу F_1 , а по направлению совпадает с направлением распространения излучения; аналогичная ситуация и с излучением источника S_2 :

$$|J_1| = F_1; \quad |J_2| = F_2. \quad (4.5)$$

Результирующее значение флюенса в точке A равно арифметической сумме F_1 и F_2 :

$$F_A = F_1 + F_2. \quad (4.6)$$

Результирующий ток в той же точке J_A равен геометрической сумме векторов J_1 и J_2 :

$$J_A = J_1 + J_2. \quad (4.7)$$

Интегральная величина J_A в отличие от интегральной величины флюенса F_A содержит информацию о направлении распространения излучения. Число частиц, пересекающих единичную площадку,

ориентированную в соответствии с направлением единичного вектора \mathbf{s} , равно

$$J_S = \mathbf{J}_A \cdot \mathbf{s}. \quad (4.8)$$

Величина тока частиц J_S в данном случае выражает число пересечений поверхности единичной площадки, заданным образом ориентированной в пространстве, причем весовой вклад в величину результирующего тока каждой частицы определяется направлением ее движения.

Если в формуле (4.4) вместо флюенса использовать плотность потока частиц $\varphi_N(E, \vartheta, \varphi)$, то получим векторную характеристику поля излучения — плотность тока частиц \mathbf{j}_A :

$$\mathbf{j}_A = \int_E \int_{\Omega} \varphi_N(E, \vartheta, \varphi) \mathbf{\Omega} d\Omega dE. \quad (4.9)$$

Помимо тока и плотности тока частиц можно говорить о токе и плотности тока энергии излучения, также являющихся векторными характеристиками поля излучения.

Векторный ток энергии излучения \mathbf{J}_E определяется формулой

$$\mathbf{J}_E = \int_E \int_{\Omega} F(E, \vartheta, \varphi) E \mathbf{\Omega} d\Omega dE. \quad (4.10)$$

Плотность тока энергии \mathbf{j}_E есть векторный аналог плотности потока энергии, или интенсивности излучения:

$$\mathbf{j}_E = \int \int \varphi_N(E, \vartheta, \varphi) E \mathbf{\Omega} dE = \int_{\Omega} I(\vartheta, \varphi) \mathbf{\Omega} d\Omega. \quad (4.11)$$

Флюенс F , плотность потока частиц φ_N , энергетический флюенс F_E и интенсивность излучения I можно назвать потоковыми величинами, а соответствующие им векторные аналоги \mathbf{J} , \mathbf{j} , \mathbf{J}_E и \mathbf{j}_E — токовыми.

Вернемся еще раз к примеру с двумя направленными пучками излучения (см. рис. 1). Из сопоставления формул (4.7) — (4.5) следует, что результирующий ток \mathbf{J}_A по абсолютной величине меньше суммарного флюенса F_A в точке A .

Из формулы (4.7) следует также, что для двух противоположно направленных пучков излучения с одинаковым значением флюенса в точке A результирующий ток частиц в этой точке равен нулю.

Эти соотношения являются частным случаем более общего правила. *Для направленного излучения векторная токовая величина в направлении распространения излучения по абсолютному значению равна соответствующей скалярной потоковой величине.* Во всех остальных случаях абсолютное значение токовой величины меньше соответствующей потоковой величины. Для изотропного излучения, не имеющего преимущественного направления распространения, каждой частице, летящей в некотором направлении, можно противопоставить другую, летящую в противоположном направлении. Это приводит к тому, что для изотропного излучения ток (плотность тока) частиц равен нулю.

§ 5. ТОКОВЫЕ И ПОТОВОКОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В РАССЕИВАЮЩЕЙ И ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Рассмотрим сначала гипотетический случай прохождения направленного излучения через рассеивающую, но не поглощающую среду. Пусть в результате прохождения через плоский рассеиватель все частицы излучения отклонились на угол ψ по отношению к первоначальному направлению движения (рис. 3). Для определенности будем иметь дело с энергетическим флюенсом F_E (потокосная величина) и током энергии J_E . До рассеивателя эти две величины по абсолютному значению равны между собой, поскольку речь идет о направленном излучении. Пусть J_S — количество энергии, переносимое через единицу площади передней поверхности рассеивателя; поскольку поглощения излучения нет, такое же количество энергии пройдет через заднюю поверхность. J_S есть проекция тока J_E на направление нормали к площадке, перпендикулярно расположенной к направлению начального распространения излучения. Таким образом, рассеиватель не изменил количество энергии, переносимое через фиксированную в пространстве площадку. Значение флюенса после рассеивателя F_{E2} связано со значением флюенса для рассеивателя F_{E1} соотношением

$$F_{E2} = F_{E1} / \cos \psi. \quad (5.1)$$

Таким образом, потокосная величина возросла в результате процесса рассеяния. Поскольку угол рассеяния нами выбран произвольно, подобные рассуждения можно провести по отношению к любым направлениям рассеянного излучения, и мы вправе заключить, что в самом общем случае *рассеяние излучения в среде приводит к возрастанию потокосных величин*. В приведенном примере вектор тока J_E изменил направление и тоже возрос по абсолютной величине в том же соотношении, как и флюенс; это произошло потому, что в нашем случае рассеянное излучение принято направленным, а мы совмещаем направление вектора тока с направлением распространения излучения как до рассеивателя, так и после него. Абсолютная величина тока через площадку, ориентированную параллельно передней поверхности рассеивателя, в данном примере остается постоянной. В реальной ситуации рассеяние частиц происходит под различными углами, и результирующий ток J_E есть геометри-

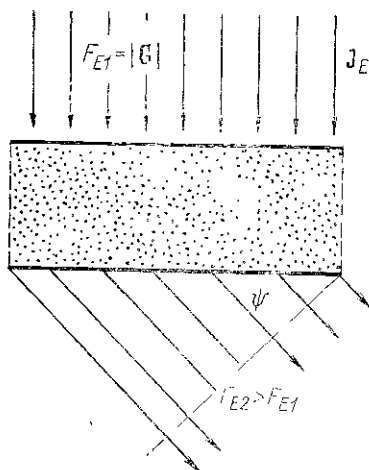


Рис. 3. Изменение характеристик поля в рассеивающей среде

ческая сумма его составляющих в различных направлениях, в то время как потоковая величина есть арифметическая сумма ее составляющих. Это приводит к тому, что процесс рассеяния в общем случае уменьшает абсолютное значение токовых величин по сравнению с соответствующими потоковыми величинами.

Поглощение излучения приводит к уменьшению как токовых, так и потоковых величин. Таким образом, в реальной среде, где происходит и поглощение, и рассеяние излучения, поведение токовых и потоковых величин определяется следующими закономерностями.

Поглощение излучения уменьшает и те и другие величины. Рассеяние приводит к возрастанию потоковых величин; токовые величины

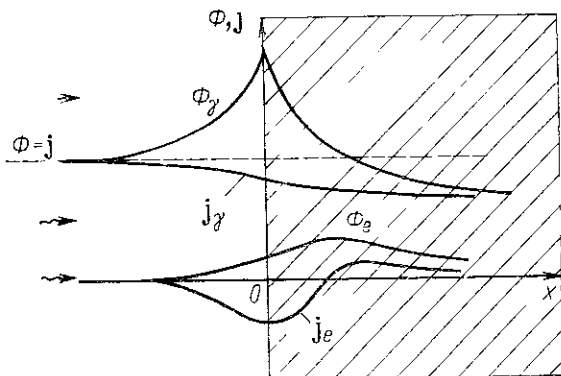


Рис. 4. Влияние границы раздела сред на токовые и потоковые величины

в результате рассеяния излучения могут как уменьшаться, так и возрастать, однако отношение токовой величины к соответствующей потоковой уменьшается при наличии рассеяния.

Рассмотрим теперь поведение токовых и потоковых величин на границе раздела вакуума и рассеивающе-поглощающей среды на примере фотонного излучения с энергией несколько мегаэлектрон-вольт. Пусть параллельный пучок γ -квантов распространяется в вакууме и на некотором расстоянии от источника входит в поглощающую среду (рис. 4). Если бы среды не было, то характеристики поля излучения во всем пространстве оставались бы неизменными. Для примера будем сопоставлять плотность потока Φ_N и плотность тока частиц j . Для направленного излучения в вакууме эти величины постоянны и их абсолютные значения равны (пунктирная линия на рисунке.) При наличии среды ситуация меняется. В результате взаимодействия излучения с веществом возникают рассеянные γ -кванты, летящие в различных направлениях (в том числе и назад), а также заряженные частицы (электроны). Обратное рассеяние приводит к тому, что плотность потока γ -квантов Φ_γ по мере приближения от источника к поверхности среды возрастает;

в самой среде поглощение γ -квантов и плотность потока с увеличением глубины x падает.

Плотность тока γ -квантов j_γ у поверхности среды со стороны источника вследствие обратного рассеяния уменьшается; это происходит потому, что составляющая тока обратного рассеянных квантов имеет противоположный знак по отношению к составляющей тока первичного излучения. В среде происходит дальнейшее уменьшение плотности тока в результате поглощения излучения.

Возникающим электронам можно приписать свои плотность потока Φ_e и плотность тока j_e . В данном примере направленного γ -излучения электроны имеют преимущественное направление распространения вперед; возникшие электроны сами испытывают рассеяние и поглощение в среде. Плотность потока электронов Φ_e , вылетающих с поверхности среды назад в переднее полупространство, быстро падает по направлению к источнику излучения. То же происходит с плотностью тока j_e , которое имеет отрицательное значение по отношению к направлению движения первичных γ -квантов. В среде плотность тока меняет знак, поскольку там преимущественное направление движения электронов совпадает с направлением распространения первичного излучения. Положение максимумов определяется значимостью взаимно конкурирующих процессов.

§ 6. ТЕОРЕМА ФАНО

Фано показал, что *в изотропном поле фотонного излучения (характеристики поля одинаковы во всех точках пространства) поток вторичного излучения (электроны) в среде неизменного атомного состава также изотропен и не зависит от плотности среды и изменения плотности от точки к точке.* Качественно это можно понять из следующего.

Пусть в однородной по плотности и составу среде поток электронов с некоторой фиксированной энергией через заданную площадку S равен Φ_e . Эту площадку смогут пересечь лишь те электроны, которые освобождены первичным излучением в пределах слоя вещества толщиной, равной пробегу электронов R (рис. 5). Условно примем, что все электроны летят по направлению нормали к площадке S . Пусть n_e — число электронов, освобожденных в единице объема среды. Тогда

$$\Phi_e = s \int_0^R n_e dx = sn_e R. \quad (6.1)$$

Уменьшим плотность среды, начиная с некоторого расстояния $r < R$ и далее, в k раз. Теперь в слое толщиной r в единице объема по-прежнему освобождается n_e электронов, а при большей толщине образуется n_e/k электронов. Изменение плотности среды приводит к изменению пробега электронов. Обозначим R_1 толщину примыкаю-

щего к площадке s слоя, равного пробегу электронов в этих измененных условиях. Полагая, что пробег частиц обратно пропорционален плотности, можем написать: $R_1 = r + (R - r) \cdot \kappa$. Число электронов, пересекающих площадку после изменения плотности, равно

$$\Phi_{e1} = s \left[\int_0^r n_e d\lambda + \int_r^{R_1} n_e dx / \kappa \right]. \quad (6.2)$$

Подставив значение R_1 в формулу (6.2), получим после интегрирования $\Phi_{e1} = sn_e R = \Phi_e$, т. е. поток электронов не изменился

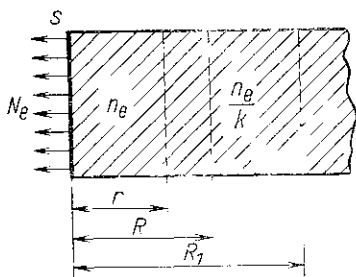


Рис 5 Иллюстрация к теореме Фано

Рассуждая аналогичным образом в случае электронов, имеющих другие энергии и направления движения, получаем подтверждение теоремы Фано.

Обосновать теорему Фано в более общем случае можно следующим образом. Рассмотрим поле электронного излучения в безграничной однородной по составу среде, плотность которой в общем случае меняется от точки к точке. Пусть в этой среде распределен источник электронов, мощность которого пропорциональна

локальной плотности среды; другими словами, считаем, что число электронов, возникающих в единице объема, пропорционально плотности среды.

Пусть $F(E, \Omega, r) dE d\Omega$ — флюенс электронов, обладающих энергией E в интервале dE и летящих в направлении Ω в пределах телесного угла $d\Omega$ около точки, определяемой радиус-вектором r ;

$\kappa(E, r)$ — линейный коэффициент любого взаимодействия электронов с веществом около точки r ;

$\kappa(E', E; \Omega' \cdot \Omega; r) dE \cdot d\Omega$ — линейный коэффициент таких взаимодействий, при которых электрон с энергией $E' > E$ и направлением движения Ω' приобретает энергию E в интервале dE и направление движения Ω в интервале $d\Omega$;

$s(E, \Omega, r) dE \cdot d\Omega$ — число электронов указанных энергии и направления, испускаемых источником в единице объема среды около точки r .

Кинетическое уравнение, описывающее баланс числа электронов в единице объема, запишем следующим образом:

$$s + \int_E^\infty \int_{4\pi} \kappa F(E', \Omega', r) d\Omega' dE' = \Omega \nabla F + \kappa F. \quad (6.3)$$

* Скалярное произведение векторов $\Omega' \cdot \Omega$ выступает в качестве аргумента величины κ потому, что сечение взаимодействия зависит от угла между начальным и конечным направлениями движения частицы

Здесь и далее мы опускаем запись аргументов, от которых зависят s, k, κ, F .

Левая часть уравнения выражает прибыль электронов в единице объема в энергетическом интервале от E до $E + dE$ с направлением движения Ω в пределах телесного угла $d\Omega$ за счет источника и вследствие замедления электронов с энергией $E' > E$, летящих в направлении Ω' в пределах угла $d\Omega'$.

Правая часть уравнения выражает убыль электронов данной энергии и направления из единицы объема, обусловленную как их переносом, так и актами взаимодействия с веществом. Действительно, убыль частиц в результате их переноса за счет движения равна дивергенции вектора тока \mathbf{J} . В нашем случае $\mathbf{J} = \Omega F$. Следовательно,

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = \operatorname{div} (\Omega F) = \Omega \operatorname{grad} F = \Omega \nabla F. \quad (6.4)$$

Предположим теперь, что плотность среды во всех точках одна и та же и равна ρ_0 . В этом случае все введенные выше величины не зависят от пространственных координат; обозначим их соответственно

$$\bar{F}(E; \Omega); \bar{\kappa}(E); \bar{k}(E', E; \Omega' \cdot \Omega), \bar{s}(E, \Omega).$$

Очевидно, $\nabla \bar{F} = 0$ и кинетическое уравнение для этого частного случая имеет следующий вид:

$$\left[\bar{s} - \bar{\kappa} \bar{F} + \int_E^\infty \int_{4\pi} \bar{k} \bar{F} d\Omega' dE' \right] = 0 \quad (6.5)$$

Вернемся снова к рассмотрению среды с переменной плотностью. Пусть плотность меняется по закону $\rho(r)$. Введем величину относительной плотности $\xi(r) = \rho(r)/\rho_0$. С точностью до эффекта плотности можно считать, что линейные коэффициенты взаимодействия электронов с веществом пропорциональны плотности среды; кроме того, мы условились, что мощность источника также пропорциональна плотности. Запишем эти условия:

$$s = \bar{s} \xi(r); \quad \kappa = \bar{\kappa} \xi(r); \quad k = \bar{k} \xi(r). \quad (6.6)$$

Подставим выражения (6.6) в кинетическое уравнение (6.3):

$$\Omega \nabla F = \left[\bar{s} - \bar{\kappa} F + \int_E^\infty \int_{4\pi} \bar{k} F d\Omega' dE' \right] \xi(r) \quad (6.7)$$

Покажем теперь, что не зависящая от координат величина \bar{F} удовлетворяет уравнению (6.7), а следовательно, является решением уравнения (6.3). Для этого подставим \bar{F} в уравнение (6.7). Поскольку \bar{F} не зависит от координат, $\nabla \bar{F} = 0$ и левая часть уравнения обращается в нуль; множитель в квадратных скобках в правой части уравнения (6.7) также обращается в нуль в соответствии с уравнением (6.5). Заметим, что правая часть уравнения (6.7) обра-

шается в нуль лишь в результате подстановки \bar{F} , поскольку $\xi(\mathbf{r})$ не равна нулю. Таким образом, \bar{F} удовлетворяет уравнению (6.7). Поскольку уравнение (6.7) есть преобразованное уравнение (6.3) \bar{F} оказывается решением уравнения (6.3). Другими словами, $\bar{F}(E, \Omega) = F(E, \Omega; \mathbf{r})$, т. е. флюенс электронов не зависит от координат и остается постоянным для всех точек пространства.

Итак, *если мощность источника пропорциональна локальной плотности среды, то флюенс электронов в однородной по составу безграничной среде не зависит от плотности среды и от изменения плотности от точки к точке.*

Если среда находится в изотропном поле фотонного ионизирующего излучения (все характеристики поля не зависят от координат), то с точностью до эффекта плотности число электронов, возникающих в каждом элементе объема, пропорционально плотности среды. Таким образом, создаются условия, при которых поле электронного излучения оказывается изотропным, что и утверждается теоремой Фано.

Заметим, что эта теорема применима к любому виду первичного излучения, взаимодействие которого со средой приводит к возникновению вторичного излучения.

§ 7. ПОГЛОЩЕННАЯ ЭНЕРГИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Как уже отмечалось, поглощение энергии ионизирующего излучения является первичным процессом, дающим начало физико-химическим преобразованиям в облучаемом веществе, которые приводят к наблюдаемому радиационному эффекту. Поэтому представляется естественным сопоставить наблюдаемый радиационный эффект с количеством поглощенной энергии. Рассмотрим детальнее понятие «поглощенная энергия» и его количественное выражение.

Ионизирующее излучение, взаимодействуя с веществом, передает ему свою энергию малыми, но конечными порциями. Переданная энергия реализуется в процессах ионизации, возбуждения, упругих столкновений; часть энергии идет на увеличение массы покоя облучаемого вещества. Статистическая природа излучения, вероятностный характер взаимодействия излучения с веществом приводят к тому, что переданная некоторому объему вещества энергия излучения есть величина стохастическая; это означает, что в одном и том же поле излучения в пределах одного и того же объема вещества за одинаковые интервалы времени наблюдения переданная энергия выступает как случайная величина, характеризующаяся своим вероятностным распределением и средним значением. Говоря о переданной энергии, мы имеем в виду энергию, которая передается в первичных актах взаимодействия излучения с веществом рассматриваемого объема. Не вся переданная энергия обязательно расходуется в пределах данного объема. Только та энергия, которая остается в рассматриваемом объеме, составляет поглощенную энергию излучения. В дозиметрии, однако, в поглощенную энергию не включают энергию излучения, затраченную на увеличение массы покоя облучаемого вещества.

Как и переданная энергия, поглощенная энергия есть величина стохастическая. При достаточно большом числе актов взаимодействия излучения с веществом отклонения поглощенной энергии от среднего значения могут быть столь малы, что правомерно ими пренебречь. В обычной дозиметрии (макродозиметрии) пренебрегают флуктуациями поглощенной энергии, оперируя средним значением как нестохастической величиной.

Выделим некоторый объем вещества в среде, находящейся в поле ионизирующего излучения. Рассмотрим самый общий случай, когда поле формируется внешними источниками косвенно и непо-

средственно ионизирующих частиц, а также внутренними источниками, находящимися в пределах данного объема (например, инкорпорированными радионуклидами).

Обозначим $\Sigma \varepsilon_1$ сумму кинетической энергии всех непосредственно и косвенно ионизирующих частиц, которые вошли в этот объем; $\Sigma \varepsilon_2$ — сумму кинетической энергии всех частиц, которые покинули этот объем; внутри данного объема возможны ядерные превращения и превращения элементарных частиц; при подобных превращениях возможны как выделение, так и затрата энергии. Суммарную выделившуюся энергию при этих превращениях обозначим ΣQ_1 , а суммарную затраченную на эти превращения энергию — ΣQ_2 . Тогда поглощенная энергия излучения ΔE будет равна

$$\Delta E = \Sigma \varepsilon_1 - \Sigma \varepsilon_2 + \Sigma Q_1 - \Sigma Q_2. \quad (7.1)$$

Заметим, что $\Sigma \varepsilon_1$ и $\Sigma \varepsilon_2$ не включают в себя энергию массы покоя частиц; ΣQ_2 включает энергию, идущую на увеличение масс покоя вещества, заключенного в рассматриваемом объеме.

Знак суммы в формуле (7.1) подчеркивает дискретный характер переноса, выделения и затраты энергии (отдельными частицами в отдельных актах превращений). Мы, однако, условимся рассматривать большее число событий для того, чтобы оперировать со средними значениями, которые мы предполагаем непрерывными. Разность $(\Sigma \varepsilon_1 - \Sigma \varepsilon_2)$ представляет собой чистый приток энергии внутрь рассматриваемого объема через его поверхность.

Обратимся теперь к векторной характеристике поля излучения — току энергии \mathbf{J}_E (§ 4, гл. 1). Пусть $d\mathbf{S}$ — векторный элемент площади замкнутой поверхности; направление вектора $d\mathbf{S}$ совпадает с перпендикуляром к элементарной площадке от поверхности во внешнюю сторону. Скалярное произведение $\mathbf{J}_E \cdot d\mathbf{S}$ дает чистый результирующий ток энергии в направлении вектора $d\mathbf{S}$. Заметим, что \mathbf{J}_E учитывает все без исключения частицы излучения, проходящие через площадку $d\mathbf{S}$ в различных направлениях. Интегрирование по всей замкнутой поверхности, охватывающей рассматриваемый объем, дает результирующую величину тока энергии из данного объема во внешнее пространство. Интеграл с обратным знаком дает результирующий приток энергии внутрь данного объема, т. е.

$$(\Sigma \varepsilon_1 - \Sigma \varepsilon_2) = - \oint_S \mathbf{J}_E \cdot d\mathbf{S}. \quad (7.2)$$

Пусть, далее, E — общая кинетическая энергия частиц от источников, находящихся внутри данного объема, на единицу массы заключенного в этом объеме вещества, а Q — общая энергия излучения, затраченная на ядерные превращения и увеличение массы покоя вещества внутри данного объема на единицу массы заключенного в этом объеме вещества. Тогда

$$(\Sigma Q_1 - \Sigma Q_2) = \iiint \rho (E - Q) dV, \quad (7.3)$$

где ρ — плотность облучаемого вещества, а интегрирование производится по всему рассматриваемому объему.

Сопоставляя полученные формулы, можем написать следующее выражение для поглощенной энергии излучения в данном объеме:

$$\Delta E = \iiint_V (E - Q) \rho dV - \oiint_S \mathbf{J}_E \cdot d\mathbf{S}. \quad (7.4)$$

Рассмотрим теперь некоторые частные случаи. Прежде всего пренебрежем величиной Q , что вполне допустимо во многих практических ситуациях. Допустим, далее, что поле излучения создается равномерно распределенными по всему пространству радионуклидами и что других источников нет; в этом случае внутри среды, где расположен избранный нами объем, поле излучения изотропно и однородно, т. е. характеристики поля не меняются от точки к точке. Тогда результирующий ток энергии через замкнутую поверхность равен нулю, т. е. равен нулю второй член правой части формулы (7.4), и поглощенная энергия в данном объеме равна

$$\Delta E = \iiint_V E \rho dV = E m, \quad (7.5)$$

где E — энергия частиц, испускаемых радионуклидами в единице массы вещества, а m — масса вещества, заключенного в данном объеме. Итак, поглощенная энергия в этом частном случае равномерного распределения нуклидов равна выделяющейся (испускаемой) энергии в том же самом объеме.

Теперь предположим, что в рассматриваемом объеме поле создается исключительно внешними источниками, т. е. положим $E = 0$. Тогда поглощенная энергия в веществе массой m , заключенном в этом объеме, равна

$$\Delta E = - \oiint_S \mathbf{J}_E \cdot d\mathbf{S}. \quad (7.6)$$

При наличии излучения поглощенная энергия не может быть равна нулю, а это равносильно утверждению, что поле не изотропно (неоднородно). Мы нарушили изотропию (однородность) поля тем, что убрали источники из рассматриваемого объема; однако если мы создадим вакуум в рассматриваемом объеме, то поглощенная энергия будет равна нулю, так как нет взаимодействия, и результирующий ток энергии через замкнутую поверхность будет равен нулю. В вакууме всегда

$$\oiint_S \mathbf{J}_E \cdot d\mathbf{S} = 0. \quad (7.7)$$

§ 3. ЛИНЕЙНАЯ ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ

Линейная передача энергии (ЛПЭ) заряженных частиц в среде L_Δ определяется отношением

$$L_\Delta = (dE/dl)_\Delta, \quad (8.1)$$

где $d\dot{E}$ — средние энергетические потери, обусловленные такими столкновениями на пути dl , при которых переданная энергия меньше заданного значения Δ .

При прохождении заряженной частицы через вещество она теряет свою энергию в актах упругих и неупругих взаимодействий. В результате часть энергии частицы расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, а часть — на тормозное излучение. В актах ионизации передается энергия, достаточная для того, чтобы один или несколько орбитальных электронов в атоме покинули его, приобретя некоторую кинетическую энергию. Полезно выделить две различные ситуации: а) освобожденные в результате ионизации электроны обладают столь малой кинетической энергией, что неспособны сами произвести ионизацию; б) освобожденные электроны обладают энергией, достаточной для дальнейшей ионизации среды; некоторые из этих электронов могут получить столь большую начальную кинетическую энергию, что способны образовать самостоятельные треки; такие электроны называются δ -частицами. Электроны группы б) могут, однако, обладать такой энергией, которая достаточна лишь для создания всего нескольких пар ионов; в этом случае трудно говорить о самостоятельном треке и правильнее говорить о сгустках небольшого числа ионов, так называемых кластерах. Различие между кластерами и δ -частицами с четко выраженными самостоятельными треками в значительной степени условно.

Пороговая энергия Δ , входящая в формулу (8.1), обычно относится к энергии δ -электронов. Если в акте столкновения первичная заряженная частица образует δ -электрон с энергией больше Δ , то эта энергия не включается в значение dE , а δ -электроны с энергией больше Δ рассматриваются как самостоятельные первичные частицы. Выбор пороговой энергии Δ является произвольным и зависит от конкретных условий. Максимальная энергия δ -частиц составляет долю от энергии первичной частицы, приблизительно равную $4 m_0 M_0 / (m_0 + M_0)^2$, где M_0 — масса первичной заряженной частицы, а m_0 — масса электрона. Такая оценка справедлива для тяжелых заряженных частиц. Если в качестве первичной частицы выступает электрон, то максимальная энергия δ -частиц может составлять лишь половину его кинетической энергии в момент столкновения*.

Понятие ЛПЭ, определяемое формулой (8.1), отличается от понятия тормозной способности вещества. Поясним это различие при более детальном рассмотрении формирования среднего значения энергетических потерь dE .

Пусть параллельный пучок моноэнергетических заряженных частиц одного вида с энергией E падает перпендикулярно на плоский поглотитель (рис. 6). Выделим в этом поглотителе слой Δl

* Это справедливо, если считать, что взаимодействующие частицы свободны, и если не учитывать квантовомеханических эффектов.

достаточно тонкий, чтобы можно было пренебречь многократным рассеянием. Произвольно выбранная частица, взаимодействуя с веществом поглотителя в некоторой точке A , теряет энергию ΔE и, отклонившись на угол θ , выходит из слоя с энергией $E' = E - \Delta E$.

Потерянная энергия ΔE в зависимости от вида процесса взаимодействия может быть преобразована различными путями. Классифицируем возможные компоненты потерянной энергии следующим образом:

ΔE_A — энергия, локализованная непосредственно в месте взаимодействия около точки A ;

ΔE_q — энергия, преобразованная в кинетическую энергию вторичных заряженных частиц, причем $E_q \leq \Delta$, где Δ — заданная пороговая энергия;

ΔE_Q — энергия, преобразованная в кинетическую энергию вторичных заряженных частиц, причем $E_Q > \Delta$.

ΔE_γ — энергия, преобразованная в энергию фотонов.

В силу случайного характера процессов взаимодействия излучения с веществом потерянная энергия ΔE и ее распределение по этим составляющим оказываются различными для каждой первичной частицы, входящей в состав рассматриваемого моноэнергетического пучка.

Пусть $\sum_{i=1}^n \Delta E_i$ — сумма всех энергий, представляющих компоненты ΔE_A , ΔE_q , ΔE_Q и ΔE_γ при прохождении через поглотитель n первичных частиц. Тогда среднее значение потерянной энергии $\Delta \bar{E}$ в слое l для частицы с кинетической энергией E будет равно

$$\Delta \bar{E} = \sum_{i=1}^n \Delta E_i / n. \quad (8.2)$$

Линейная тормозная способность поглотителя dE/dl теперь определится следующим образом:

$$dE/dl = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} (\Delta \bar{E} / \Delta l)^*. \quad (8.3)$$

Запишем теперь выражение для ЛПЭ с пороговой энергией Δ :

$$L_\Delta = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} (\Delta \bar{E}_\Delta / \Delta l) = (dE/dl)_\Delta, \quad (8.4)$$

где $\Delta \bar{E}_\Delta$ включает лишь компоненты потерянной энергии ΔE_A и ΔE_q .

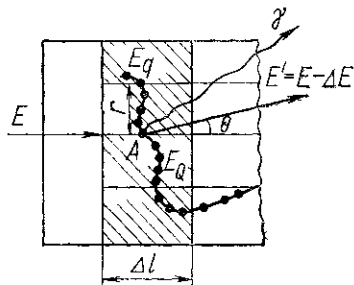


Рис. 6. Иллюстрация к определению ЛПЭ

* Обычно тормозная способность записывается со знаком — (минус), что соответствует уменьшению энергии с увеличением пройденного частицей пути. Мы будем считать dE/dl положительной величиной.

Таким образом, ЛПЭ не включает энергию, преобразованную в энергию фотонов (радиационные потери), и при заданном значении пороговой энергии Δ не включает кинетическую энергию таких вторичных частиц, для которых эта энергия больше Δ .

Если пороговая энергия не ограничена, то ЛПЭ включает энергию всех δ -электронов. Соответствующее значение ЛПЭ обозначают L_∞ , или просто L . В частном случае, когда радиационными потерями можно пренебречь, L_∞ совпадает с тормозной способностью.

Вместо задания пороговой энергии Δ можно задать максимальное расстояние от трека частицы s , в пределах которого депонированная энергия дает вклад в dE при определении ЛПЭ. Соответствующее значение ЛПЭ обозначается L_r . L_r представляет часть энергии общих энергетических потерь dE/dl , которая фактически поглощена на единице пути частицы в пределах радиуса r от оси трека. Заметим, что в фактически поглощенную энергию в этом случае входит и та энергия, которая принесена δ -электронами, возникшими за пределами рассматриваемого цилиндрического объема.

Линейная передача энергии зависит от кинетической энергии заряженной частицы. Энергия частицы меняется по мере проникновения ее в глубь вещества; меняется и значение ЛПЭ. Поскольку длина трека частицы однозначно связана с ее энергией, ЛПЭ можно сопоставить как с кинетической энергией, так и с длиной трека ионизирующих частиц. Если выделить некоторый объем среды, находящейся в поле ионизирующего излучения, то в этот объем будут входить частицы с различными значениями ЛПЭ, в зависимости от того, какая часть трека частицы укладывается в этом объеме. Следовательно, можно говорить о распределении длины треков по ЛПЭ.

Свойства ЛПЭ-распределений и формирование ЛПЭ-спектров подробно рассматриваются в гл. 15.

§ 9. ПОГЛОЩЕННАЯ ДОЗА

Основной физической величиной, принятой в дозиметрии для оценки меры действия ионизирующего излучения, является поглощенная доза, или просто доза излучения. *Доза излучения — это рассчитанная на единицу массы облученного вещества поглощенная энергия излучения.* Если в элементе объема, содержащем массу вещества dm , средняя поглощенная энергия равна dE , то доза излучения D определяется формулой

$$D = dE/dm. \quad (9.1)$$

Говоря о среднем значении поглощенной энергии, мы подчеркиваем макроскопический характер применяемых здесь величин.

Слово «доза» означает некоторое количество чего-либо (от греческого *dosis*). Понятие «доза» допускает два толкования:

1) доза — это некоторое количество чего-либо независимо от того, предназначено это количество для передачи кому-либо (кому-либо) или нет;

2) доза — это количество чего-либо, предназначенное для передачи или переданное кому-либо (кому-либо). Неоднозначность в толковании понятия «доза» приводит к различному пониманию «дозы излучения». В соответствии с первой трактовкой доза излучения является количественной характеристикой (мерой) излучения; в соответствии со второй трактовкой — количественной характеристикой (мерой) результата взаимодействия излучения с веществом. Данное выше определение дозы излучения соответствует именно этому, второму, толкованию понятия «доза».

Рассмотрим некоторый объем V , в пределах которого заключена масса вещества Δm . Пусть за некоторое время облучения поглощенная энергия излучения в этом объеме равна ΔE . Поглощенная энергия, рассчитанная на единицу массы, составит $\Delta E/\Delta m$. Если изменением характеристик поля излучения от точки к точке в пределах объема V можно пренебречь, то доза будет равна

$$D = \Delta E/\Delta m. \quad (9.2)$$

Это значение дозы может быть приписано любой точке в пределах объема V . Однако если рассматриваемый объем достаточно велик и в его пределах заметно изменяются характеристики поля излучения, то доза будет меняться от точки к точке. Под дозой излучения в данной точке следует понимать дозу в бесконечно малом объеме, внутри которого находится рассматриваемая точка. В этом смысле дифференциальная форма представления дозы (9.1) определяет ее значение в точке, которая может быть задана координатами x, y, z , так что поглощенная энергия в рассматриваемом объеме равна

$$\Delta E = \iiint_V D(x, y, z) dV. \quad (9.3)$$

Считая, что рассматриваемый объем достаточно мал, воспользуемся формулой (9.2). Подставим в нее поглощенную энергию, определяемую формулой (7.4), и тогда получим

$$D = \frac{\iiint_V (E - Q) \rho dV - \oint_S \mathbf{J}_E \cdot d\mathbf{S}}{\iiint_V \rho dV}, \quad (9.4)$$

где ρ — плотность вещества, которая в общем случае зависит от координат. Тройной интеграл в знаменателе равен массе вещества Δm , заключенного в объеме V .

Воспользовавшись теоремой Гаусса—Остроградского, преобразуем формулу (9.4) к следующему виду:

$$D = \frac{\iiint_V \{E - Q - \nabla J_{E/\rho}\} \rho dV}{\iiint_V \rho dV}. \quad (9.5)$$

Пренебрегая изменением значений используемых величин в пределах рассматриваемого объема V вследствие его малости, получаем следующее выражение для дозы излучения:

$$D = E - Q - \nabla J_{E/\rho}. \quad (9.6)$$

Напомним, что здесь E — кинетическая энергия частиц, испускаемых источниками, находящимися внутри данного объема, в расчете на единицу массы вещества; Q — энергия, эквивалентная вызванному излучением увеличению массы покоя вещества в пределах данного объема, рассчитанному на единицу массы; J_E — вектор тока энергии излучения, зависящий от координат.

Рассмотрим теперь формирование дозы в пределах данного объема в поле косвенно ионизирующего излучения. Для определенности будем рассматривать фотонное излучение, например γ -излучение. В результате взаимодействия γ -квантов с веществом возникают электроны, составляющие заряженную компоненту поля излучения. Для любого элемента объема в среде можно составить энергетический баланс, обусловленный потоком заряженных (электронов) и незаряженных (γ -квантов) частиц отдельно.

Для незаряженных частиц энергетический баланс определяется уравнением

$$\nabla J_{E_\gamma/\rho} + E_\gamma + B - K - Q_\gamma = 0, \quad (9.7)$$

где B — энергия незаряженных частиц, освобожденных заряженными частицами, на единицу массы среды; K — энергия заряженных частиц, освобожденных незаряженными частицами, на единицу массы среды.

Заметим, что незаряженные частицы не вносят непосредственно вклада в поглощенную энергию, поэтому алгебраическая сумма членов формулы (9.7) равна нулю. Соответственно для заряженных частиц

$$-\nabla J_{E_e/\rho} + E_e + K - B - Q_e = D. \quad (9.8)$$

Доза D целиком определяется поглощением энергии при взаимодействии заряженных частиц с веществом. Применительно к нашему случаю фотонного излучения K есть суммарная кинетическая энергия электронов, возникающих в единице массы вещества в результате фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар; B — энергия тормозного излучения, возникающего при торможении электронов (также в расчете на единицу массы вещества).

В области энергий γ -квантов, при которых эффект образования пар не является преобладающим, доля энергии электронов, идущая на тормозное излучение, мала и можно принять $B = 0$; кроме того,

как уже отмечалось, практически всегда $Q_\gamma = Q_e = 0$. Пусть в пределах рассматриваемого объема отсутствуют источники излучений — распространенный случай облучения только внешними источниками; тогда $E_\gamma = E_e = 0$. Из уравнений (9.7) и (9.8) можно теперь написать:

$$K = -\nabla J_{E_\gamma}/\rho; \quad (9.9)$$

$$D = K - \nabla J_{E_e}/\rho. \quad (9.10)$$

Отметим разницу в физическом смысле величин D и K . Доза D характеризует фактически поглощенную энергию в некотором объеме вещества как за счет тех заряженных частиц, которые образовались в пределах этого объема в результате взаимодействия первичного косвенно ионизирующего излучения с веществом, так и за счет заряженных частиц, пришедших извне. Величина K характеризует энергию, переданную косвенно ионизирующим излучением заряженным ионизирующим частицам в пределах рассматриваемого объема. В дозиметрии величина K имеет специальное название керма*. Керма означает сумму кинетической энергии всех заряженных частиц, освобожденных косвенно ионизирующим излучением в единице массы облучаемого вещества.

Доза излучения зависит от времени облучения; с течением времени доза накапливается. Изменение дозы в единицу времени называется мощностью дозы. Мощность дозы равна

$$P = dD/dt, \quad (9.11)$$

где dD — изменение дозы за время dt .

Мощность дозы в общем случае является функцией времени — $P(t)$. Если эта функция известна, то дозу за некоторый интервал времени от t_1 до t_2 можно определить по формуле

$$D = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt. \quad (9.12)$$

Если мощность дозы постоянна во времени, то

$$D = (t_2 - t_1) P. \quad (9.13)$$

Аналогично можно говорить о мощности кермы, связь которой с кермой определяется этими же формулами.

Керма и мощность кермы (в дополнение к ранее рассмотренным) являются удобными характеристиками поля косвенно ионизирующего излучения в данной среде. В дальнейшем мы подробнее рассмотрим значение кермы для фотонного и нейтронного излучений и ее соотношение с дозой.

* От английского KERMA — сокращенная форма выражения Kinetic Energy Released in Material.

Доза заряженных моноэнергетических частиц, ЛПЭ которых равно L , определяется очевидной формулой

$$D = FL_m, \quad (9.14)$$

где F — флюенс частиц, а L_m выражено в массовых единицах.

Для немонотонного излучения со спектром $F(E)$ доза равна

$$D = \int_0^{\infty} F(E) L_m(E) dE, \quad (9.15)$$

где $F(E) dE$ — флюенс частиц в энергетическом интервале от E до $E + dE$.

Подынтегральная функция в формуле (9.15) представляет собой распределение дозы по энергии частиц:

$$D(E) = F(E) L_m(E). \quad (9.16)$$

где $D(E) dE$ — часть дозы, обусловленная частицами, кинетическая энергия которых находится в интервале от E до $E + dE$. Таким образом, $D(E)$ есть энергетический ненормированный спектр дозы.

§ 10 ЭКСПОЗИЦИОННАЯ ДОЗА

Экспозиционная доза — специфическая величина в дозиметрии, введенная для фотонного излучения. Она равна абсолютному значению полного заряда ионов одного знака, которые образуются в воздухе при полном торможении электронов и позитронов, освобожденных фотонами в единице массы воздуха. Обозначим экспозиционную дозу D_0 , тогда

$$D_0 = dQ/dm, \quad (10.1)$$

где dQ — суммарный заряд всех ионов одного знака, созданных в воздухе при полном торможении электронов и позитронов, освобожденных фотонным излучением в массе воздуха dm . Здесь важно понять, что заряд dQ включает заряд всех ионов одного знака, созданных в результате полного использования кинетической энергии электронов и позитронов в воздухе независимо от места образования этих ионов; имеется в виду, что эти ионы созданы только теми электронами и позитронами, которые возникли в массе воздуха dm .

Легко установить связь между экспозиционной дозой и кермой фотонного излучения в воздухе K_γ . Действительно, керма есть сумма начальной кинетической энергии всех электронов и позитронов, освобожденных фотонами в единице массы воздуха. Тормозясь в воздухе, эти заряженные частицы часть своей энергии E_S истратят на тормозное излучение; остальная энергия пойдет на ионизацию и возбуждение атомов среды. Следовательно, экспозиционная доза равна

$$D_0 = (K_\gamma - E_S) e/w, \quad (10.2)$$

где e — заряд одного иона, а ω — средний расход энергии электронов на образование одной пары ионов в воздухе.

Если пренебречь энергией тормозного излучения, что вполне допустимо для низких и средних энергий фотонов, то

$$D_0 = eK_V/\omega. \quad (10\ 3)$$

Таким образом, керма фотонного излучения в воздухе выступает как энергетический эквивалент экспозиционной дозы. Соответственно мощность кермы k_V есть энергетический эквивалент мощности экспозиционной дозы P_0 .

§ 11. КОЭФФИЦИЕНТ КАЧЕСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ДОЗА

Уже отмечалось, что результат воздействия излучения на объект определяется не только поглощенной энергией, но и характером распределения этой энергии в облучаемом объекте, распределением облучения во времени, видом излучения и другими факторами, значимость которых различна в зависимости от условий облучения и рода измеряемого радиационного эффекта. В частности, биологический эффект облучения при прочих равных условиях оказывается различным для разных видов излучения. Возникает вопрос, почему. Не заложена ли причина в самой природе ионизирующих частиц, которая может быть различна для разных видов излучения? Наши сведения о взаимодействии излучений с веществом свидетельствуют о том, что в некоторых случаях природа частиц действительно определяет способ диссипации переданной энергии. Например, нейтроны, взаимодействуя с кристаллической решеткой, способны произвести смещение атомов в решетке и нарушить ее структуру, в то время как γ -кванты умеренных энергий могут лишь ионизовать атомы. Однако применительно к биологическому действию различие в физической природе частиц не является главным фактором различия радиационных эффектов. Более того, даже частицы одной природы, но разных энергий могут вызывать неодинаковый эффект при одной и той же поглощенной дозе.

По современным представлениям о биологическом действии ионизирующих излучений определяющую роль играет ионизация живой ткани. Свойства ионов не зависят от причины, по которой они возникли, а следовательно, и от природы ионизирующих частиц. В чем же тогда различие для разных видов излучений? Главное различие заключается в том, что разные виды излучений создают ионы с неодинаковым пространственным распределением. Например, тяжелые заряженные частицы создают более плотную дорожку ионов, чем легкие; различными оказываются диапазоны энергий, передаваемых δ -частицам, которые по-своему влияют на пространственное распределение ионов. Значительные различия об-

наруживаются в микроскопическом распределении поглощенной энергии, а следовательно, и ионизации*.

Таким образом, представляется целесообразным определить некоторую физическую величину, которая учитывала бы пространственное распределение переданной энергии. Такой величиной в некотором приближении может служить линейная передача энергии — ЛПЭ. «Некоторое приближение» здесь означает, что если для двух различных видов частиц ЛПЭ одинакова, то пространственное распределение переданной ими энергии более идентично, чем если бы ЛПЭ была различной. ЛПЭ, таким образом, выступает как характеристика качества излучения. *Под качеством в данном случае мы понимаем такую характеристику излучения, которая имеет одно и то же значение у разных видов излучения, если при одинаковых условиях облучения данного объекта и одинаковой дозе наблюдается один и тот же радиационный эффект.* Другими словами, радиационное действие излучений одинакового качества, в том числе излучений разных видов, будет одинаковым при равных дозах. Сразу оговоримся, что пока такой универсальной величины, которая полностью определяла бы качество излучения, не найдено. Возможно, здесь следует искать комбинацию величин. Тем не менее во многих случаях, особенно в области противорадиационной защиты, ЛПЭ является удобной характеристикой качества излучения.

Для сравнения биологических эффектов, вызываемых разными видами излучения, введено понятие относительной биологической эффективности (ОБЭ).

Относительная биологическая эффективность излучения — это отношение поглощенной дозы образцового излучения, вызывающего определенный биологический эффект, к поглощенной дозе данного излучения, вызывающего тот же биологический эффект:

$$\eta = D_0/D_x, \quad (11.1)$$

где η — ОБЭ; D_0 и D_x — дозы соответственного образцового и данного излучений, при которых наблюдается один и тот же биологический эффект.

В качестве образцового излучения принимают рентгеновское излучение с граничной энергией фотонов 200 кэВ; для образцового излучения $\eta = 1$; обычно полагают $\eta = 1$ для фотонов любых энергий.

ОБЭ находится в сложной зависимости от вида излучения, его энергии, наблюдаемой биологической реакции, распределения излучения во времени, индивидуальных особенностей биологического объекта и других факторов, часть которых недостаточно хорошо изучена. И в то же время наиболее универсальной является зависимость ОБЭ от ЛПЭ. На рис. 7 показана зависимость ОБЭ от

* Вопросы микроскопического распределения поглощенной энергии рассматривает раздел дозиметрии — микродозиметрия (см. гл. 16).

ЛПЭ, полученная в радиобиологических экспериментах. Кривая 1 соответствует сложным биологическим системам, для которых наблюдается максимум ОБЭ в районе значений ЛПЭ = 100 кэВ/мкм. Кривая 2 типична для инактивации некоторых бактерий и вирусов. Начиная с некоторых значений ЛПЭ кривая падает, не проявляя максимумов или минимумов.

ОБЭ определяют в конкретных условиях радиобиологического эксперимента. Суммируя и анализируя данные по ОБЭ, можно составить представление об относительной радиационной опасности для человека различных видов излучений.

Данные по ОБЭ, полученные в различных радиобиологических исследованиях, служат основой для установления предельно допустимых уровней облучения и норм радиационной безопасности. В целях противорадиационной защиты используют, однако, не конкретное значение полученной в эксперименте ОБЭ, а так называемый коэффициент качества излучения.

Коэффициент качества является регламентированной величиной ОБЭ, устанавливаемой специальными научными комиссиями на основании медицинских и радиобиологических данных и предназначенной для контроля радиационной опасности. Отсюда следует, что по мере накопления и уточнения данных по биологическому действию излучений коэффициенты качества для различных видов излучений могут быть пересмотрены. Являясь основой при установлении норм, обеспечивающих радиационную безопасность, коэффициенты качества в Советском Союзе узакониваются ГОСТом и соответствующими Правилами радиационной безопасности.

Помимо численных значений коэффициента качества для разных видов излучений устанавливается зависимость коэффициента качества от ЛПЭ излучения. За основу принимается кривая вида 1 на рис. 7. Однако и здесь связь между коэффициентом качества и ЛПЭ устанавливается на основе обобщения и анализа данных по ОБЭ с учетом накопленных знаний по последствиям облучения, а не путем прямого наблюдения этой связи. В табл. 1 приведены средние значения ЛПЭ в воде, с которыми сопоставлены значения коэффициента качества k . Коэффициенты качества для промежуточных значений ЛПЭ находят путем линейного интерполирования (ГОСТ 12631 — 67

Принято, что излучения с одинаковым коэффициентом качества при равных дозах и одинаковых условиях облучения приводят к одинаковому биологическому эффекту с точки зрения радиационной

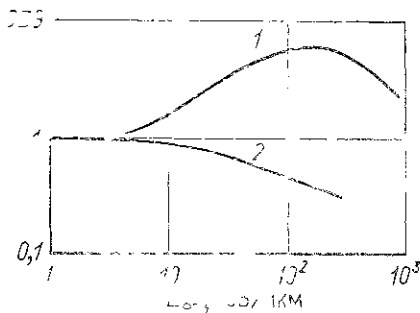


Рис. 7 Зависимость ОБЭ от ЛПЭ

опасности. Коэффициент качества есть зависящий от ЛПЭ коэффициент, на который надо умножить поглощенную дозу, чтобы для целей радиационной защиты биологический эффект облучения людей выражался в одной и той же мере независимо от вида излучения.

Таблица 1

Значения коэффициентов качества для излучений с различными ЛПЭ

Вид излучения	Средняя удельная ионизация в воде, пар ионов/мкм	Среднее значение ЛПЭ в воде, кэВ/мкм	Коэффициент качества k
Фотонное излучение, электроны, позитроны	≤ 100	$\leq 3,5$	1
Тяжелые ионизирующие частицы	≤ 100	$\leq 3,5$	1
	100—200	3,5—7,0	1—2
	200—550	7,0—23	2—5
	550—1500	23—53	5—10
	1500—5000	53—175	10—20

Однако введение коэффициента качества оказывается не всегда достаточным для количественного описания биологических эффектов облучения, поэтому может возникнуть необходимость в других уточняющих коэффициентах, например в коэффициенте распределения, который учитывал бы неоднородность распределения источников, инкорпорированных внутрь организма.

Обозначим ξ все другие уточняющие коэффициенты, кроме коэффициента качества k . Произведение поглощенной дозы D , коэффициентов ξ и k дает величину H , которая Международной Комиссией по радиационным единицам и измерениям (МКРЕ) названа эквивалентом дозы:

$$H = k\xi D. \quad (11.2)$$

За исключением коэффициента качества, остальные уточняющие коэффициенты на уровне современных знаний часто бывают неизвестны, и иногда оказывается затруднительным даже указать способ их количественной оценки. Вместе с тем во многих случаях (при внешнем облучении всегда) можно принять $\xi = 1$.

Произведение поглощенной дозы D данного вида излучения на его коэффициент качества k называется эквивалентной дозой:

$$D_0 = kD. \quad (11.3)$$

Для смешанного излучения эквивалентную дозу определяют как сумму произведений значений D_i поглощенной дозы отдельных

видов излучений на соответствующие значения k_i , коэффициентов качества этих излучений:

$$D_0 = \sum_i k_i L_i. \quad (11.4)$$

Коэффициент качества является отвлеченным числом, а эквивалентная и поглощенная дозы имеют одинаковую размерность.

§ 12. КОЛЛЕКТИВНАЯ ДОЗА

Эквивалентная доза устанавливает соответствие между поглощенной дозой излучения и ожидаемым биологическим эффектом для данного человека; другими словами, она является мерой биологического действия индивидуальной дозы, полученной конкретными лицами. Следовательно, и ожидаемые биологические последствия связаны с конкретными лицами. Однако в случае облучения больших групп людей полезно давать оценку суммарного ожидаемого эффекта.

Широкое применение атомной энергии предопределяет, что некоторая часть населения профессионально связана с источниками ионизирующих излучений. Для нее установлены нормы предельных уровней облучения, которые гарантируют полную безопасность здоровья каждого работника. Современная противорадиационная защита обеспечивает не превышение этих уровней. Наряду с профессиональным облучением следует учитывать облучение больших групп людей и всего населения как от природных источников, так и от источников, созданных человеком. В качестве примера можно указать на медицинское облучение. Добавка к естественному радиационному фону, обусловленная деятельностью людей, невелика, и практически важным оказывается учет влияния малого уровня облучения на большие группы населения. При облучении малыми дозами, незначительно превышающими естественный радиационный фон, можно ожидать лишь отдаленных последствий генетической или соматической природы; соматические эффекты проявляются непосредственно у облученных лиц, генетические — в последующих поколениях.

Особенность отдаленных последствий облучения заключается в том, что они носят стохастический характер и могут быть обнаружены лишь статистическими методами на популяционном уровне. Размер последствий облучения в этом случае определяется не только индивидуальной дозой, но и числом облученных лиц.

Пусть среди некоторой группы облученных лиц $N(D) dD$ есть число лиц, получивших дозу в интервале от D до $D + dD$. Тогда величина D_0 представляет собой коллективную дозу

$$D_0 = \int_0^{\infty} DN(D) dD. \quad (12.1)$$

Если в формуле (12.1) вместо $N(D)$ использовать плотность распределения дозы среди рассматриваемой группы лиц $\rho(D)$, то интеграл даст среднее значение дозы \bar{D} , получаемой одним человеком:

$$\bar{D} = \int_0^{\infty} \rho(D) D dD. \quad (12.2)$$

В процессе облучения может изменяться как мощность дозы излучения, так и число облучаемых лиц. Если $N(P)$ есть распределение облучаемых лиц по мощности дозы в некоторый момент времени, то мощность коллективной дозы в этот же момент времени определяется интегралом:

$$P_s = \int_0^{\infty} P N(P) dP. \quad (12.3)$$

Для другого момента времени мощность коллективной дозы может измениться вследствие изменения как P , так и распределения $N(P)$. Коллективная доза за некоторый интервал времени от t_1 до t_2 получается как результат интегрирования по времени формулы (12.3):

$$D_s = \int_{t_1}^{t_2} P_s(t) dt. \quad (12.4)$$

Коллективная доза (так же как и мощность дозы) может быть применена к любому числу облучаемых лиц. В предельном случае, когда рассматривается один человек, коллективная доза равна индивидуальной дозе; в другом предельном случае, когда рассматриваются целые популяции вплоть до всего населения земного шара, коллективная доза называется популяционной дозой. Легко убедиться, что если интеграл в формуле (12.1) распространить на значительно большее число людей, чем фактически подверглось облучению от данного источника, то значение коллективной дозы D_s не изменится, поскольку учет лиц, которые не подверглись облучению, даст нулевую добавку к интегралу. Это позволяет иногда заменять коллективную дозу популяционной.

Аналогично определяется коллективная эквивалентная доза; для этого необходимо в формуле (12.1) вместо поглощенной дозы использовать эквивалентную дозу.

Коллективные доза и мощность дозы особенно полезны при оценке действия конкретного источника в результате облучения больших групп людей. В качестве меры общего облучения популяции от данного источника может быть принята парциальная коллективная (или популяционная) доза. Парциальная коллективная доза D_s^k , обусловленная определенным источником k , есть

интеграл за бесконечно большой промежуток времени от коллективной мощности дозы P_s^k , обусловленной тем же источником:

$$D_s^k = \int_0^{\infty} P_s^k(t) dt. \quad (12.5)$$

Слово «парциальная» отражает тот факт, что доза связана с конкретным источником; при наличии нескольких источников общая доза равна сумме парциальных. Парциальная доза накапливается за все время действия источника и в этом смысле выступает как прогнозируемая, или ожидаемая, доза*.

Из формул (12.1) и (12.2) видно, что в качестве исходной выступает информация о распределении дозы среди рассматриваемой группы лиц. Эту информацию получают на основе данных дозиметрического контроля.

Чтобы количественно оценить ожидаемый биологический эффект при облучении больших групп людей, знания популяционной дозы оказывается недостаточным. Мы можем лишь сказать, что с увеличением популяционной дозы эффект возрастает. Мерой ожидаемого эффекта может служить так называемая биологически значимая доза. *Под биологически значимой дозой будем понимать такую дозу излучения, которая в случае, если бы она была получена каждым человеком данной группы (популяции), вызвала бы такие же биологические последствия, что и реальное распределение дозы.* В зависимости от рассматриваемого эффекта отдаленных последствий облучения можно говорить о генетически значимой дозе и соматически значимой дозе. Чтобы вычислить биологически значимую дозу по отношению к данному эффекту на основе распределения $N(D)$, необходимо задаться определенной моделью радиационного воздействия. При определении генетически значимой дозы учитывают ожидаемое число рождений у различных категорий населения; при определении соматически значимой дозы следует учитывать ожидаемую продолжительность жизни. Существуют различные способы учета этих факторов, но все они сводятся к правильному выбору статистических весов, на которые надо умножить составляющие распределения $p(D)$.

* Определенная таким образом доза в зарубежной научной литературе называется the dose comitment.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДОЗИМЕТРИИ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 13. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

При прохождении фотонного излучения через вещество происходит преобразование энергии фотонов в элементарных актах их взаимодействия с атомами и электронами среды. В области средних энергий фотонов (примерно до 10 МэВ) наиболее существенное значение имеют фотоэффект, комптон-эффект и эффект образования пар.

Фотоэффект. При фотоэлектрическом взаимодействии фотон поглощается атомом и освобождается фотоэлектрон. Если энергия фотона E_γ превосходит энергию связи K -электронов, фотоэлектрическое поглощение с большей вероятностью происходит на K -оболочке. При меньшей энергии наиболее вероятно освобождение тех электронов, которые имеют наибольшую энергию связи E_i , однако в любом случае должно соблюдаться условие $E_\gamma \geq E_i$. Баланс энергии при фотоэлектрическом поглощении имеет вид

$$E_\gamma = E_i + E_e, \quad (13.1)$$

где E_e — кинетическая энергия вылетевшего электрона.

Вылетевший из атома электрон освобождает место на соответствующем энергетическом уровне, которое может быть занято менее связанным электроном; при этом выделится квант характеристического излучения. При переходе менее связанных электронов на вакантные уровни избыток энергии может непосредственно привести к вылету из атома одного из электронов верхних оболочек (эффект Оже).

Таким образом, при фотоэффекте часть энергии первичных фотонов преобразуется в кинетическую энергию электронов (фотоэлектроны и электроны Оже), а часть — в энергию характеристического излучения. Если линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения обозначить τ , то можно написать

$$\tau = \tau_h + \tau_s, \quad (13.2)$$

где τ_h — часть коэффициента фотоэлектрического поглощения, характеризующая преобразование энергии первичных фотонов в кинетическую энергию электронов; τ_s — часть коэффициента фотоэлектрического поглощения, характеризующая преобразование

энергии первичных фотонов в энергию характеристического излучения.

Вдали от скачков поглощения со стороны коротких длин волн (высоких энергий) роль τ , незначительна и можно положить $\tau \approx \tau_h$. Доля τ_s велика вблизи скачков поглощения, и в том случае, если энергия первичного фотона равна энергии связи вылетевшего электрона, $\tau \approx \tau_c$. Чем тяжелее материал поглотителя, тем существеннее роль τ_s , однако в большинстве практически важных для дозиметрии случаев можно считать, что при фотоэффекте вся энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию фотоэлектронов.

Комптон-эффект. В случае комптон-эффекта часть энергии первичных фотонов преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть — в энергию рассеянных фотонов. Обозначив σ линейный коэффициент комптоновского взаимодействия, напишем

$$\sigma = \sigma_h + \sigma_s, \quad (13.3)$$

где σ_h и σ_s — часть коэффициента комптоновского взаимодействия, характеризующая преобразование энергии первичного фотона в энергию электронов отдачи и энергию рассеянных квантов соответственно.

Эффект образования пар. Для этого эффекта необходимо, чтобы энергия первичного фотона была больше $2 m_0 c^2$ — удвоенной энергии покоя электронов. При столкновении вместо первичного фотона образуются две частицы — электрон и позитрон. Позитрон, замедлившись, взаимодействует с одним из электронов среды. В результате образуются два фотона аннигиляционного излучения с суммарной энергией $2 m_0 c^2$. Таким образом, при эффекте образования пар энергия первичных фотонов преобразуется в кинетическую энергию ионизирующих частиц (электронов и позитронов) и в энергию аннигиляционного излучения. Если κ обозначить линейный коэффициент эффекта образования пар, то часть коэффициента, характеризующая преобразование энергии первичного фотона в кинетическую энергию электрона и позитрона, будет равна

$$\kappa_h = (E_\gamma - 1,022) \kappa / E_\gamma, \quad (13.4)$$

где E_γ — энергия, МэВ.

Из рассмотрения этих трех процессов следует, что в первичных актах взаимодействия фотонного излучения с веществом часть энергии преобразуется в кинетическую энергию корпускулярного излучения, а часть — в энергию вторичного фотонного излучения. Для дозиметрии особенно существенна та часть энергии фотонов, которая преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц. В общем случае одновременно могут идти все три процесса.

Пусть μ — полный линейный коэффициент ослабления моноэнергетического фотонного излучения, тогда

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa. \quad (13.5)$$

Линейный коэффициент ослабления по физическому смыслу определяется следующей формулой:

$$\mu = \frac{1}{\varphi_N} \frac{d\varphi_N}{dl}, \quad (13.6)$$

где φ_N — плотность потока частиц, летящих перпендикулярно к поверхности плоского слоя вещества толщиной dl . Отношение $d\varphi_N/dl$ представляет собой долю частиц (от общего числа падающих частиц), испытавших взаимодействие на пути dl .

Коэффициент ослабления, рассчитанный на единицу массы ослабляющей среды, — массовый коэффициент ослабления — обозначим μ_m ; коэффициенты ослабления, рассчитанные на один электрон или атом среды (электронный и атомный коэффициенты), обозначим соответственно μ_e и μ_a . Связь между этими коэффициентами определяется соотношениями

$$\mu = \mu_m \rho = \mu_a \frac{N_A}{A} \rho = \mu_e \frac{N_A}{A} Z \rho, \quad (13.7)$$

где ρ — плотность ослабляющей среды; N_A — число Авогадро; A — относительная атомная масса; Z — атомный номер. Соотношения вида (13.7) справедливы также для коэффициентов τ , σ и κ .

Полный коэффициент ослабления μ сложным образом зависит от энергии фотонов и материала поглотителя.

Электронный коэффициент комптоновского взаимодействия σ_e не зависит от материала среды и является лишь функцией энергии фотонов. Электронный коэффициент эффекта образования пар κ_e зависит от энергии фотонов и прямо пропорционален атомному номеру материала поглотителя. Электронный коэффициент фотоэлектрического поглощения τ_e сильно зависит и от энергии фотонов, и от атомного номера материала поглотителя. Существуют различные эмпирические формулы, определяющие коэффициент фотоэлектрического поглощения. Мы примем для этого коэффициента выражение, получающееся из анализа кривой Ионсона:

$$\tau_m = \frac{N_A}{A} C Z^{n+1} \lambda^n, \quad (13.8)$$

где C — коэффициент, постоянный между скачками поглощения и постоянный для всех энергий выше энергии, соответствующей K -скачку поглощения; λ — длина волны, соответствующая энергии взаимодействующих фотонов; показатель степени n слабо зависит от энергии фотонов и меняется в пределах от 2,3 до 3 в широком энергетическом диапазоне. Часто принимают $n = 3$.

Суммируя сказанное, напишем выражения для коэффициентов, определяющих различные эффекты взаимодействия:

$$\left. \begin{aligned} \tau_e &= CZ^n \lambda^n; \\ \sigma_e &= f(E_\gamma); \\ \kappa_e &= kZ. \end{aligned} \right\} \quad (13.9)$$

Зависимость электронного коэффициента комптоновского взаимодействия σ_e от энергии фотонов может быть определена по известной формуле Клейна — Нишины — Тамма. Коэффициент k в выражении для κ_e также зависит от энергии фотонов. Массовые, атомные и линейные коэффициенты для каждого эффекта взаимодействия могут быть получены из соотношений вида (13.7).

Необходимо отметить, что для легких элементов ($Z \leq 13$) фотоэффект с увеличением энергии фотонов становится пренебрежимо малым значительно раньше, чем появляется эффект образования пар. Отсюда следует, что для моноэнергетического излучения в практически важных для дозиметрии случаях одновременно идут не более чем два процесса взаимодействия: либо фотоэлектрическое поглощение и комптон-эффект, либо комптон-эффект и эффект образования пар. Для немонотонического излучения могут наблюдаться все три эффекта взаимодействия одновременно.

По отношению к коэффициенту ослабления применимо правило аддитивности:

$$\mu_m = \sum_i p_i \mu_{mi}, \quad (13.10)$$

где p_i — массовая доля i -го простого вещества, входящего в состав сложного вещества; μ_{mi} — массовый коэффициент ослабления в i -м простом веществе; μ_m — массовый коэффициент ослабления для сложного вещества.

От формулы (13.10) легко перейти к формуле для вычисления электронного коэффициента ослабления сложного вещества μ_e . Обозначим n_0 — число электронов в единице массы сложного вещества, тогда

$$\mu_e = \mu_m / n_0. \quad (13.11)$$

Концентрация электронов связана с массовыми долями простых веществ соотношением

$$n_0 = \sum_i p_i \frac{N_A}{A_i} Z_i, \quad (13.12)$$

где суммирование производится по числу простых веществ, входящих в состав сложного вещества.

В соответствии с формулой (13.7) напомним

$$\mu_{mi} = \mu_{ei} \frac{N_A}{A_i} Z_i.$$

Комбинируя формулы (12.12), (12.11) и (10.10), получаем

$$\mu_e = \frac{1}{n_0} \sum_i p_i \frac{N_A}{A_i} Z_i \mu_{ei}. \quad (13.13)$$

Обозначим $\alpha = p_i N_A Z_i / n_0 A_i$; легко понять, что это есть относительное число электронов, связанных с i -м простым веществом.

Теперь напишем окончательное выражение для электронного коэффициента ослабления в сложном веществе:

$$\mu_e = \sum_i \alpha_i \mu_{ei}. \quad (13.14)$$

Пусть a_i — относительное число атомов i -го простого вещества в сложном веществе; a_i связано с относительным числом электронов α_i очевидным соотношением

$$\alpha_i = a_i Z_i / \sum_i a_i Z_i. \quad (13.15)$$

Подставив формулу (13.15) в формулу (13.14), получим следующее выражение для атомного коэффициента ослабления в сложном веществе:

$$\mu_a = \mu_e \sum_i a_i Z_i = \sum_i a_i Z_i \mu_{ei} = \sum_i a_i \mu_{ai}. \quad (13.16)$$

§ 14. КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

В предыдущем параграфе было отмечено, что в элементарных актах взаимодействия фотонов с веществом часть энергии первичного излучения преобразуется в кинетическую энергию электронов, а часть — в энергию вторичного фотонного излучения. Это позволяет полный коэффициент ослабления представить в виде суммы двух коэффициентов:

$$\mu = \mu_h + \mu_s, \quad (14.1)$$

где μ_h и μ_s — соответственно части коэффициента ослабления, определяющие преобразование энергии фотонов в кинетическую энергию электронов и энергию вторичного фотонного излучения (характеристическое излучение, рассеянные фотоны, аннигиляционное излучение).

Коэффициент μ_h называется коэффициентом передачи энергии излучения. Как и коэффициент ослабления, μ_h может быть массовым, атомным, электронным и линейным. Связь между этими коэффициентами определяется соотношениями вида (13.7).

Для простого вещества с атомным номером Z массовый коэффициент передачи энергии

$$\mu_{hm} = \tau_{hm} + \sigma_{hm} + \kappa_{hm}, \quad (14.2)$$

или на основании соотношений (13.7)

$$\mu_{hm} = \frac{N_A}{A} Z (\tau_{he} + \sigma_{he} + \kappa_{he}). \quad (14.3)$$

Подставив соответствующие значения коэффициентов из формул (13.9), получим

$$\mu_{hm} = C \frac{N_A}{A} Z^{n+1} \lambda^n + \frac{N_A}{A} Z \sigma_{ke} + \frac{N_A}{A} k Z^2. \quad (14.4)$$

Для сложного вещества, состоящего из элементов с атомными номерами Z_1, Z_2, Z_3, \dots массовый коэффициент передачи энергии по правилу аддитивности

$$\mu_{km} = \sum_i p_i \mu_{kmi}, \quad (14.5)$$

где p_1, p_2, p_3, \dots — массовые доли соответствующих элементов, входящих в состав сложного вещества; $\mu_{km1}, \mu_{km2}, \mu_{km3}, \dots$ — массовые коэффициенты передачи энергии для элементов с атомными номерами Z_1, Z_2, Z_3, \dots . Для i -го элемента

$$\mu_{kmi} = \tau_{kmi} + \sigma_{kmi} + \kappa_{kmi} = C \frac{N_A}{A_i} Z_i^{n+1} \lambda^n + \frac{N_A}{A_i} Z_i \sigma_{ke} + \frac{N_A}{A_i} k Z_i^2. \quad (14.6)$$

Из соотношений (14.5) и (14.6) получим для сложного вещества

$$\mu_{km} = \frac{\mu_k}{\rho} = \sum_i p_i \left(C \frac{N_A}{A_i} Z_i^{n+1} \lambda^n + \frac{N_A}{A_i} Z_i \sigma_{ke} + \frac{N_A}{A_i} k Z_i^2 \right). \quad (14.7)$$

На рис. 8 показана зависимость массового коэффициента передачи энергии μ_{km} от энергии фотонов для воздуха. Из графика видно, что в диапазоне энергий фотонов 0,15 — 2 МэВ коэффициент μ_{km} изменяется мало.

Распределение преобразованной энергии первичного излучения между электронами и вторичным фотонным излучением характеризуется отношением μ_h/μ_s . В области низких энергий фотонов, где преобладает фотоэффект, отношение $\mu_h/\mu_s \gg 1$. По мере увеличения энергии излучения это отношение уменьшается и становится меньше единицы там, где преобладает комптон-эффект. При дальнейшем увеличении энергии фотонов отношение μ_h/μ_s возрастает из-за эффекта образования пар. Для воздуха отношение $\mu_h/\mu_s = 1$ при энергии фотонов около 30 кэВ.

Коэффициент передачи энергии связан с коэффициентом поглощения энергии фотонного излучения μ_{π} соотношением

$$\mu_{\pi} = \mu_k (1 - g), \quad (14.8)$$

где g — доля энергии заряженных частиц, идущая на тормозное излучение.

§ 15. ЭЛЕКТРОННОЕ РАВНОВЕСИЕ

Рассмотрим ограниченный объем среды в поле фотонного излучения. На рис. 9 волнистые линии обозначают направления распространения фотонов, прямые — пути освобожденных ими электронов. Пусть длина прямых линий соответствует пробегу электронов в среде. При взаимодействии фотонов с веществом в выбранном объеме высвобождаются электроны, имеющие различное направление движения и различный пробег. Часть электронов, начав свой путь в выбранном объеме, полностью поглотится в пределах этого же

объема, но некоторые электроны выйдут из объема, не истратив всей своей энергии. В то же время в выбранный объем могут попасть электроны из соседних участков среды, в которых тоже происходит преобразование энергии фотонов. Коэффициент μ_k определяет передачу энергии фотонов электронам среды. Если сумма энергий всех фотонов первичного излучения, проходящего перпендикулярно слою вещества толщиной dl , равна E , то линейный коэффициент передачи энергии

$$\mu_k = \frac{1}{E} \frac{dE_k}{dl}, \quad (15.1)$$

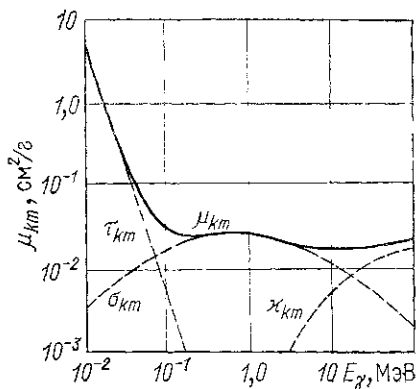


Рис 8 Зависимость коэффициента передачи энергии в воздухе от энергии фотонов

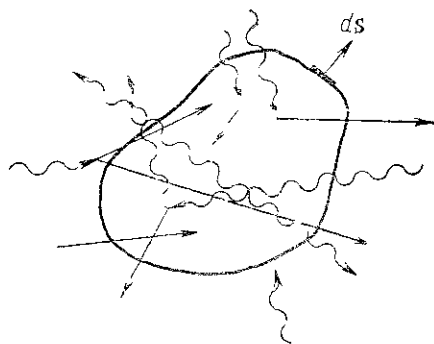


Рис 9 Схема преобразования энергии фотонов в энергию электронов

где dE_k — сумма кинетической энергии всех заряженных частиц, освобожденных фотонами в слое dl .

Из формулы (15.1) непосредственно следует связь между мощностью кермы в воздухе k_γ и плотностью потока энергии I_γ фотонного излучения. Действительно, отнеся величины E и dE_k в этой формуле к единице времени и к единице площади сечения пучка падающих фотонов, можно написать:

$$\mu_k = \frac{dE'_k}{I_\gamma dl}, \quad (15.2)$$

где dE'_k — сумма кинетической энергии всех заряженных частиц, освобождаемых фотонами в единицу времени в единице объема облучаемого вещества. Легко понять, что если dl выразить в массовых единицах, то dE'_k/dl есть мощность кермы. Отсюда получаем искомую связь

$$k_\gamma = \mu_{km} I_\gamma. \quad (15.3)$$

Поскольку керма фотонного излучения в воздухе есть энергетический эквивалент экспозиционной дозы, из формулы (15.3)

следует связь между плотностью потока энергии и мощностью экспозиционной дозы:

$$P_0 = \frac{e}{W} \mu_{km} I_{\gamma}. \quad (15.4)$$

При электронном равновесии мощность кермы в формуле (15.3) можно заменить мощностью поглощенной дозы:

$$P = \mu_{km} I_{\gamma}. \quad (15.5)$$

Коэффициент передачи энергии в данном веществе легко определяется для моноэнергетического излучения. В случае немоноэнергетического излучения вместо формулы (15.5) следует пользоваться следующей формулой:

$$P = \int_0^{E_m} \mu_{km}(E_{\gamma}) I(E_{\gamma}) dE_{\gamma}, \quad (15.6)$$

где $\mu_{km}(E_{\gamma})$ — массовый коэффициент передачи энергии для фотонов энергии E_{γ} .

Из формулы (15.5) следует, что *мощность экспозиционной дозы (или мощность поглощенной дозы в условиях электронного равновесия) прямо пропорциональна плотности потока энергии излучения только для неизменного энергетического состава, так как коэффициент μ_{km} зависит от энергии фотонов.*

Ранее было отмечено, что для воздуха μ_{km} мало меняется в широком диапазоне энергий фотонов. Это позволяет иногда на практике считать, что мощность экспозиционной дозы приближенно пропорциональна интенсивности излучения.

Если два вещества имеют одинаковые массовые коэффициенты передачи энергии, то это означает, что в одном и том же поле излучения энергия фотонов, преобразованная в энергию заряженных частиц в расчете на единицу массы вещества, в обоих случаях будет одинаковой.

Сопоставим преобразованную таким образом энергию с поглощенной энергией излучения. Будем считать, что внутренних источников нет и не происходит изменения массы покоя облученного вещества.

Введем следующие обозначения: E_{γ} и E'_{γ} — суммарная энергия всех фотонов, соответственно входящих в рассматриваемый объем и выходящих из него; E_e и E'_e — суммарная кинетическая энергия всех входящих и выходящих электронов; E_k — суммарная кинетическая энергия электронов, возникающих в рассматриваемом объеме.

В соответствии с определением поглощенная энергия излучения

$$\Delta E = (E_{\gamma} + E_e) - (E'_{\gamma} + E'_e). \quad (15.7)$$

Входящие в данный объем фотоны в результате взаимодействия с веществом преобразуют свою энергию в кинетическую энергию

электронов E_k , которые возникают в выделенном объеме, и в энергию фотонов E'_γ , которые выходят из этого объема, т. е.

$$E_\gamma = E'_\gamma + E_k. \quad (15.8)$$

Строго говоря, $E_\gamma = E'_\gamma + E_k + \varphi$, где φ — энергия, необходимая для того, чтобы вырвать электрон из атома. В частности, при фотоэффекте возможен случай, когда энергия первичного фотона полностью расходуется только на то, чтобы вырвать электрон из атома. В этом случае кинетическая энергия возникающего электрона близка к нулю ($E_k \approx 0$). Такие электроны не способны производить ионизацию, и этот случай не имеет для нас значения, так как мы рассматриваем только ионизирующие излучения. Если энергия электронов достаточна для ионизации, то практически всегда можно пренебречь энергией φ .

Сопоставив формулы (15.7) и (15.8), можно написать

$$\Delta E = (E_k + E_e) - E'_e. \quad (15.9)$$

Из формулы (15.9) следует, что при $E_e = E'_e$ поглощенная энергия в данном объеме ΔE равна энергии, преобразованной в кинетическую энергию заряженных частиц, в этом же объеме E_p . *Такое состояние взаимодействия фотонного излучения со средой, при котором поглощенная энергия излучения в некотором объеме среды равна суммарной кинетической энергии непосредственно ионизирующих частиц (электронов и позитронов), освобожденных фотонами в том же объеме, называется электронным равновесием.** Следовательно, при электронном равновесии

$$\Delta E = E_k. \quad (15.10)$$

Подставив формулу (15.10) в выражение (15.9), получим что при электронном равновесии суммарная кинетическая энергия всех электронов, входящих в рассматриваемый объем, равна суммарной кинетической энергии электронов, покидающих его.

При электронном равновесии равенство коэффициентов передачи энергии означает также равенство поглощенной энергии. При электронном равновесии керма фотонного излучения в воздухе равна дозе излучения: $K = D$; согласно формуле (9.10), это равносильно тому, что $\Delta J_{E_e} = 0$, а доза $D = -\frac{1}{\rho} \nabla J_{E_\gamma}$. Такое состояние взаимодействия излучения с веществом соответствует полному, или абсолютному, электронному равновесию. Можно говорить также об относительном электронном равновесии. Это тот случай, когда доза не равна керме, но строго пропорциональна ей. Очевидно, это возможно, если величина ΔJ_{E_e} пропорциональна K [см. формулу (9.10)].

Формирование поглощенной дозы любого косвенно ионизирующего излучения (в частности, фотонного) происходит в два этапа.

* Определенное таким образом равновесное состояние может существовать в поле любого косвенно ионизирующего излучения; вторичные заряженные частицы при этом не обязательно будут электроны.

На первом этапе косвенно ионизирующие частицы (например, фотоны), взаимодействуя со средой, создают заряженные частицы и вторичное косвенно ионизирующее излучение. На втором этапе заряженные частицы передают энергию веществу. Существенное различие между этими двумя этапами заключается в том, что передача энергии косвенно ионизирующими частицами заряженным частицам и передача энергии от заряженных частиц веществу происходят в разных точках среды. Поглощенная доза формируется во втором этапе взаимодействия, в то время как первый этап формирует керму. Это определяет пространственное распределение кермы и поглощенной дозы.

Рассмотрим распространение параллельного пучка фотонов через плоский поглотитель. Пусть поглотитель находится в вакууме. Проследим за поведением кермы и дозы излучения на различных расстояниях от передней поверхности (рис. 10).

Керма (кривая 2) постепенно падает с изменением глубины поглотителя вследствие поглощения и рассеяния первичного излучения. Доза (кривая 1) на поверхности поглотителя определяется заряженными частицами, приходящими только из заднего полупространства. С увеличением глубины к ним добавляются частицы, приходящие из переднего слоя поглотителя между поверхностью и рассматриваемой точкой; это приводит к возрастанию дозы. Одновременно в этом же слое поглотителя идут процессы поглощения и рассеяния фотонов, что уменьшает дозу излучения. Таким образом, формирование дозы обусловлено двумя противоположно действующими факторами. До некоторой глубины R_0 преобладает первый фактор (приход электронов); после глубины R_0 преобладает второй фактор (ослабление первичного излучения). На глубине R_0 доза принимает максимальное значение. На поверхности поглотителя значение кермы больше значения дозы, поскольку уход заряженных частиц из элемента объема не компенсируется их приходом из заднего полупространства. На глубине x_0 керма равна дозе, и здесь наблюдается абсолютное равновесие заряженных частиц. Затем значение кермы остается ниже значения дозы. Это вызвано тем, что в дозу вносят вклад заряженные частицы, освобожденные первичным излучением ближе к поверхности, чем рассматриваемая точка, а керма определяется заряженными частицами, освобожденными в этой точке; здесь проявляется ослабление излучения в слое вещества, равном приблизительно пробегу заряженных частиц. Эффективная толщина ослабления определяется не только длиной пробега заряженных частиц, но и их угловым распределением:

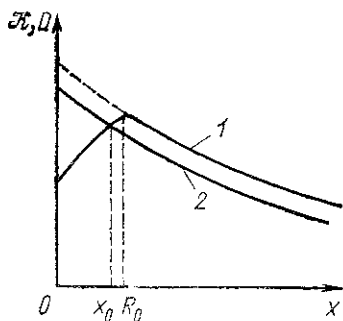


Рис 10 Поведение кермы и дозы в рассеивающей и поглощающей среде

при изотропном распределении эффективная толщина ослабления меньше длины пробега частиц; чем более выражено направление распространения вперед, тем ближе толщина ослабления к длине пробега заряженных частиц. Глубина R_0 , где доза максимальна, соответствует (равна) эффективной толщине ослабления первичного излучения.

Степень ослабления излучения характеризуется фактором $\exp(-\mu R_0)$, где μ — линейный коэффициент ослабления фотонного излучения. Для таких энергий фотонов, при которых эффект образования пар не является преобладающим, $\mu R_0 \ll 1$. В этой области энергий коэффициент ослабления μ уменьшается, а пробег электронов (и, следовательно, R_0) увеличивается с ростом энергии фотонов. Это приводит к слабой зависимости произведения μR_0 от энергии первичного излучения, и соотношение $\mu R_0 \ll 1$ достаточно точно выполняется для широкого энергетического диапазона. При этом условия абсолютное равновесие наступает на глубине $x_0 = R_0$, соответствующей максимуму дозы, и сохраняется на большей глубине.

Если эффект образования пар преобладает по сравнению с комптон- и фотоэффектами, то коэффициент μ увеличивается с повышением энергии фотонов, что приводит к быстрому росту произведения μR_0 ; кроме того, с увеличением энергии растет угловая анизотропия с выраженным направлением распространения вторичного излучения вперед. Все это приводит к тому, что условие $\mu R_0 \ll 1$ не соблюдается и нельзя пренебречь ослаблением первичного излучения на толщине, равной пробегу электронов. В этом случае рис. 10 дает типичную картину поведения кермы и дозы. Начиная с глубины R_0 керма и доза не равны между собой, но могут быть пропорциональны друг другу, что соответствует относительному равновесию заряженных частиц. Рассмотренная картина поведения кермы и дозы в ослабляющей среде типична и для нейтронного излучения. Для энергии нейтронов вплоть до 30 МэВ разница между дозой и кермой после установления равновесия пренебрежимо мала.

Рассмотрим теперь поведение кермы и дозы косвенно ионизирующего излучения на границе раздела двух различных ослабляющих сред (I и II). Пусть параллельный пучок первичного излучения (фотонное или нейтронное) падает перпендикулярно границе раздела двух плоских поглотителей, сделанных из различных материалов, характеризующихся различными значениями коэффициента передачи энергии μ_k , который для первого материала меньше, чем для второго: $\mu_k' < \mu_k''$ (рис. 11). Пусть толщина каждого поглотителя больше пробега самых быстрых вторичных заряженных частиц. Считаем, далее, что вдали от границы раздела в пределах каждого поглотителя наступает равновесие заряженных частиц и доза равна керме. По мере приближения к границе раздела двух сред керма остается постоянной в пределах каждой среды, но резко изменяет свое значение на границе. Скачок обусловлен изменением коэффициента передачи энергии.

Доза вдали от границы раздела равна керме, но вблизи границы в пределах одной среды плавно возрастает в первой среде и уменьшается во второй. Это обусловлено возрастающим вкладом в дозу заряженных частиц, приходящих из противоположной среды по мере приближения к границе раздела. На самой границе доза проявляет разрыв непрерывности. Это связано с изменением тормозной способности среды и, следовательно, ЛПЭ заряженных частиц. Действительно, доза связана с флюенсом и ЛПЭ соотношением

$$D = FL.$$

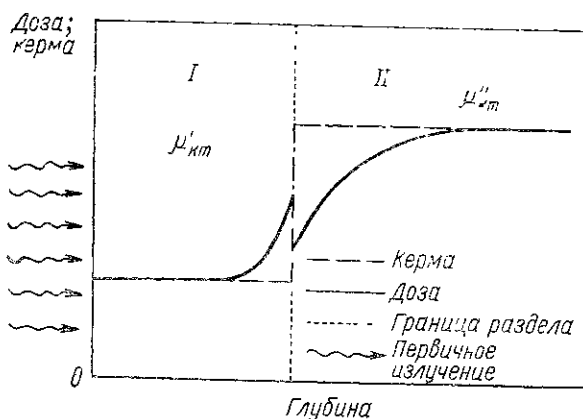


Рис. 11. Поведение кермы и дозы на границе раздела двух сред

Пусть для первой среды ЛПЭ больше, чем для второй ($L_1 > L_2$). Флюенс на границе раздела одинаков для обеих сред (см. § 5). Следовательно, доза в первом поглотителе на границе раздела должна быть **больше**, чем во втором. Отсюда видно, что равновесие заряженных частиц нарушается на границе раздела двух различных сред.

Рассмотренные закономерности в поведении дозы и кермы проявляются как для фотонного, так и для нейтронного излучений.

Практически важным является обеспечение электронного равновесия около малой газовой полости внутри твердого тела. Если газ, наполняющий полость, и твердое тело близки по атомному составу, то с точностью до эффекта плотности можно положить, что вероятность процессов взаимодействия излучения с веществом в расчете на единицу массы одинакова для газа и твердого тела. Рассмотрим бесконечно большое пространство однородной по составу и плотности среды в поле фотонного излучения (рис. 12). Сферический объем V_r с радиусом r в данном случае эквивалентен газовой полости с линейными размерами, увеличенными во столько раз, во сколько плотность твердого тела выше плотности газа.

Будем рассматривать преобразование энергии фотонов в объеме V_r . В каждом элементе объема dV освобождаются электроны с различным пробегом в данной среде. Учтем сначала только те электроны, которые имеют одинаковый пробег, равный R . Считаем, что поле излучения однородно, т. е. плотность потока частиц и спектральный состав постоянны и не меняются от точки к точке. Положим также, что $r \ll R$.

Пусть n_e есть число электронов, освобожденных фотонным излучением в единице объема среды за определенный промежуток

времени t , а E_e — энергия каждого электрона. Тогда энергия фотонов, преобразованная в кинетическую энергию электронов в объеме V_r , равна $E_e n_e V_r = 4\pi r^3 E_e n_e / 3$.

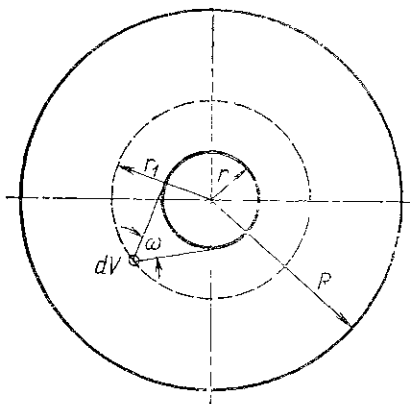


Рис. 12. К выводу условия электронного равновесия

Поглощенная энергия излучения в объеме V_r определяется электронами, освобожденными в объеме V_r , а также электронами, которые образовались в других точках пространства и пересекли объем V_r . Попасть в объем V_r могут только электроны, освобожденные в пределах сферы радиусом R . Пусть N_e электронов из числа освобожденных в пределах сферы радиусом R пересекут объем

V_r . Так как $r \ll R$, приближенно можно считать, что любой электрон, попавший в объем V_r , пересечет его. Тогда

$$N_e = \int_{V_R} \frac{\omega}{4\pi} n_e dV, \quad (15.11)$$

где ω — телесный угол, под которым виден объем V_r из элемента объема dV :

$$\omega = 2\pi \left(1 - \frac{\sqrt{r_1^2 - r^2}}{r_1} \right), \quad (15.12)$$

здесь r_1 — расстояние элемента объема dV от центра сферы. Подставив значение ω из (15.12) в формулу (15.11) и проинтегрировав по сферическому объему радиусом R с учетом, что $r \ll R$, получим

$$N_e = \pi n_e r^2 R.$$

Чтобы получить значение поглощенной энергии излучения в объеме V_r , надо число электронов, пересекающих объем, умножить на средний путь электронов в объеме V_r и на среднюю потерю энергии одним электроном на единице пути. Средний путь заряженных

частиц в объеме V_r можно принять равным средней хорде сферы радиусом r , т. е. $4r/3$. Если считать, что средняя потеря энергии на единице пути электрона есть E_e/R , то поглощенная энергия излучения в объеме V_r

$$\Delta E_r = \frac{4}{3} r N_e \frac{E_e}{R} = \frac{4}{3} \pi r^3 n_e E_e, \quad (15.13)$$

т. е. поглощенная энергия излучения в выбранном объеме V_r равна энергии фотонов, переданной заряженным частицам в этом же объеме.

Это равенство обеспечено потому, что неполное поглощение в пределах выбранного объема V_r электронов, освобожденных в этом же объеме, компенсируется поглощением в объеме V_r части энергии электронов, освобожденных в других областях пространства.

До сих пор мы не учитывали, что электроны обладают спектром энергии и, следовательно, различным пробегом. Однако учет распределения электронов по пробегу не изменяет картины, если считать, что в каждом элементе объема dV высвобождается одинаковое число электронов с данным пробегом. Чтобы определить поглощенную энергию излучения в этом случае, достаточно вычислить сумму поглощенной энергии электронов с различным пробегом. Для произвольно заданного пробега, как уже показано, соблюдается равенство (15.13), поэтому нет оснований предполагать, что оно будет нарушено при наличии электронов с другим пробегом.

Картина существенно изменяется, если нельзя пренебречь изменением интенсивности излучения. В этом случае число электронов, возникающих в различных элементарных объемах, будет неодинаковым и подынтегральное выражение в формуле (15.11) примет другой вид.

В приведенном примере сделаны грубые допущения, и его следует рассматривать как иллюстративный. Однако более строгий анализ показывает, что для бесконечного однородного по атомному составу пространства электронное равновесие для некоторой области V будет обеспечено, если сделать только два допущения: линейные размеры области V значительно меньше, чем пробег самых быстрых электронов, а интенсивность и спектральный состав первичного излучения одинаковы для всех точек области.

Электронное равновесие будет обеспечено для небольшой области любого вещества, если эта область окружена слоем того же вещества толщиной, равной пробегу самых быстрых электронов, освобожденных в этом веществе фотонами. Изменением интенсивности излучения в результате поглощения в окружающем слое практически можно пренебречь для фотонов средней энергии (до 10 МэВ). Условия электронного равновесия в других специфических случаях требуют особого рассмотрения.

§ 16. ЭФФЕКТИВНЫЙ АТОМНЫЙ НОМЕР ВЕЩЕСТВА

Под эффективным атомным номером сложного вещества в дозиметрии понимается атомный номер такого условного простого вещества, для которого коэффициент передачи энергии излучения, рассчитанный на один электрон среды, является таким же, как и для данного сложного вещества. Другими словами, для любых двух веществ, имеющих одинаковый эффективный атомный номер, энергия излучения, переданная заряженным частицам в расчете на один электрон среды, должна быть одинаковой при тождественных условиях облучения.

При условии электронного равновесия энергия фотонного излучения, преобразованная в данном веществе в кинетическую энергию заряженных частиц, равна поглощенной энергии излучения. Следовательно, для двух веществ с одинаковым атомным номером при обеспечении электронного равновесия и тождественных условиях облучения поглощенная энергия излучения, приходящаяся на один электрон облучаемой среды, будет одинаковой.

Воспользуемся формулой (13.14) для представления электронного коэффициента передачи энергии сложного вещества μ_{ke} через коэффициент передачи энергии простых веществ:

$$\mu_{ke} = \sum_i \alpha_i \mu_{kei}. \quad (16.1)$$

При одновременно идущих всех трех процессах взаимодействия (фотоэффект, комптон-эффект, эффект образования пар) коэффициент передачи энергии в i -м простом веществе можно представить в виде суммы трех коэффициентов:

$$\mu_{kei} = \tau_{kei} + \sigma_{kei} + \kappa_{kei}. \quad (16.2)$$

Примем для коэффициента передачи энергии такую ее зависимость от атомного номера вещества и энергии излучения, что и для коэффициента ослабления [формулы (13.9)]. Теперь вместо формулы (16.2) можем написать

$$\overline{\mu_{ke}} = \sum_i \alpha_i (CZ_i^n \lambda^n + \sigma_e + kZ_i). \quad (16.3)$$

Выражение (16.3) позволяет определить эффективный атомный номер сложного вещества для каждого эффекта взаимодействия. Рассмотрим последовательно фотоэффект и эффект образования пар. Для комптон-эффекта $\mu_{ke} = \sigma_e$.

Фотоэффект. В этом случае

$$\mu_{ke} = \sum_i \alpha_i CZ_i^n \lambda^n = CZ_{\text{эф}}^n \lambda^n. \quad (16.4)$$

В правой части написано выражение для коэффициента передачи энергии в таком простом веществе, в котором рассчитанная на один электрон энергия фотонного излучения, преобразованная в энергию заряженных частиц, такая же, как и в сложном веществе. Атомный

номер такого простого вещества и есть эффективный атомный номер $Z_{\text{эф}}$.

Из формулы (16.4) получим

$$Z_{\text{эф}} = \sqrt[n]{\sum_i \alpha_i Z_i^n}. \quad (16.5)$$

Если в качестве исходной вместо формулы (13.14) воспользоваться формулой (13.16), то вместо формулы (16.5) получим

$$Z_{\text{эф}} = \sqrt[n]{\sum_i a_i Z_i^{n+1} / \sum_i a_i Z_i}. \quad (16.6)$$

Полагая $n = 3$, получаем следующие формулы для расчета эффективного атомного номера сложного вещества по фотоэффекту:

$$\left. \begin{aligned} Z_{\text{эф}} &= \sqrt[3]{\alpha_1 Z_1^3 + \alpha_2 Z_2^3 + \alpha_3 Z_3^3 + \dots} \\ Z_{\text{эф}} &= \sqrt[3]{\frac{a_1 Z_1^4 + a_2 Z_2^4 + a_3 Z_3^4 + \dots}{a_1 Z_1 + a_2 Z_2 + a_3 Z_3 + \dots}} \end{aligned} \right\} \quad (16.7)$$

Здесь $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots$ — относительное число электронов соответственно элементов Z_1, Z_2, Z_3, \dots в сложном веществе; a_1, a_2, a_3, \dots — относительное число атомов соответственно элементов Z_1, Z_2, Z_3, \dots в сложном веществе.

Эффект образования пар. Рассуждая, как при рассмотрении фотоэффекта, напишем

$$\mu_{\text{ке}} = \sum_i \frac{k p_i N Z_i}{A_i n_0} Z_i = k \sum_i \alpha_i Z_i = k Z_{\text{эф}},$$

т. е. для эффекта образования пар

$$Z_{\text{эф}} = \sum_i \alpha_i Z_i, \quad (16.8)$$

где по-прежнему α_i есть относительное число электронов элемента Z_i в сложном веществе.

Так как $\alpha_i = a_i Z_i / \sum_i a_i Z_i$, то вместо формулы (16.8) можно написать

$$Z_{\text{эф}} = \sum_i a_i Z_i^2 / \sum_i a_i Z_i. \quad (16.9)$$

Из формул (16.8) и (16.9) следует, что для фотоэффекта и эффекта образования пар $Z_{\text{эф}}$ сложного вещества имеет разную зависимость от атомного номера составляющих элементов. Это означает, что при наличии одновременно всех трех процессов взаимодействия в общем случае нельзя однозначно определить эффективный атомный номер вещества. При одновременно идущих процессах фотоэффекта и комптон-эффекта $Z_{\text{эф}}$ следует вычислять по формулам (16.7). Если одновременно происходят комптон-эффект и эффект образования пар, $Z_{\text{эф}}$ вычисляются по уравнениям (16.8) и (16.9).

§ 17. СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ИОНООБРАЗОВАНИЯ

Поглощенная энергия в облучаемой среде определяется той энергией, которую передают веществу электроны, освобожденные фотонами. Преобразование энергии электронов в поглощающей среде, в которой не происходят необратимые радиационно-химические реакции, определяется следующими процессами.

1. В результате упругих столкновений с атомами и молекулами среды часть энергии электронов переходит непосредственно в теплоту.

2. В результате неупругих столкновений некоторые молекулы и атомы среды оказываются ионизованными, следовательно, часть энергии электронов идет непосредственно на ионизацию.

3. В результате неупругих столкновений часть энергии электронов расходуется на возбуждение атомов и молекул среды.

4. Часть энергии электронов преобразуется в энергию тормозного излучения.

Непосредственно на ионизацию идет только часть энергии электронов; остальная часть идет на возбуждение атомов и молекул среды и на тормозное излучение. Тормозное излучение в легких веществах ($Z \leq 13$) практически становится заметным, если энергия электронов не менее 10 МэВ. Непосредственное преобразование энергии электронов в теплоту в результате упругих столкновений столь незначительно, что им можно пренебречь. Характеристическое излучение возбужденных атомов, как правило, неспособно осуществлять ионизацию и быстро поглощается соседними атомами.

Процесс ионизации заключается в вырывании электронов из атомов или молекул среды. Первичные электроны (электроны, освобожденные γ -квантами) будут образовывать положительные ионы и вторичные электроны. Если энергия вторичного электрона недостаточна для ионизации, то он быстро замедлится до тепловой скорости и может образовать отрицательный ион, присоединившись к одному из нейтральных атомов или молекуле. Однако некоторые вторичные электроны могут обладать энергией, достаточной для ионизации. Эти так называемые δ -электроны создают вторичную ионизацию, на долю которой приходится 60 — 70% общей ионизации.

Обозначим энергию, затраченную непосредственно на ионизацию, $E_{\text{ион}}$; энергию, преобразованную в энергию характеристического и тормозного излучений, — E_s ; тогда кинетическая энергия первичного электрона

$$E_e = E_{\text{ион}} + E_s. \quad (17.1)$$

Пусть средний потенциал ионизации атомов среды будет U_i , а полное число пар ионов — $N_{\text{ион}}$, тогда

$$E_{\text{ион}} = N_{\text{ион}} e U_i, \quad (17.2)$$

где e — заряд одного иона; eU_i представляет собой энергию ионизации, т. е. ту энергию, которую надо затратить, чтобы вырвать электрон из атома (или молекулы). Число N_i включает в себя полную ионизацию (первичную и вторичную). Из формул (17.1) и (17.2) получим средний расход энергии на образование одной пары ионов, или среднюю энергию ионообразования w :

$$w = \frac{E_e}{N_{\text{ион}}} = eU_i \left(1 + \frac{E_s}{E_{\text{ион}}} \right). \quad (17.3)$$

Средняя энергия ионообразования включает в себя энергию ионизации и энергию возбуждения.

Экспериментально установлено, что средняя энергия ионообразования для данного газа весьма слабо зависит от энергии электрона, начиная от нескольких килоэлектронвольт; она также мало зависит от рода газа.

Наибольшая зависимость средней энергии ионообразования от энергии частиц наблюдается в области низких значений энергии E_e . Если энергия электрона ниже энергии ионизации eU_i , он не создает ни одной пары ионов. По мере увеличения энергии электрона, начиная с $E_e = eU_i$, число образованных ими пар ионов увеличивается. Разумно предположить, что

$$N_{\text{ион}} = b (E_e - eU_i),$$

где b — постоянный коэффициент.

С другой стороны,

$$N_{\text{ион}} = E_e/w.$$

Отсюда

$$b = \frac{1}{w} \cdot \frac{1}{1 - eU_i/E_e}$$

Обозначим w_∞ среднюю энергию ионообразования при высоких энергиях электрона, когда $E_e \gg eU_i$, тогда

$$b = 1/w_\infty.$$

Из приведенных соотношений легко получить следующую зависимость средней энергии ионообразования от энергии электронов:

$$w = \frac{w_\infty}{1 - eU_i/E_e}. \quad (17.4)$$

Формула (17.4) дает удовлетворительное согласие с экспериментом для энергий электронов до 10 кэВ.

В области энергий электронов до нескольких мегаэлектронвольт потерей энергии на тормозное излучение (по сравнению с энергией, идущей на возбуждение атомов) можно пренебречь. Если w постоянна для данного газа в некотором диапазоне энергий электронов, то из равенства (17.3) следует, что энергия, идущая на возбуждение, составляет одну и ту же долю энергии, идущей на

ионизацию. В то же время постоянство w для различных газов означает, что для тех газов, у которых энергия вырывания электронов велика, должна быть мала вероятность возбуждения.

Средняя энергия ионообразования для электронов различных энергий и различных газов меняется в пределах от 27 до 42 эВ. Для воздуха средняя энергия ионообразования уменьшается примерно от 40 до 33 эВ по мере увеличения энергии электронов от 0,5 до 10 кэВ, затем она несколько возрастает и при энергии электронов 1 МэВ имеет значение около 35 эВ.

Таблица 2
Средняя энергия ионообразования

Вид излучения	эВ
β -Излучение трития	34,1
Электроны с энергией, 9—17,5	34,3
1—34	33,8
Рентгеновское излучение с энергией 2 МэВ	33,9
Протоны	33,6

Аналогично средней энергии ионообразования электронов можно говорить о средней энергии ионообразования фотонного излучения, которая определяется как поглощенная энергия фотонов, деленная на полное число ионов, созданных электронами, освобожденными этими фотонами. Так как поглощенная энергия фотонов полностью преобразуется в кинетическую энергию электронов, средняя энергия ионообразования фотонного излучения равна средней энергии ионообразования электронов, освобожденных этим излучением.

Принято считать, что средняя энергия ионообразования w фотонов в воздухе постоянна в диапазоне энергий от 20 кэВ до 3 МэВ и равна 34 эВ. Величина 34 эВ есть усредненное по экспериментальным данным значение. Фактическое отклонение от этого значения может достигать несколько процентов. Средняя энергия ионообразования экспериментально определена для разных видов излучения до энергии 340 МэВ. В табл. 2 приведены некоторые результаты измерений величины w , выполненных различными авторами.

§ 18. СООТНОШЕНИЕ БРЭГГА — ГРЕЯ

Рассмотрим ионизацию в газовой полости A внутри твердого вещества B , находящегося в поле фотонного излучения (рис. 13). Сделаем следующие предположения:

- 1) интенсивность первичного излучения одинакова для любых двух точек рассматриваемой системы;
- 2) линейные размеры газовой полости много меньше, чем пробег в газовой полости электронов, освобожденных фотонами;
- 3) толщина слоя твердого вещества B между полостью A и внешним пространством больше (или равна) пробега самых быстрых электронов в твердом веществе.

Ионизацию газа обуславливают электроны, освобожденные как в твердом веществе, так и в газовой полости. Второе предположение означает, что лишь малая часть электронов заканчивает свой пробег в полости A ; кроме того, электроны в среднем в пределах полости теряют пренебрежимо малую часть своей энергии. При этих условиях ионизация, обусловленная электронами, освобожденными в самой полости, мала по сравнению с ионизацией за счет электронов, освобожденных в твердом веществе, и ею можно пренебречь*. Грей показал, что в таком случае малая полость не искажает пространственного и энергетического распределения электронов. Это означает, что энергетический спектр и поток электронов через поверхность, ограничивающую полость A , остаются такими же, как если бы вместо полости A было твердое вещество.

Из третьего предположения следует, что около полости обеспечено электронное равновесие; это означает, что в любом элементарном объеме твердого вещества около полости

поглощенная энергия излучения равна кинетической энергии освобожденных электронов. Поскольку в силу первого предположения имеется однородный поток первичного излучения, электронный поток однороден около полости.

Пусть $\varphi(E_e)dE_e$ — плотность потока электронов, имеющих энергию от E_e до E_e+dE_e . Однородность потока означает, что $\varphi(E_e)dE_e$ имеет одинаковое значение в любых точках в пределах полости A и в твердом веществе B вблизи полости, т. е. в том слое твердого вещества, в пределах которого соблюдается электронное равновесие. Для твердого вещества бесконечно большого объема при выполнении первого предположения $\varphi(E_e)dE_e$ будет одинаковым для любых двух точек.

Если $S_Z(E_e)$ — тормозная способность вещества Z , определяемая как средняя потеря энергии на единице пути электронами, имеющими энергию E_e , то энергия, поглощенная в единице объема твердого вещества вблизи полости:

$$\Delta E_Z = \int_{E_e} \varphi(E_e) S_Z(E_e) dE_e; \quad (18.1)$$

* В частном случае, когда газ и материал стенки имеют одинаковые эффективные номера n , следовательно, равные коэффициенты передачи энергии μ_{he} , пренебрегать ионизацией, обусловленной электронами, освобожденными в газовой полости, нет необходимости.

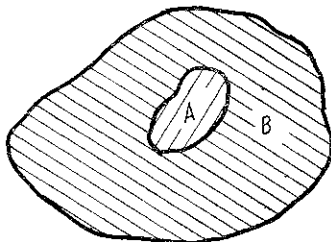


Рис. 13. К выводу соотношения Брэгга — Грея

интегрирование производится по всему спектру энергий электронов. Для определенности положим, что полость наполнена воздухом. Тормозная способность газа по отношению к электронам с энергией E

$$S_r(E) = \omega \chi(E_e), \quad (18.2)$$

где ω — средняя энергия ионизации в воздухе; χ — среднее число пар ионов в газе полости на единице пути электрона с энергией E_e . Очевидно,

$$S_z(E) = \frac{S_z(E_e)}{S_r(E_e)} \chi(E_e) \omega. \quad (18.3)$$

Подставим полученное значение $S_z(E)$ в формулу (18.1):

$$\Delta E_Z = \int_{E_e} \varphi(E_e) \frac{S_z(E_e)}{S_r(E_e)} \chi(E_e) \omega dE_e. \quad (18.4)$$

Полагая, что ω от энергии электронов не зависит, получаем

$$\Delta E_Z = \bar{\rho} \omega \int_{E_e} \varphi(E_e) \chi(E_e) dE_e, \quad (18.5)$$

где $\bar{\rho} = \overline{S_z(E_e)/S_r(E_e)}$ — среднее значение отношения тормозной способности твердого вещества и газа.

Интеграл в формуле (18.5) есть не что иное, как полное число пар ионов, образующихся в единице объема полости:

$$q = \int_{E_e} \varphi(E_e) \chi(E_e) dE_e. \quad (18.6)$$

Тогда

$$\Delta E_Z = \bar{\rho} q \omega. \quad (18.7)$$

Если все отнести к единице времени, то ΔE_Z — энергия, поглощаемая в единицу времени в единице объема вещества Z вблизи полости; q — число пар ионов, образующихся в единицу времени в единице объема полости. Формула (18.7) называется формулой Брэгга — Грея. Иногда приближенно полагают, что $\bar{\rho}$ не зависит от энергии электронов и является постоянной величиной. Строго говоря,

$$\bar{\rho} = \frac{1}{q} \int \varphi(E_e) \frac{S_z(E_e)}{S_r(E_e)} \chi(E_e) dE_e. \quad (18.8)$$

Следовательно, чтобы точно определить среднее значение соотношения тормозной способности, необходимо знать энергетический спектр электронов.

В формуле (18.7) произведение $q\omega$ равно энергии, поглощенной в единице объема полости ΔE_{II} . В общем случае любого наполнения

полости и любого состава окружающего его материала γ -Брэгга — Грея имеет вид

$$\Delta E_Z = \bar{\rho} \Delta E_{\Pi} \quad (18.9)$$

Таким образом, соотношение Брэгга — Грея устанавливает связь между поглощенной энергией в полости и окружающей ее стенке.

В общем случае формула (18.9) справедлива, если выполняются одновременно все три исходных предположения. В частном случае, когда атомный состав вещества полости и окружающей стенки один и тот же, формула (18.9) в соответствии с теоремой Фано справедлива для полости любых размеров.

§ 19. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ

В дозиметрических детекторах всегда можно выделить чувствительный объем, поглощение энергии в котором определяет в конечном итоге показания прибора. Предположим, показания прибора строго пропорциональны поглощенной энергии в чувствительном объеме детектора. Пусть прибор предназначен для измерения поглощенной энергии ΔE_0 в некотором образцовом веществе с атомным номером Z_0 . Обозначим ΔE_Z — поглощенную энергию в стенках, окружающих чувствительный объем детектора, а ΔE_{Π} — поглощенную энергию в самом чувствительном объеме.

Если для детектора соблюдены условия Брэгга — Грея, то

$$\Delta E_Z = S_Z \Delta E_{\Pi} / S_{\Gamma}, \quad (19.1)$$

где S_{Γ} — тормозная способность вещества в чувствительном объеме детектора.

При электронном равновесии поглощенная энергия фотонного излучения в образцовом веществе связана с поглощенной энергией в стенке детектора соотношением

$$\Delta E_0 = \mu_{k0} \Delta E_Z / \mu_{kZ}, \quad (19.2)$$

где μ_{k0} и μ_{kZ} — коэффициент передачи энергии соответственно для образцового вещества и для стенки детектора.

Поскольку показания прибора пропорциональны ΔE_{Π} , а измеряемая величина есть ΔE_0 , чувствительность детектора пропорциональна отношению $\Delta E_{\Pi} / \Delta E_0$. Из формул (19.1) и (19.2) получаем следующее выражение для чувствительности:

$$\frac{\Delta E_{\Pi}}{\Delta E_0} = \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{k0}} \cdot \frac{S_{\Gamma}}{S_Z}. \quad (19.3)$$

Рассмотрим энергетическую зависимость чувствительности стеночной ионизационной камеры, наполненной воздухом; примем воздух за образцовое вещество, в котором необходимо измерить по-

глощенную энергию в поле фотонного излучения. При этих условиях вместо формулы (19.3) можно написать:

$$\frac{\Delta E_{\Pi}}{\Delta E_0} = \frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} \cdot \frac{S_{eB}}{S_{eZ}}, \quad (19.4)$$

где μ_{keB} и S_{eB} — соответственно коэффициент передачи энергии и тормозная способность для воздуха в расчете на один электрон среды; μ_{keZ} и S_{eZ} — эти же величины для материала стенки камеры.

Отношение S_{eB}/S_{eZ} практически не зависит от энергии фотонного излучения, и энергетическая зависимость чувствительности определяется зависимостью от энергии фотонов отношения коэффициентов передачи энергии в веществе стенки и в воздухе μ_{keZ}/μ_{keB} .

Наиболее существенной зависимостью чувствительности от энергии оказывается в области низких энергий фотонного излучения, взаимодействие которого с веществом характеризуется одновременно идущими комптон- и фотоэффектами. В этих условиях зависимость отношения μ_{keZ}/μ_{keB} от энергии излучения определяется эффективным атомным номером по фотоэффекту стенки и воздуха. С ростом энергии излучения уменьшается роль фотоэффекта по сравнению с комптон-эффектом. При наличии только комптон-эффекта отношение μ_{keZ}/μ_{keB} не зависит от энергии фотонов и энергетическая зависимость чувствительности отсутствует. При дальнейшем увеличении энергии фотонов одновременно могут происходить комптон-эффект и эффект образования пар. В этих условиях зависимость отношения μ_{keZ}/μ_{keB} от энергии излучения определяется эффективным атомным номером стенки камеры и воздуха по отношению к эффекту образования пар.

Рассмотрим сначала область низких энергий излучения, в которой одновременно происходят фото- и комптон-эффекты. Отношение электронных коэффициентов передачи энергии можно написать в следующем виде:

$$\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} = \frac{\tau_{keZ} + \sigma_{keZ}}{\tau_{keB} + \sigma_{keB}}. \quad (19.5)$$

Коэффициент τ_{ke} можно представить в виде произведения двух коэффициентов, один из которых зависит от эффективного атомного номера вещества (a_Z), другой — только от энергии фотонов [$\eta(E_\gamma)$]; электронный коэффициент комптоновского взаимодействия σ_{ke} одинаков для всех веществ и зависит только от энергии излучения:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{keZ} &= a_Z \eta(E_\gamma); \\ \tau_{keB} &= a_B \eta(E_\gamma); \\ \sigma_{keZ} &= \sigma_{keB} = f(E_\gamma), \end{aligned} \right\} \quad (19.6)$$

где функции $\eta(E_\gamma)$ и $f(E_\gamma)$ определяют зависимость соответственно коэффициентов τ_{ke} и σ_{ke} от энергии фотонов. Коэффициенты a_Z и a_B

пропорциональны третьей степени эффективного атомного номера соответственно вещества стенки и воздуха.

Используя формулы (19.6), получаем

$$\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} = \frac{a_Z \eta(E_\gamma) + f(E_\gamma)}{a_B \eta(E_\gamma) + f(E_\gamma)} = \frac{a_Z \zeta(E_\gamma) + 1}{a_B \zeta(E_\gamma) + 1}, \quad (19.7)$$

где $\zeta(E_\gamma) = \eta(E_\gamma)/f(E_\gamma)$.

Взяв производную отношения μ_{keZ}/μ_{keB} по энергии, после несложных преобразований получим

$$\frac{d}{dE_\gamma} \left(\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} \right) = \frac{a_Z - a_B}{[a_B \zeta(E_\gamma) + 1]^2} \zeta'(E_\gamma). \quad (19.8)$$

При одновременно идущих фото- и комптон-эффектах коэффициент σ_{ke} увеличивается, а коэффициент τ_{ke} уменьшается с увеличением энергии фотонов (см. рис. 8); следовательно, функция $\zeta(E_\gamma)$ уменьшается с увеличением E_γ и ее производная $\zeta'(E_\gamma)$ имеет отрицательный знак.

Знак производной отношения μ_{keZ}/μ_{keB} , согласно формуле (19.8), полностью определяется знаками $\zeta'(E_\gamma)$ и $(a_Z - a_B)$; последний, в свою очередь, зависит от отношения эффективного атомного номера вещества детектора (стенки наперстковой камеры) $Z_{эф.ст}$ и воздуха $Z_{эф.в}$.

Рассмотрим случаи различных соотношений между $Z_{эф.ст}$ и $Z_{эф.в}$.

1. $Z_{эф.ст} > Z_{эф.в}$, при этом условии $a_Z > a_B$ и производная отношения μ_{keZ}/μ_{keB} имеет отрицательный знак. Это означает, что само отношение коэффициентов передачи энергии уменьшается с ростом энергии E_γ .

2. $Z_{эф.ст} = Z_{эф.в}$, при этом условии $a_Z = a_B$ и производная равна нулю. Отношение коэффициентов μ_{keZ}/μ_{keB} и чувствительность не зависят от энергии фотонов.

3. $Z_{эф.ст} < Z_{эф.в}$; $a_Z < a_B$, производная отношения μ_{keZ}/μ_{keB} имеет положительный знак, а отношение коэффициентов передачи энергии увеличивается с ростом энергии фотонов.

Аналогичные рассуждения можно провести и для больших энергий излучения, при которых одновременно происходят эффект образования пар и комптон-эффект. В этом случае вместо выражения (19.5) следует написать

$$\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keB}} = \frac{\kappa_{keZ} + \sigma_{keZ}}{\kappa_{keB} + \sigma_{keB}} = \frac{a_Z^n \eta_\Pi(E_\gamma) + f(E_\gamma)}{a_B^n \eta_\Pi(E_\gamma) + f(E_\gamma)}, \quad (19.9)$$

где a_Z^n , a_B^n и $\eta_\Pi(E_\gamma)$ имеют тот же смысл для эффекта образования пар, что и a_Z , a_B и $\eta(E_\gamma)$ для фотоэффекта. Коэффициенты a_Z^n и a_B^n пропорциональны первой степени эффективного атомного номера соответственно вещества детектора и воздуха.

Продифференцировав выражение (19.9), получим

$$\frac{d}{dE_\gamma} \left(\frac{\mu_{keZ}}{\mu_{keV}} \right) = \frac{a_Z^{\text{II}} - a_V^{\text{II}}}{[a_V^{\text{II}} \zeta_{\text{II}}(E_\gamma) + 1]^2} \zeta_{\text{II}}'(E_\gamma), \quad (19.10)$$

где $\zeta_{\text{II}}(E_\gamma) = \eta_{\text{II}}(E_\gamma)/f(E_\gamma)$.

При одновременно идущих комптон-эффекте и эффекте образования пар σ_h уменьшается, а κ_h увеличивается с ростом энергии фотонов (см. рис. 8). Следова-

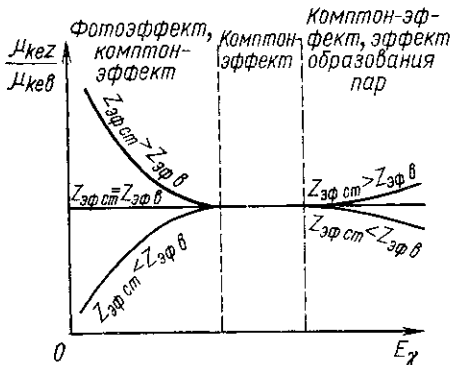


Рис. 14. Энергетическая зависимость чувствительности детектора

тельно, функция $\zeta_{\text{II}}(E_\gamma)$ увеличивается с ростом энергии E_γ , а ее производная $\zeta_{\text{II}}'(E_\gamma)$ имеет положительный знак. Анализ формулы (19.10) при различных соотношениях между $Z_{\text{эф.ст}}$ и $Z_{\text{эф.в}}$ приводит к следующему.

1. $Z_{\text{эф.ст}} > Z_{\text{эф.в}}$. Отношение коэффициентов передачи энергии μ_{keZ}/μ_{keV} увеличивается с ростом энергии фотонов.

2. $Z_{\text{эф.ст}} = Z_{\text{эф.в}}$. Отношение μ_{keZ}/μ_{keV} не зависит от энергии фотонов.

3. $Z_{\text{эф.ст}} < Z_{\text{эф.в}}$. Отношение μ_{keZ}/μ_{keV} уменьшается с ростом энергии фотонов.

Зависимость отношения μ_{keZ}/μ_{keV} от E_γ определяет изменение чувствительности дозиметрического детектора с энергией фотонов. Ход этого изменения оказывается различным в зависимости от эффективного атомного номера вещества детектора и диапазона энергий измеряемого излучения (рис. 14).

§ 20. ОБОБЩЕННЫЙ ПРИНЦИП ДОЗИМЕТРИИ

Результат взаимодействия излучения с веществом может быть описан различными физическими величинами. Доза, керма, ЛПЭ-спектр и т. п. — это физические величины, или их распределение, которые выбираются в каждом конкретном случае в зависимости от поставленной задачи. Может возникнуть необходимость в получении не одной величины, а комбинации нескольких различных величин. Экспериментальное определение этих величин основано на отклике детекторов, который вызван действием излучения.

В общем случае устройство для измерения можно представить в виде системы различных детекторов, находящихся в сложной функциональной связи между собой; следовательно, можно говорить о подсистемах измерительной системы. Взаимодействие данного вида излучения с измерительной системой приводит к возникновению

вторичных частиц, которые затем расходуют свою энергию в последующих актах взаимодействия.

Пусть $n_{i,\beta}^{(\alpha)}(\epsilon_i, E) d\epsilon_i$ — число вторичных частиц типа i , которые расходуют энергию в пределах от ϵ_i до $\epsilon_i + d\epsilon_i$ в α -подсистеме измерительной системы, находящейся в поле данного вида излучения с энергией E . Знак β означает параметры $(\beta_1, \beta_2, \beta_3, \dots, \beta_n)$, которые характеризуют измерительную систему, например ее размеры, состав вещества в чувствительных элементах, распределение подсистем и, т. п. Пусть, далее, $R_i^{(\alpha)}(E)$ — отклик (реакция) α -й подсистемы на данное излучение с энергией E . Пусть имеется некий оператор $O_i^{(\alpha)}$, действующий на распределение энергетических потерь вторичных частиц $n_{i,\beta}^{(\alpha)}(\epsilon_i, E)$ таким образом, что выполняется соотношение

$$R_i^{(\alpha)}(E) = \sum O_i^{(\alpha)}(\epsilon_i) \cdot n_{i,\beta}^{(\alpha)}(\epsilon_i, E), \quad (20.1)$$

где суммирование ведется по различным видам вторичных продуктов*.

Если известно распределение $n_{i,\beta}^{(\alpha)}(\epsilon_i, E)$, то в принципе можно вычислить любую интересующую нас дозиметрическую величину. На практике это распределение может оказаться известным с определенной неточностью, а иногда лишь в грубом приближении.

В эксперименте, однако, иногда можно обеспечить такие условия, при которых отклик измерительной системы, связанный с интересующей нас дозиметрической величиной, может быть нечувствителен к этой неточности. Например, чтобы вычислить дозу, надо знать энергетический состав излучения. При экспериментальном определении дозы путем управления энергетической зависимостью чувствительности измерительной системы показания могут быть нечувствительны в некоторых пределах к энергетическому составу излучения.

Обобщенный принцип дозиметрии формулируется следующим образом. Данная дозовая функция $D_{jk}(E)$ может быть измерена с погрешностью, меньшей δ в энергетическом интервале $E_1 \leq E \leq E_2$, при условии, что существуют операторы $O_i^{(\alpha)}$ и параметры $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$, такие, что для всех энергий в заданном диапазоне удовлетворится соотношение

$$\left| \sum_{i,\alpha} O_i^{(\alpha)}(\epsilon_i) \cdot n_{i,\beta}^{(\alpha)}(\epsilon_i, E) - D_{jk}(E) \right| \leq \delta. \quad (20.2)$$

$D_{jk}(E)$ — обобщенное представление дозовой функции от энергии, описывающее поле излучения и взаимодействие излучения типа j с веществом в терминах дозиметрических величин типа k ;

* Заряженные частицы данного сорта — один из видов вторичных продуктов. В качестве вторичного продукта можно рассматривать, например, вновь образующиеся радиоактивные ядра.

зависимость поглощенной дозы от энергии — частный вид функции $D_{jh}(E)$.

Оператор $O_i^{(\alpha)}(\varepsilon_i)$ в общем виде удобно представить моментом порядка m энергетических потерь ε :

$$O_i^{(\alpha)} = \int_B^{\infty} \varepsilon_i^m d\varepsilon_i, \quad (20.3)$$

где B — энергетический порог чувствительности измерительной системы. Подставляя формулу (20.3) в формулу (20.1), получаем следующее выражение для отклика α -й подсистемы:

$$R_i^{(\alpha)}(E) = \sum_I \int_B^{\infty} \varepsilon_i^m \cdot n_{I,\beta}^{(\alpha)}(\varepsilon_i, E) d\varepsilon_i. \quad (20.4)$$

Экспериментальные методы дозиметрии можно классифицировать по признаку реализации моментов различных порядков при выборе оператора $O_i^{(\alpha)}$ по формуле (20.1). Это утверждение будет подтверждено примерами при дальнейшем изложении курса.

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ

§ 21. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Принцип ионизационного метода заключается в том, что в ионизационной камере электроны, освобожденные γ -излучением, производят ионизацию газа, которую можно измерить.

Между электродами камеры в единице объема каждую секунду образуется q пар ионов. Если все ионы будут достигать электродов, то в цепи потечет ток

$$i_0 = qeV, \quad (21.1)$$

где e — заряд одного иона; V — ионизационный объем камеры. Ток i_0 называется током насыщения. Пусть P_B — мощность дозы γ -излучения в воздухе, тогда в единицу времени будет создаваться P_B/ω пар ионов на единицу массы воздуха; если эти ионы создаются в объеме камеры V , то

$$i_0 = eV\rho_B P_B/\omega, \quad (21.2)$$

где ω — энергия ионообразования; ρ_B — плотность воздуха.

Умножив обе части равенства (21.2) на время t , получим

$$Q_0 = eV\rho_B D_B/\omega, \quad (21.3)$$

где Q_0 — полное количество электричества, образованное в камере за время t ; D_B — доза γ -излучения в воздухе.

Из формул (21.2) и (21.3) следует, что ток насыщения в камере пропорционален мощности дозы, а полное количество электричества, образованное в камере за некоторое время, пропорционально дозе излучения за то же время.

§ 22. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР
ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Пусть j — плотность тока в камере при разности потенциалов на электродах U ; \mathcal{E} — напряженность электрического поля; n_1 и n_2 — концентрация соответственно положительных и отрицательных ионов в камере; k_1 и k_2 — подвижность положительных и отрицательных ионов; α — коэффициент рекомбинации; D_1 и D_2 — коэффициент диффузии для положительных и отрицательных ионов.

нов. Если в единицу времени в единице объема создается q пар ионов, то общие уравнения ионизационной камеры имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} j &= (k_1 n_1 + k_2 n_2) e \vec{\mathcal{E}} - D_1 e \text{grad} n_1 + D_2 e \text{grad} n_2; \\ \text{div } \vec{\mathcal{E}} &= -4\pi e (n_1 - n_2); \\ q &= \alpha n_1 n_2 - \text{div} (n_1 k_1 \vec{\mathcal{E}}) - D_1 \text{div grad } n_1; \\ q &= \alpha n_1 n_2 - \text{div} (n_2 k_2 \vec{\mathcal{E}}) - D_2 \text{div grad } n_2. \end{aligned} \right\} (22.1)$$

Пренебрегая диффузией, рассмотрим частный случай плоско-параллельной ионизационной камеры (рис. 15). Система уравнений (22.1) будет иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} j &= (k_1 n_1 + k_2 n_2) e \mathcal{E}; \\ \frac{d\mathcal{E}}{dx} &= 4\pi e (n_2 - n_1); \\ q &= \alpha n_1 n_2 + k_1 \frac{d}{dx} (n_1 \mathcal{E}); \\ q &= \alpha n_1 n_2 - k_2 \frac{d}{dx} (n_2 \mathcal{E}). \end{aligned} \right\} (22.2)$$

Из уравнений (22.2) можно получить, что при отсутствии рекомбинации через камеру протекает ток насыщения $i_0 = qeV$. Умножая обе части второго равенства системы (22.2) на \mathcal{E} и дифференцируя по x , получаем

$$\frac{d}{dx} \left(\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right) = 4\pi e \left[\frac{d}{dx} (n_2 \mathcal{E}) - \frac{d}{dx} (n_1 \mathcal{E}) \right]. \quad (22.3)$$

В режиме насыщения рекомбинация должна отсутствовать. Положив $\alpha n_1 n_2 = 0$, из третьего и четвертого уравнений системы (22.2) получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dx} (n_1 \mathcal{E}) &= \frac{q}{k_1}; \\ \frac{d}{dx} (n_2 \mathcal{E}) &= -\frac{q}{k_2}. \end{aligned} \right\} (22.4)$$

Подставив равенства (22.4) в формулу (22.3), получим

$$\frac{d}{dx} \left(\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right) = -4\pi e \left(\frac{q}{k_2} + \frac{q}{k_1} \right) = -\frac{k_1 + k_2}{k_1 k_2} 4\pi e q. \quad (22.5)$$

Интегрируя по x от 0 до h , получаем

$$\left(\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right)_{\text{катод}} - \left(\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right)_{\text{анод}} = -4\pi e q h \frac{k_1 + k_2}{k_1 k_2}. \quad (22.6)$$

Из первого уравнения системы (21.2) следует:

$$\mathcal{E} = \frac{j_0}{e (k_1 n_1 + k_2 n_2)},$$

где j_0 — плотность тока насыщения. Умножим второе уравнение той же системы на E :

$$\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{j_0 4\pi e (n_2 - n_1)}{e (k_1 n_1 + k_2 n_2)}. \quad (22.7)$$

У анода отсутствуют положительные ионы, у катода — отрицательные, т. е. у анода $n_1 = 0$, у катода $n_2 = 0$. Принимая это во внимание, из уравнения (22.7) получаем

$$\begin{aligned} \left(\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_{\text{анод}} &= 4\pi \frac{j_0}{k_2}; \\ \left(\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_{\text{катод}} &= -4\pi \frac{j_0}{k_1}; \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \left(\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_{\text{катод}} - \left(\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_{\text{анод}} &= \\ &= -4\pi j_0 \frac{k_1 + k_2}{k_1 k_2}. \end{aligned} \quad (22.8)$$

Сравнив равенства (22.6) и (22.8), получим

$$j_0 = qeh.$$

Если площадь электродов равна S , то ток насыщения

$$i_0 = j_0 S = qehS = qeV. \quad (22.9)$$

Теоретически ток насыщения обеспечивается при бесконечно большом значении напряженности электрического поля. Практически важно знать, как близок измеряемый ток к току насыщения. Отношение измеряемого ионизационного тока к току насыщения называется *эффективностью собирания ионов*. Эффективность собирания ионов определяет долю ионов, избежавших рекомбинации и попавших на электроды камеры. При прочих равных условиях эффективность собирания ионов тем ближе к единице, чем выше приложенная к электродам разность потенциалов и чем меньше интенсивность ионизации q . Так как $q \sim P_{\text{в}}$, эффективность собирания ионов уменьшается с увеличением мощности дозы.

Из анализа системы уравнений (22.2) можно установить, как необходимо изменить напряжение на камере, если изменилась мощность дозы, чтобы сохранить прежнее значение эффективности собирания ионов. Пусть при значении напряженности поля \mathcal{E} эффективность собирания ионов $f = j/j_0$. Допустим, что значения n_1 и n_2 изменяются в η раз. Отметим штрихом соответствующие значения всех измененных величин:

$$n'_1 = \eta n_1 \text{ и } n'_2 = \eta n_2.$$

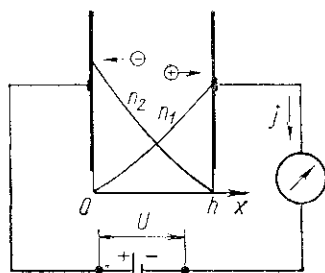


Рис. 15. Движение ионов в плоскопараллельной ионизационной камере

Из второго уравнения системы (22.2) вытекает

$$\frac{d\mathcal{E}'}{dx} = \eta \frac{d\mathcal{E}}{dx}, \text{ или } \mathcal{E}' = \eta\mathcal{E}.$$

Так как $U = \int_0^h \mathcal{E} dx$, $U' = \eta U$.

Из системы уравнений (22.2) также следует, что

$$j' = \eta^2 j; \quad q' = \eta^2 q.$$

Эффективность собирания ионов при этом не изменилась:

$$f' = j'/j'_0 = j/j_0 = f.$$

Таким образом, при изменении скорости ионообразования в η^2 раз напряжение, обеспечивающее ту же эффективность собирания ионов, должно измениться в η раз. Так как $q \sim P_v$, напряжение, обеспечивающее заданную эффективность собирания ионов, оказывается пропорциональным корню квадратному из значения мощности дозы:

$$U \sim \sqrt{P_v}. \quad (22.10)$$

§ 23. ЭФФЕКТИВНОСТЬ СОБИРАНИЯ ИОНОВ. ФОРМУЛА БОУГА

Приближенное выражение для вычисления эффективности собирания ионов можно получить, исходя из следующего. Пусть Q — полное число пар ионов, образующихся в объеме камеры в единицу времени; Q_j — число пар ионов, уносимых в единицу времени на электроды; Q_α — число пар ионов, исчезающих в единицу времени в результате рекомбинации.

Для плоскопараллельной камеры

$$Q = qh;$$

$$Q_\alpha = \int_0^h \alpha n_1 n_2 dx;$$

$$Q_j = j/e.$$

Очевидно, что

$$qh = \int_0^h \alpha n_1 n_2 dx + \frac{j}{e}. \quad (23.1)$$

Рассмотрим режим насыщения, полагая, что поле не искажается пространственным зарядом. Тогда из системы уравнений (22.2)

$$\frac{dn_1}{dx} = \frac{q}{k_1 \mathcal{E}}, \quad \frac{dn_2}{dx} = -\frac{q}{k_2 \mathcal{E}}.$$

Используя граничные условия

$$(n_1)_{x=0} = 0; \quad (n_2)_{x=h} = 0,$$

получаем

$$n_1 = n_{1\text{ макс}} \frac{x}{h}; \quad n_2 = n_{2\text{ макс}} \left(1 - \frac{x}{h}\right),$$

где $n_{1\text{ макс}}$ и $n_{2\text{ макс}}$ — максимальные значения концентрации положительных и отрицательных ионов соответственно у катода и анода:

$$n_{1\text{ макс}} = \frac{qh}{k_1 \mathcal{E}}; \quad n_{2\text{ макс}} = \frac{qh}{k_2 \mathcal{E}}.$$

Если эффективность собирания ионов есть f , то

$$n_{1\text{ макс}} = \frac{fqh}{k_1 \mathcal{E}}; \quad n_{2\text{ макс}} = \frac{fqh}{k_2 \mathcal{E}}. \quad (23.2)$$

Приняв приближенно и в этом случае линейное изменение концентрации ионов, получим

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= \frac{qh f}{k_1 \mathcal{E}} \frac{x}{h}; \\ n_2 &= \frac{qh f}{k_2 \mathcal{E}} \left(1 - \frac{x}{h}\right). \end{aligned} \right\} \quad (23.3)$$

Подставим значения n_1 и n_2 из равенств (23.3) в формулу (23.1). После интегрирования и алгебраических преобразований получим

$$f = 2 \left| \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3} \xi^2}\right) \right|, \quad (23.4)$$

где

$$\xi = \sqrt{\frac{\alpha}{k_1 k_2}} \frac{h^2 \sqrt{q}}{U}. \quad (23.5)$$

Здесь принято $U = \mathcal{E}h$. Из формулы (23.4) непосредственно следует

$$j = 2j_0 \left| \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3} \xi^2}\right) \right|. \quad (23.6)$$

Эффективность собирания ионов в камере другой формы также определяется формулой (23.4), если в выражении (23.5) величину h заменить величиной эквивалентного зазора между электродами $h_{\text{эвв}}$. Эквивалентный зазор может быть найден из условия, что камеры различной формы, но с одинаковыми значениями эквивалентного зазора должны иметь одинаковую электрическую емкость, отнесенную к единице объема межэлектродного пространства:

$$C/V = 1/(4\pi h_{\text{эвв}}^2),$$

где C — электрическая емкость камеры*.

* Имеется в виду межэлектродная емкость, обусловленная рабочими участками электродов; в величину C не входит добавочная емкость за счет установочных изоляторов и других деталей конструкции.

формулы:

для цилиндрической камеры

$$h_{\text{эив}} = (a-b) \sqrt{\frac{a+b}{a-b} \cdot \frac{\ln(a/b)}{2}}, \quad (23.7)$$

для сферической камеры

$$h_{\text{эив}} = (a-b) \sqrt{(1/3)(a/b + 1 + b/a)}, \quad (23.8)$$

где a — внутренний радиус внешнего электрода; b — внешний радиус внутреннего электрода.

Сложная зависимость ионизационного тока от мощности дозы затрудняет использование в дозиметрических целях ионизационных камер, работающих не в режиме насыщения. Однако задача упрощается, если работать на начальном омическом участке вольт-амперной характеристики. Картину явления можно легко уяснить, если считать, что на омическом участке роль уноса ионов электрическим полем пренебрежимо мала по сравнению с ролью рекомбинации. Полагая приближенно $n_1 = n_2 = n$, вместо системы уравнений (22.2) получаем

$$\begin{aligned} j &= (k_1 + k_2) neE; \\ q &= \alpha n^2. \end{aligned} \quad (23.9)$$

Отсюда

$$j = \frac{k_1 + k_2}{\sqrt{\alpha}} e^{-\sqrt{qE}},$$

или для заданного напряжения на камере

$$j \sim \sqrt{P_B}. \quad (23.10)$$

Зависимость (23.10) хорошо подтверждается экспериментально и указывает на практическую возможность дозиметрических измерений с камерами, работающими в режиме начального участка вольт-амперной характеристики.

Поскольку мощность дозы в воздухе прямо пропорциональна току насыщения, из формулы (23.10) следует, что на омическом участке вольт-амперной характеристики ионизационный ток пропорционален корню квадратному из тока насыщения.

§ 24. УНИВЕРСАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

Введем в рассмотрение безразмерную величину θ , определяемую соотношением

$$\theta = R_0/R, \quad (24.1)$$

где $R^* = U/i$ — сопротивление камеры при напряжении на ее электродах, равном U ; $R_0 = \lim_{U \rightarrow 0} U/i$ — сопротивление камеры на началь-

Приближенные решения уравнений нонизационной камеры

Авторы	Запись решения, данная автором (1)	Решения в координатах $\theta = R_0/R$ (2)	Принятые допущения (3)
Ми	$U = R_0 i (1 + C_1 i / i_0)$	$f = \frac{1}{C_1} (\theta^{-1} - 1)$	$f \leq 0,6$ $D_1 = D_2 = 0$
	$U = C_2 R_0 i \frac{\sqrt{1-i/i_0}}{\sqrt{1-i/i_0}}$	$f = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 - 4C_2^2 \theta^2})$	$f \geq 0,7$
Зеелигер	$U = R_0 i (1 + C_1' i / i_0)$	$f = \frac{1}{C_1'} (\theta^{-1} - 1)$	$f \leq 0,6$ $D_1 = D_2 = 0$
	$U = \frac{R_0 i}{\sqrt{1-i/i_0}}$	$f = 1 - \theta^2$	$f \geq 0,94$
Томсон	$U = \frac{R_0 i}{\sqrt{1 - \frac{i}{i_0}}}$	$f = 1 - \theta^2$	$f \geq 0,99, D_1 = D_2 = 0$

Продолжение табл. 3

Авторы	Запись решения, данная автором (1)	Решения в координатах $\theta = R_0/R$ (2)	Принятые допущения (3)
Штейн-бок	$f = \frac{\sqrt{\left(\frac{R}{R_0}\right)^2 - 1}}{\left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \operatorname{arctg} \sqrt{\left(\frac{R}{R_0}\right)^2 - 1}}$	$f = \frac{\sqrt{\theta^{-2} - 1}}{\theta^{-2} \operatorname{arctg} \sqrt{\theta^{-2} - 1}}$	$0 \leq f \leq 1$ $D_1 = D_2 = 0$ $E = \frac{U}{d}$
Богг, Вильсон	$f = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3} \left(m \frac{d^2 \sqrt{qe}}{U}\right)^2}}$	$f = 1 - \theta^3$	$n_1 \approx fx, n_2 \approx f(d-x)$ $0 < f \leq 1, D_1 = D_2 = 0$ $E = \frac{U}{d}$
Имбо, Виттони	$f = 1 - \frac{1}{6} \left(m \frac{d^2 \sqrt{qe}}{U}\right)^2$	$f \sqrt{1-f} = \theta$	$D_1 = D_2 = 0$ $f \geq 0,85$ $E = \frac{U}{d}$

ном, омическом, участке вольт-амперной характеристики*, которое для краткости назовем начальным сопротивлением.

Заметим, что при постоянном напряжении U начальное сопротивление R_0 , в соответствии с формулой (23.10), оказывается обратно пропорциональным корню квадратному из мощности дозы:

$$R_0 \sim 1/\sqrt{P_v}. \quad (24.2)$$

Система уравнений ионизационной камеры (22.1), как уже отмечалось, в общем случае точного решения не имеет. В табл. 3 (графа 1) представлены приближенные решения при различных допущениях, полученные разными исследователями. Входящие в некоторые из этих решений величины C_1 , C_2 и C_3 есть постоянные числовые коэффициенты. В графе 2 эти же решения преобразованы таким образом, чтобы получалась связь эффективности собирания ионов с величиной θ . Обращает на себя внимание тот факт, что в таком представлении исчезает явная зависимость эффективности собирания ионов от размеров камеры, подвижности ионов, скорости ионообразования. Формулы имеют различный вид, определяемый принятыми допущениями, но все они выражают связь лишь между двумя физическими величинами: f и θ . Тот же результат получим, если воспользуемся крайне упрощенной системой (23.9). Отсюда справедливым представляется предположение, что по самой природе процессов, происходящих в ионизационной камере, соотношение между эффективностью собирания ионов f и величиной θ универсально в том смысле, что не зависит от размеров камеры, природы наполняющего газа и интенсивности излучения. Такой вывод следует из объективного характера законов природы и из адекватного, хотя и приближенного представления об этих законах, получаемого в процессе научного познания.

На рис. 16 на одном графике представлены функции $f = F(\theta)$, построенные по формулам табл. 3. Заметные расхождения между кривыми указывают на то, что исходные допущения, сделанные при решении системы общих уравнений (22.1), существенно влияют на точность конечного результата. В то же время, как видно из формул, эти допущения не влияют на универсальный характер зависимости $f = F(\theta)$. Если наличие универсальной характеристики является объективной закономерностью ионизационных камер, то эта характеристика должна получаться экспериментально. Точные измерения подтвердили это предположение. На рис. 17 представлены результаты обработки большого числа вольт-амперных характеристик цилиндрической ионизационной камеры, полученных при различных межэлектродных расстояниях и различной мощности дозы рентгеновского излучения. Все экспериментальные точки в пределах погрешности легли на одну кривую, которая и представляет собой универсальную характеристику.

* Все дальнейшие рассуждения останутся справедливыми, если положить $R = dU/di$.

Для практических целей универсальную характеристику камеры можно использовать в случае измерения большой мощности дозы.

Как уже указывалось, для обеспечения постоянного значения эффективности собирания ионов при измерении в полях различной интенсивности приложенное к камере напряжение должно быть пропорционально \sqrt{P} . При достаточно высокой мощности дозы могут потребоваться столь большие напряжения, что обеспечение заданной эффективности собирания ионов окажется невозможным. Так, для плоскопараллельной камеры, наполненной воздухом при

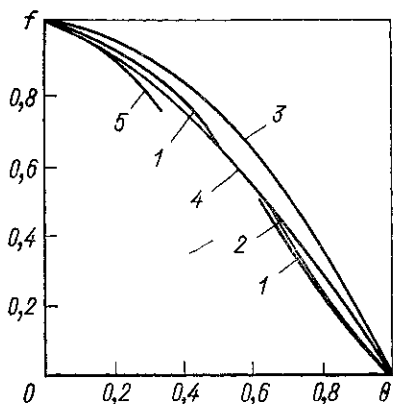


Рис 16 Зависимость эффективности собирания ионов от отношения сопротивлений ионизационной камеры по данным Ми (1), Зеелигера (2), Томсона, Боуга, Вильсона (3), Штейнбока (4), Имбо, Виттоци (5)

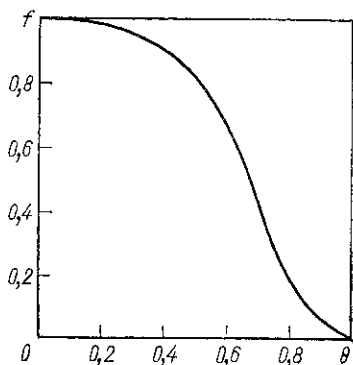


Рис 17 Универсальная характеристика ионизационной камеры

нормальном давлении, с межэлектродным расстоянием равным 1 см, чтобы обеспечить эффективность собирания $f = 0,99$ при мощности экспозиционной дозы 10^4 Р/с, необходимо приложить столь большое напряжение, что наступает электрический пробой газа.

При других обстоятельствах ограничивающим фактором оказывается ударная ионизация, которая при достаточно высокой мощности дозы может наступить при более низком напряжении, чем необходимо для обеспечения заданной эффективности собирания ионов. Все это ограничивает дозиметрическое применение ионизационных камер при большой мощности дозы.

При наличии универсальной характеристики нет необходимости обеспечивать высокую эффективность собирания ионов. Действительно, в полях высокой интенсивности легко измерить начальные сопротивления камеры R_0 . Кроме того, достаточно провести еще одно измерение ионизационного тока i при напряжении на камере U за пределами омического участка вольт-амперной характеристики и найти соответствующее этим значениям сопротивление $R = U/i$.

Из этих данных вычисляется значение $\theta = R_0/R$. По универсальной характеристике определяют эффективность собирания ионов f , для данного значения θ . Эта же эффективность собирания соответствует измеренному току i . Ток насыщения теперь легко находят по соотношению $i_0 = i/f$.

§ 25. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Тормозное излучение, возникающее в ускорительных установках, импульсных трубках и рентгеновских аппаратах, может создавать большие мгновенные значения мощности дозы при сравнительно малых средних значениях. Это обстоятельство создает особые условия работы ионизационной камеры.

Рассмотрим процессы, происходящие в плоскопараллельной камере, находящейся в пучке импульсного излучения. Пусть длительность каждого импульса настолько мала, что образовавшиеся ионы не успевают заметно изменить своего положения. В то же время предположим, что интервал между импульсами больше времени, необходимого для собирания ионов на электродах. При этих

условиях можно считать, что происходит мгновенная ионизация, а собирание ионов в каждом импульсе идет независимо от других импульсов ионизации.

Если бы к камере не было приложено напряжение, то концентрация ионов после каждого импульса изменялась бы по закону

$$n = n_0 / (1 + \alpha n_0 t), \quad (25.1)$$

где n_0 — начальная концентрация ионов, созданных мгновенно импульсом излучения; α — коэффициент рекомбинации ионов.

При наличии электрического поля положительные ионы перемещаются к катоду, а отрицательные — к аноду, и в некоторый момент времени после ионизации в камере будут существовать область положительных ионов, область отрицательных ионов и область перекрытия шириной X , в которой находятся и положительные, и отрицательные ионы (рис. 18).

Концентрация ионов в области перекрытия определяется формулой (25.1), а ширина области меняется от величины, равной расстоянию между электродами h , до нуля:

$$X = h - (k_1 + k_2) (U/h), \quad (25.2)$$

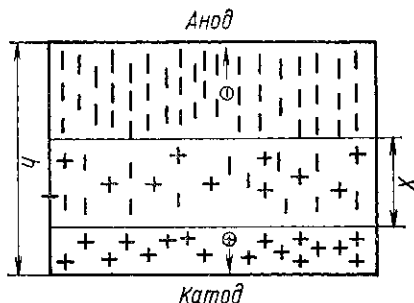


Рис 18 Пространственное распределение ионов в плоской камере при импульсном облучении

где k_1 и k_2 — подвижность ионов. Отсюда время перекрытия

$$T = h^2 / [(k_1 + k_2) U]. \quad (25.3)$$

В течение этого времени ионы рекомбинируют в пределах области перекрытия. Ионы, которые не успели прорекомбинировать за это время, достигнут электродов. Полное число пар ионов, прорекомбинировавших за время T , равно

$$Q_\alpha = \int_0^T \alpha n^2 X dt. \quad (25.4)$$

Подставив в формулу (25.4) значения n и X , после интегрирования получим

$$Q_\alpha = n_0 h \left[1 - \frac{1}{\eta} \ln(1 + \eta) \right], \quad (25.5)$$

где

$$\eta = \alpha n_0 T = \alpha n_0 h^2 / [(k_1 + k_2) U]. \quad (25.6)$$

Полное число пар ионов, образованных в объеме камеры одним импульсом излучения, равно

$$Q_0 = n_0 h.$$

Отсюда эффективность собирания ионов

$$f = \frac{Q_0 - Q_\alpha}{Q_0} = \frac{1}{\eta} \ln(1 + \eta). \quad (25.7)$$

Чтобы уяснить физический смысл величины η , напишем

$$\eta = \frac{T}{1/\alpha n_0} = \frac{T}{T_\alpha}, \quad (25.8)$$

где T_α — время, в течение которого концентрация ионов в области перекрытия уменьшится в результате рекомбинации в два раза (время рекомбинации).

Таким образом, эффективность собирания ионов полностью определяется отношением времени перекрытия ко времени рекомбинации; чем меньше это отношение, тем выше эффективность собирания ионов. Из формулы (25.7) непосредственно следует, что при $\eta \rightarrow 0 \lim f = 1$, а при $\eta \rightarrow \infty \lim f = 0$.

Формула (25.7) получена в предположении, что пространственный заряд не искажает электрического поля между электродами. Анализ показывает, что учет пространственного заряда ведет к некоторому увеличению коэффициента η при заданном напряжении на камере, но зависимость эффективности собирания от η можно определить по формуле (25.7).

Из формул (25.6) и (25.7) следует, что для импульсного излучения, как и для непрерывного, при неизменной интенсивности ионизации эффективность собирания ионов будет тем выше, чем меньше расстояние между электродами и чем больше подвижность ионов и напряжение на камере.

Можно получить эффективность собирания ионов, близкую к 100%, за счет большей подвижности ионов, применяя газы, не образующие отрицательных ионов (например, чистый аргон). В этом случае электроны быстро собираются на аноде камеры и пространство между электродами оказывается заполненным мало-подвижными положительными ионами. Положительный пространственный заряд может, однако, ограничить собирание электронов, если созданное им поле сравнимо с полем, обусловленным внешним источником напряжения.

Поле пространственного заряда после удаления электронов описывается уравнением Пуассона

$$\operatorname{div} \vec{\mathcal{E}} = -4\pi en_0. \quad (25.9)$$

Из выражения (25.9) для плоской камеры определим потенциал у катода относительно анода, обусловленный полем пространственного заряда:

$$U_0 = 2\pi en_0 h^2. \quad (25.10)$$

Если $U_0 \geq U$, то часть электронов окажется связанной пространственным зарядом и собирание электронов будет неполным. Следовательно, пространственный заряд не влияет на эффективность собирания ионов при условии, что

$$U > 2\pi en_0 h^2. \quad (25.11)$$

Практически важен вопрос об изменении эффективности собирания ионов в случае перехода от непрерывного облучения к импульсному при постоянной средней мощности дозы. Изменение эффективности собирания ионов ограничивает возможность применения камер, проградуированных при непрерывном облучении, для дозиметрии импульсного излучения.

Если ν — число импульсов ионизации в единицу времени, то среднее число ионов, образующихся в единице объема камеры в единицу времени:

$$\bar{q} = n_0 \nu, \quad (25.12)$$

и средняя мощность дозы излучения

$$\bar{P} = a\bar{q} = an_0 \nu, \quad (25.13)$$

где a — постоянный коэффициент, учитывающий размерность величин. Из формул (25.6) и (25.13)

$$\eta = \frac{\alpha h^2}{(k_1 + k_2) U} \cdot \frac{\bar{P}}{a\nu}. \quad (25.14)$$

Отсюда следует, что при постоянном значении средней мощности дозы эффективность собирания ионов растет с увеличением частоты следования импульсов ν .

В чистом виде импульсность проявляется до тех пор, пока время между импульсами больше времени вытягивания ионов, т. е.

пока $1/\nu \geq T_0$ (T_0 — время полного вытягивания ионов в камере, определяемое скоростью перемещения наименее подвижных ионов). Полагая приближенно подвижность положительных и отрицательных ионов одинаковой и равной k , получаем

$$T_0 = h^2/kU = 2T.$$

В качестве критерия импульсности можно принять условие $1/\nu \geq T_0$. Значение максимальной частоты $\nu_{\text{макс}}$ ограничивает применение формулы (25.7):

$$\nu_{\text{макс}} = 1/T_0 = kU/h^2. \quad (25.15)$$

При очень большой частоте ($\nu \rightarrow \infty$) происходит непрерывное облучение и эффективность собирания ионов для плоскопараллельной камеры можно определить формулой (23.4):

$$f_{\text{непр}} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 2\xi^2/3}}, \quad (25.16)$$

где для $k_1 = k_2 = k$

$$\xi = \frac{1}{k} \sqrt{\alpha q} \frac{h^2}{U}.$$

При частоте, несколько большей $\nu_{\text{макс}}$, когда время между импульсами остается сравнимым с временем перекрытия, строго говоря, не применимы ни формула (25.7), ни формула (25.16). Формула (25.7) в этом случае несколько занижает, а формула (25.16) завышает эффективность собирания ионов.

Подстановка значения $\nu_{\text{макс}}$ из формулы (25.15) в формулу (25.14) дает минимальное значение величины η :

$$\eta_{\text{мин}} = \frac{\alpha h^4}{2k^2 U^2} \frac{\bar{P}}{a}. \quad (25.17)$$

Величина $\eta_{\text{мин}}$ определяет максимальную эффективность собирания ионов при импульсном облучении в пределах применимости формулы (26.7):

$$f_{\text{макс}} = \frac{1}{\eta_{\text{мин}}} \ln(1 + \eta_{\text{мин}}). \quad (25.18)$$

Сравним максимальную эффективность собирания ионов при импульсном облучении с эффективностью собирания ионов при непрерывном облучении, полагая по-прежнему $k_1 = k_2 = k$. При непрерывном облучении мощность дозы облучения $P = \alpha q$. Поэтому

$$\xi^2 = \frac{\alpha}{k^2} \cdot \frac{h^4 P}{U^2 a}. \quad (25.19)$$

Для одинаковой мощности дозы ($P = \bar{P}$) из формул (25.17) и (25.19) получим

$$\eta_{\text{мин}} = \xi^2/2.$$

Таблица 4

Отношение $f_{\text{макс}}/f_{\text{непр}}$ при различных значениях ξ^2

ξ^2	$f_{\text{непр}}$	$f_{\text{макс}}$	$\frac{f_{\text{макс}}}{f_{\text{непр}}}$	ξ^2	$f_{\text{непр}}$	$f_{\text{макс}}$	$\frac{f_{\text{макс}}}{f_{\text{непр}}}$
0,0	1,000	1,000	1,000	3,0	0,734	0,610	0,831
0,1	0,985	0,980	0,995	4,0	0,685	0,550	0,803
0,5	0,940	0,890	0,947	5,0	0,650	0,500	0,770
0,8	0,895	0,840	0,940	10,0	0,530	0,358	0,675
1,0	0,875	0,810	0,925	100,0	0,217	0,079	0,364
2,0	0,790	0,693	0,877				

Отсюда

$$f_{\text{макс}} = \frac{2}{\xi^2} \ln \left(1 + \frac{1}{2} \xi^2 \right). \quad (25.20)$$

Формулы (25.16) и (25.20) определяют эффективность собирания ионов в плоскопараллельной камере при непрерывном облучении и в поле импульсного излучения при условии равенства величины средней мощности дозы.

В табл. 4 приведены значения отношения $f_{\text{макс}}/f_{\text{непр}}$ при разных значениях ξ^2 , вычисленные по формулам (25.16) и (25.20).

Из таблицы видно, что эффективность собирания ионов при импульсном излучении всегда меньше, чем при непрерывном, и разница в эффективности увеличивается с ростом значения ξ^2 . Поскольку ξ^2 пропорционально средней мощности дозы излучения, при одинаковом значении средней мощности дозы эффективность собирания ионов в одной и той же камере при импульсном облучении всегда меньше, чем при непрерывном. Эффективность собирания ионов при импульсном облучении относительно непрерывного облучения падает с увеличением средней мощности дозы и с уменьшением частоты поступления импульсов. Это всегда следует иметь в виду при практических измерениях дозы импульсного излучения. Для дозиметров, проградуированных по непрерывному излучению, эффективность собирания ионов необходимо оценивать, исходя из частоты следования импульсов, которая обычно бывает известна, или из приближенного значения ожидаемой мощности дозы излучения.

Эффективность собирания ионов в цилиндрической или сферической камере при импульсном облучении можно получить тем же способом, что и для плоскопараллельной камеры. Рассмотрим для определенности сферическую камеру. Ионизационный импульс создает равномерную концентрацию ионов n_0 по всему объему между сферическими электродами. Затем под действием электрического поля произойдет разделение положительных и отрицательных ионов. В течение некоторого времени будет существовать область перекрытия, в пределах которой происходит объемная рекомби-

нация ионов. Здесь важно заметить, что радиальное перемещение ионов, так же как и параллельное в плоской камере, не влияет на концентрацию ионов в области перекрытия, т. е. концентрация ионов в пределах области перекрытия равномерная и уменьшается по тому же закону, что и для плоской камеры. Действительно, рассмотрим перемещение ионов одного знака под действием электрического поля, заключенных в пределах объема ΔV , ограниченного концентрическими поверхностями. Пусть радиус внутренней поверхности объема ΔV есть x , а внешней — y . Величина объема ΔV есть функция только двух величин — x и y . Поэтому изменение объема в единицу времени определится выражением

$$\frac{d}{dt} (\Delta V) = \frac{\partial (\Delta V)}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial (\Delta V)}{\partial y} \frac{dy}{dt}. \quad (25.21)$$

Напишем известные соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \Delta V &= \frac{4}{3} \pi (y^3 - x^3); \\ \mathcal{E}_x &= \frac{CU_0}{x^2}, \quad \mathcal{E}_y = \frac{CU_0}{y^2}, \end{aligned} \right\} \quad (25.22)$$

где \mathcal{E}_x и \mathcal{E}_y — напряженность поля соответственно на расстоянии x и y от центра камеры; C — электрическая емкость сферического конденсатора (камеры).

Если перемещаются положительные ионы, то

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= k_1 \mathcal{E}_x = \frac{k_1 CU_0}{x^2}; \\ \frac{dy}{dt} &= k_1 \mathcal{E}_y = \frac{k_1 CU_0}{y^2}. \end{aligned}$$

Из формулы (25.22) следует

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\Delta V) &= -4\pi x^2; \\ \frac{\partial}{\partial y} (\Delta V) &= 4\pi y^2. \end{aligned}$$

Подставив эти величины в выражение (25.21), получим

$$\frac{d}{dt} (\Delta V) = 0.$$

Это означает, что объем не изменяется в результате перемещения находящихся в нем ионов несмотря на разную скорость перемещения ограничивающих его поверхностей. Следовательно, концентрация ионов не изменяется под действием электрического поля и формула (25.1) остается справедливой для сферической камеры. Эта формула справедлива и для области перекрытия в цилиндрической камере.

Формулы для эффективности собирания ионов в случае цилиндрической и сферической геометрий полностью совпадают с формулой (25.7), если в выражение для η вместо h подставить соответствующие эквивалентные зазоры, определенные в § 23.

§ 26. ПОГРЕШНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ (МОЩНОСТИ ДОЗЫ) ПРИ НЕПОЛНОМ СОБИРАНИИ ИОНОВ В ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЕ

Неполное собирание ионов в ионизационной камере приводит к дополнительной погрешности при определении тока насыщения. Измеряемый ток i связан с током насыщения i_0 через эффективность собирания ионов f следующим соотношением:

$$i = fi_0. \quad (26.1)$$

Продифференцируем это равенство по i_0 :

$$\frac{di}{di_0} = i_0 \frac{df}{di_0} + f. \quad (26.2)$$

Уравнение (26.2) легко преобразовать к следующему виду:

$$\frac{di_0}{i_0} = \frac{1}{1 + \frac{i_0}{f} \cdot \frac{df}{di_0}} \cdot \frac{di}{i}. \quad (26.3)$$

Обозначим

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{i_0}{f} \cdot \frac{df}{di_0}}. \quad (26.4)$$

Теперь можем написать

$$\frac{di_0}{i_0} = \gamma \frac{di}{i}, \quad (26.5)$$

где di/i и di_0/i_0 — относительное изменение соответственно измеряемого тока и тока насыщения. Относительная погрешность в определении тока насыщения оказывается равной произведению относительной погрешности в измерении тока i и величины γ . Положение не изменится, если вместо тока рассматривать заряды, образованные в объеме камеры Q_0 и собранные на ее электроды Q .

Таким образом, получение формулы погрешности сводится к нахождению величины γ . Рассмотрим более подробно случай непрерывного и импульсного облучений.

Непрерывное облучение. Воспользуемся формулой Боуга (23.4):

$$f = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 2\xi^2/3}},$$

где

$$\xi^2 = \alpha q h^2 / (k_1 k_2 \mathcal{E}^2).$$

Введем в рассмотрение новую величину $\varepsilon = f\xi^2/6$. Так как $f = i/i_0$, ε оказывается пропорционально измеряемому току i :

$$\varepsilon = ai, \quad (26.6)$$

где a — коэффициент пропорциональности. Подставив в формулу (23.4) значение ξ^2 , выраженное через ε , получим

$$f = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\varepsilon/f}}. \quad (26.7)$$

Несложные преобразования формулы (26.7) приводят к следующему соотношению:

$$1/f = 1 + \varepsilon, \quad (26.8)$$

или

$$i_0 = (1 + \varepsilon) i = (1 + ai)i. \quad (26.9)$$

Взяв производную по i , получим

$$\frac{di_0}{di} = (1 + ai) + ai = 1 + 2ai = 1 + 2\varepsilon. \quad (26.10)$$

Комбинируя формулы (26.9) и (26.10), получаем

$$\frac{di_0}{i_0} = \frac{1 + 2\varepsilon}{1 + \varepsilon} \frac{di}{i}. \quad (26.11)$$

Подставив в формулу (26.11) вместо ε его значение по формуле (26.8), напишем окончательное выражение для вычисления погрешности di_0/i_0 определения тока насыщения через погрешность измеряемого тока di/i :

$$\frac{di_0}{i_0} = (2 - f) \frac{di}{i}. \quad (26.12)$$

Из формулы (26.12) следует

$$\gamma = 2 - f. \quad (26.13)$$

Полученные формулы показывают, что погрешность определения тока насыщения возрастает с уменьшением эффективности собирания ионов. Для очень малых значений эффективности собирания ($f \ll 1$) погрешность определения тока насыщения в два раза превышает погрешность измерения ионизационного тока. Этот важный вывод можно получить и другим путем, исходя из основных закономерностей ионизационных камер.

В § 23 показано, что вдали от области насыщения (начальный омический участок вольт-амперной характеристики) измеряемый ионизационный ток прямо пропорционален корню квадратному из тока насыщения:

$$i = b\sqrt{i_0}, \quad (26.14)$$

где b — постоянный коэффициент. Отсюда

$$f = i/i_0 = b/\sqrt{i_0}. \quad (26.15)$$

Подставив это выражение эффективности собирания ионов в формулу (26.4), получим $\gamma = 2$.

Импульсное облучение. Обратимся к формуле (25.7), выражающей эффективность собирания ионов при импульсном облучении. Заметим, что входящий в формулу безразмерный параметр η пропорционален полному числу образованных в камере ионов Q_0 :

$$\eta = cQ_0, \quad (26.16)$$

где c — постоянный коэффициент. Отсюда следует, что произведение $f\eta$ пропорционально числу ионов, собранных на электроды:

$$f\eta = cQ. \quad (26.17)$$

В соответствии с формулой (25.7)

$$f\eta = \ln(1 + \eta) = cQ. \quad (26.18)$$

Отсюда получаем соотношение

$$1 + cQ_0 = \exp(cQ). \quad (26.19)$$

Продифференцируем соотношение (26.19) по Q :

$$\frac{dQ_0}{dQ} = \exp(cQ). \quad (26.20)$$

Учитывая, что в данном случае $f = Q/Q_0$, а также формулу (26.17), вместо формулы (26.20) можем написать:

$$\frac{dQ_0}{Q_0} = f \exp(f\eta) \frac{dQ}{Q}. \quad (26.21)$$

Комбинируя формулы (26.21) и (26.18), получаем следующее окончательное выражение для вычисления погрешности определения полного числа ионов, образованных в камере в одном импульсе, через погрешность измерения числа собранных на электроды ионов:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dQ_0}{Q_0} &= \frac{1+\eta}{\eta} \ln(1+\eta) \frac{dQ}{Q}; \\ \gamma &= \frac{1+\eta}{\eta} \ln(1+\eta). \end{aligned} \right\} \quad (26.22)$$

Из формулы (26.22) следует, что $\gamma \rightarrow 1$ при $\eta \rightarrow 0$ и $\gamma \rightarrow \infty$ при $\eta \rightarrow \infty$. Так как эффективность собирания ионов при импульсном облучении уменьшается с ростом η , погрешность определения полного числа зарядов может значительно превышать погрешность измерения собранных на электроды зарядов при низкой эффективности собирания. Так как полный заряд, образованный в камере, пропорционален дозе, величина γ для импульсного облучения харак-

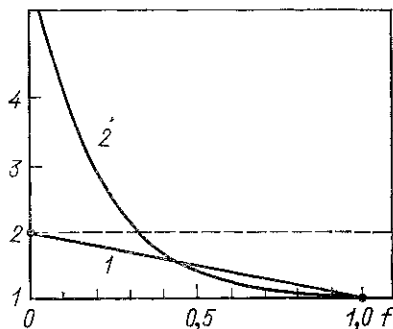


Рис 19 Сравнение погрешностей определения дозы и мощности дозы при непрерывном (1) и импульсном (2) облучении (по оси ординат — значение γ)

теризует отношение погрешности определения дозы к погрешности измерения заряда. Для непрерывного облучения γ характеризует отношение погрешности определения мощности дозы к погрешности измерения ионизационного тока. На рис. 19 для сравнения дана зависимость величины γ от эффективности собирания ионов для непрерывного (кривая 1) и импульсного (кривая 2) облучений.

§ 27. КОНДЕНСАТОРНЫЕ КАМЕРЫ

Камеры, принцип работы которых основан на разрядке емкости, называются конденсаторными. Система из двух электродов, разделенных высококачественной изоляцией, заряжается внешним источником напряжения до начальной разности потенциалов U_0 . В поле ионизирующего излучения разность потенциалов уменьшается вследствие осаждения на электродах ионов, образованных в газовом объеме. Величина изменения электрического потенциала одного из электродов камеры относительно другого и служит мерой дозы излучения.

За время dt на электродах камеры накопится заряд

$$dQ = ef(U)qVdt, \quad (27.1)$$

где e — заряд одного иона; j — эффективность собирания ионов в камере, которая зависит от разности потенциалов U ; V — газовый объем, в котором происходит ионизация. Так как разность потенциалов в процессе облучения меняется, эффективность собирания ионов не остается постоянной и зависит от времени облучения. Это обстоятельство является специфической особенностью конденсаторных ионизационных камер.

Если электрическая емкость камеры — C , то за время облучения t изменение потенциала одного электрода относительно другого составит

$$\Delta U = U_0 - U_t = \int_0^t \frac{e}{C} f(U) qVdt. \quad (27.2)$$

Практически всегда следует стремиться к тому, чтобы эффективность собирания ионов была близка к единице. Если $f(U) \approx 1$, то

$$\Delta U = eqVt/C, \quad (27.3)$$

или чувствительность конденсаторной камеры при полном собирании ионов

$$\Delta U/D = eV/aC, \quad (27.4)$$

где D — доза за время облучения t ; a — постоянный коэффициент. Чувствительность оказывается тем выше, чем больше объем камеры и чем меньше электрическая емкость.

Условие $f(U) \approx 1$ означает, что допускается некоторое изменение эффективности собирания ионов от 1 до f' . В этих пределах

принимается $f(U) = 1$. Правомочность такого допущения определяется требуемой точностью измерения: чем меньше f' , тем больше погрешность, происходящая вследствие предположения о полном собирании ионов. Чтобы оценить допустимое минимальное значение f' , необходимо знать зависимость эффективности собирания ионов от времени облучения. Если условия облучения таковы, что пренебречь рекомбинацией нельзя, то связь между дозой излучения и изменением потенциала на камере выражается уравнением

$$-\int_{U_0}^{U_t} \frac{dU}{f(U)} = \frac{eV}{c} D. \quad (27.5)$$

Действительно, в соответствии с равенством (27.1) изменение разности потенциалов на электродах камеры определяется уравнением

$$\frac{dU}{dt} = -f(U) \frac{eV}{c} q \quad (27.6)$$

(«минус» означает, что разность потенциалов уменьшается). Так как $D = aqt$, получаем уравнение (27.5).

Явный вид функции $f(U)$ в уравнении (27.5) зависит от геометрической формы камеры и характера облучения (непрерывное или импульсное).

При непрерывном облучении $f(U)$ определяется формулой (23.4). При практических измерениях можно пользоваться средней эффективностью собирания $f_{\text{ср}}$, которая связывает фактическое изменение разности потенциалов ($U_0 - U_t$) с тем, которое было бы при отсутствии рекомбинации:

$$U_0 - U_t = f_{\text{ср}} \Delta U,$$

где ΔU определяют по формуле (27.3). Отсюда, учитывая соотношения (27.4) и (27.5), получаем

$$f_{\text{ср}} = \frac{U_0 - U_t}{\Delta U} = (U_0 - U_t) \left| \int_{U_t}^{U_0} \frac{dU}{f(U)} \right|. \quad (27.7)$$

Используя формулу (23.4), среднюю эффективность собирания ионов можно выразить в виде функции

$$f_{\text{ср}} = F(U_t/U_0, \xi_0), \quad (27.8)$$

где для плоскопараллельной камеры

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{\alpha}{k_1 k_2}} \cdot \frac{h^2}{U_0} \sqrt{q}.$$

Зависимость (27.8) справедлива для камер любых форм, если вместо h подставлять величину соответствующего эквивалентного зазора. Типичные графики, соответствующие зависимости (27.8),

представлены на рис. 20; с помощью подобных графиков можно производить необходимые практические расчеты.

При импульсном облучении конденсаторных камер следует различать два случая: разрядка камеры обусловлена серией малых импульсов ионизации или одним большим импульсом.

При импульсном облучении камеры с частотой ν можно получить зависимость типа (27.8) тем же путем, что и для непрерывного облучения, если воспользоваться формулой (25.7):

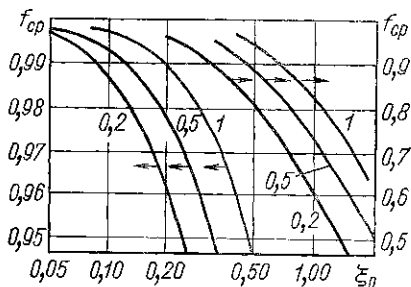


Рис. 20. Средняя эффективность собирания ионов в конденсаторных камерах при непрерывном облучении. Параметром служит отношение U_i/U_0

$$f_{cp} = \Phi(U_i/U_0, \eta_0), \quad (27.9)$$

где для плоскопараллельной камеры

$$\eta_0 = \frac{\alpha h^2 \bar{q}}{(k_1 + k_2) U_0 \nu}.$$

Для камер других геометрических форм используется эквивалентный зазор.

Правомерность формулы (25.7) в рассмотренном случае основана на том, что при действии большого числа малых импульсов относительное изменение напряжения камеры,

приходящееся на каждый импульс, может быть незначительным; это позволяет считать, что уменьшение области перекрытия обусловлено постоянной разностью потенциалов.

Если значительная разрядка камеры вызвана одним большим импульсом, то указанное допущение может не выполняться и формулу (25.7) применять нельзя. В этом случае необходимо учитывать изменение напряжения на камере в течение времени перекрытия T . В случае плоскопараллельной камеры это приводит к тому, что скорость уменьшения области перекрытия не остается постоянной в течение времени перекрытия и выражение для ширины области перекрытия принимает вид

$$X = h - \frac{k_1 + k_2}{h} \int_0^t U(t) dt, \quad (27.10)$$

а время перекрытия, в течение которого происходит рекомбинация ионов, находится из уравнения

$$\int_0^T U(t) dt = \frac{h^2}{k_1 + k_2}, \quad (27.11)$$

где напряжение $U(t)$ определяется зарядом на электродах через время t после импульса.

Указанные соображения позволяют рассчитать эффективность собирания ионов от одного большого импульса, исходя из объемной рекомбинации, которая происходит в течение времени T , и построить графики, аналогичные изображенным на рис. 20. Численные оценки показывают, что эффективность собирания ионов в одном импульсе мало зависит от относительного изменения напряжения в течение времени собирания. Это объясняется тем, что большая часть ионов рекомбинирует в начальный момент, когда напряжение еще заметно не уменьшается.

Конденсаторные камеры находят широкое применение в индивидуальных дозиметрах. Предварительная зарядка камер осуществляется от отдельного источника напряжения. Разность потенциалов после облучения измеряют либо на отдельном измерительном пульте, либо с помощью специального электрометра, вмонтированного в корпус камеры.

28. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ СЧЕТЧИКИ

Чтобы оценить возможность применения газоразрядных счетчиков в дозиметрии фотонного излучения, необходимо установить связь между скоростью счета и мощностью дозы.

Пусть φ_γ — плотность потока фотонов; I — интенсивность излучения. Тогда мощность экспозиционной дозы

$$P_0 = \mu_{hm} I = \eta_{hm} \bar{E}_\gamma \varphi_\gamma, \quad (28.1)$$

где \bar{E}_γ — средняя энергия одного фотона.

Если $n_{сч}$ — число разрядов в счетчике в единицу времени, отнесенное к единице площади его поверхности, а $\varepsilon_{сч}$ — эффективность счетчика, то

$$\varphi_\gamma = n_{сч} / \varepsilon_{сч}. \quad (28.2)$$

Из формул (28.1) и (28.2) для чувствительности счетчика по мощности дозы получим

$$n_{сч} / P_0 = \varepsilon_{сч} / (\mu_{hm} \bar{E}_\gamma). \quad (28.3)$$

Формула (28.3) дает энергетическую зависимость чувствительности счетчика. Применимость того или иного счетчика для дозиметрии определяется зависимостью чувствительности $n_{сч} / P_0$ от энергии фотонов: чем сильнее эта зависимость, тем менее благоприятно применение счетчика. Зависимость коэффициента передачи энергии от энергии фотонов была рассмотрена в гл. 3.

Найдем энергетическую зависимость эффективности $\varepsilon_{сч}$. Если толщина катода счетчика больше пробега электронов в материале катода, то «действующей» толщиной катода будет слой, равный пробегу электронов. Только из этого слоя электроны могут попасть в чувствительный объем счетчика и вызвать разряд. Для каждого эффекта взаимодействия будет своя действующая толщина R_i , поскольку при разных эффектах освобождаются электроны с разной максимальной энергией.

Для i -го эффекта число взаимодействующих в единицу времени фотонов на действующей толщине будет $\varphi_{\nu} [1 - \exp(-\mu_i R_i)] = \varphi_{\nu} \mu_i R_i$, где μ_i — линейный коэффициент ослабления, соответствующий данному эффекту взаимодействия. Если считать, что в каждом акте взаимодействия высвобождается один электрон, то $\varphi_{\nu} \mu_i R_i$ есть число электронов, освобождающихся в единицу времени в «действующем» слое катода. Обозначим η_i долю тех электронов, которые из действующего слоя попадают в чувствительный объем и вызывают разряд. В общем случае при наличии фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар

$$n_{сч} = \varphi_{\nu} (\eta_{\tau} \tau R_{\tau} + 2\eta_{\kappa} \kappa R_{\kappa} + \eta_{\sigma} \sigma R_{\sigma}),$$

где R_{τ} , R_{κ} и R_{σ} — максимальный пробег электронов при соответствующих эффектах; цифра 2 во втором члене указывает, что при эффекте образования пар образуются две заряженные частицы. Тогда

$$\epsilon_{сч} = \eta_{\tau} \tau R_{\tau} + 2\eta_{\kappa} \kappa R_{\kappa} + \eta_{\sigma} \sigma R_{\sigma}. \quad (28.4)$$

Величина η_i для данного эффекта зависит от пространственного и энергетического распределения электронов, а также от геометрии счетчика. В свою очередь пространственное распределение электронов зависит от энергии фотонов. Таким образом, в общем случае $\epsilon_{сч}$ сложным образом зависит от энергии фотонов, точное определение этой зависимости связано со значительными трудностями. Энергетическая зависимость η_i , однако, не очень велика, что позволяет в частных случаях подобрать подходящее значение η , одинаковое для всех эффектов.

На рис. 21 показана экспериментально полученная зависимость эффективности счетчика с алюминиевым катодом от энергии фотонов. Из рисунка видно, что в пределах от 0,4 до 1,8 МэВ эффективность возрастает почти линейно. Коэффициент передачи энергии $\mu_{\kappa m}$ в этой области энергий мало меняется. Таким образом, $\epsilon_{сч} / \mu_{\kappa m} \bar{E}_{\nu}$ в указанном диапазоне энергий остается почти постоянной величиной. Это позволяет измерять таким счетчиком после соответствующей градуировки мощность экспозиционной дозы излучения, если энергия фотонов выше 0,4 МэВ. Счетчики с другими катодами могут оказаться пригодными для дозиметрических целей в другом диапазоне энергий фотонов.

В общем случае чувствительность счетчика заметно зависит от энергии излучения. Обычные промышленные счетчики имеют значительную зависимость чувствительности от энергии фотонов в области сравнительно длинноволнового излучения (до 0,6 МэВ). Лишь в узком интервале энергий с достаточной для практики точностью сохраняется пропорциональность между показаниями счетчика и мощностью дозы.

На рис. 22 показан типичный график изменения дозовой чувствительности счетчика с медным катодом от энергии фотонов. Градуировку приборов со счетчиками надежнее производить по излу-

чению такого спектрального состава, который близок к измеряемому. Экспериментально можно подобрать такой материал катода и такую его толщину, которые обеспечили бы минимальную зависимость чувствительности счетчика по мощности дозы от энергии фотонов. Возможно, что наилучшие результаты можно получить со слоистым катодом.

Дополнительные фильтры обеспечивают практически постоянную чувствительность бета-счетчика по интенсивности в диапазоне энергий 150 кэВ — 2 МэВ. Эти счетчики можно использовать для измерения мощности дозы в том диапазоне энергий, где $\mu_{\beta m}$ можно считать постоянной величиной.

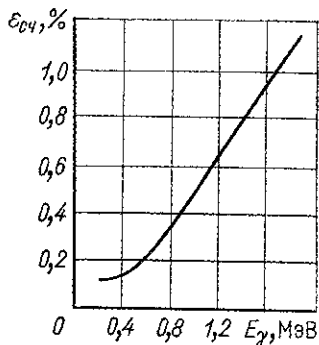


Рис. 21. Зависимость эффективности счетчика с алюминиевым катодом от энергии фотонов

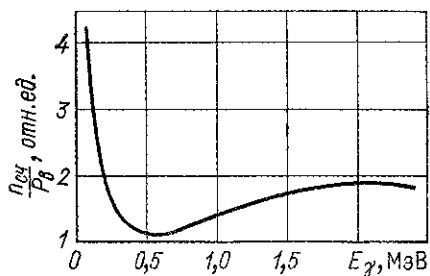


Рис. 22. Энергетическая зависимость дозовой чувствительности счетчика с медным катодом

Малогабаритные тонкостенные счетчики с дополнительными фильтрами успешно применяют в качестве точечных детекторов излучения с постоянной чувствительностью в широком энергетическом диапазоне.

Преимуществом счетчиков по сравнению с камерами является их значительно бóльшая чувствительность при небольших габаритах. Так, при мощности дозы 0,8 мкР/с (предельно допустимая) в наперстковой камере объемом 1 см³ ток насыщения будет менее 10⁻¹⁵ А. Точно измерить такой малый ток можно только в лабораторных условиях.

При энергии γ -квантов 1 МэВ мощность дозы 0,8 мкР/с соответствует плотности потока примерно $1,7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В счетчике с эффективностью всего лишь 0,3% будет происходить пять разрядов в секунду на 1 см² его поверхности.

§ 29. ПОЛОСТНЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАМЕРЫ

Полостными, или наперстковыми, камерами называются маленькие камеры, ионизационный объем которых окружен твердой стенкой. Ионизационный объем играет роль газовой полости, а стенка —

твердой среды, окружающей полость. Обычно стенка является одним из электродов камеры. Камеры, у которых стенки и газ имеют одинаковый атомный состав, называются гомогенными. В соответствии с формулой Брэгга — Грея наперстковые камеры по измеренному ионизационному току позволяют определять поглощенную дозу в материале стенки и при определенных условиях — экспозиционную дозу в рентгенах. Рассмотрим основные закономерности наперстковых камер.

Соотношение между ионизационным током и мощностью дозы. Пусть $\Delta E_{\text{в}}$ — энергия, поглощаемая в единицу времени в единице объема воздуха при нормальных условиях в месте расположения наперстковой камеры; $\Delta E_{\text{з}}$ — энергия, поглощаемая в единицу времени в единице объема материала стенки камеры; воздух в камере находится при нормальных условиях ($t = 0^\circ \text{C}$, $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$).

При электронном равновесии

$$\Delta E_{\text{в}} = \mu_{\text{кв}} \Delta E_{\text{з}} / \mu_{\text{кз}}, \quad (29.1)$$

где $\mu_{\text{кв}}$ и $\mu_{\text{кз}}$ — линейный коэффициент передачи энергии соответственно в воздухе и в веществе стенки камеры.

Обозначим $S_{\text{еz}}$ среднюю тормозную способность материала Z , рассчитанную на один электрон среды; $S_{\text{ев}}$ — то же для воздуха; $n_{\text{в}}$ и $n_{\text{з}}$ — число электронов в 1 г соответственно воздуха и вещества Z ; $\rho_{\text{в}}$ и $\rho_{\text{з}}$ — плотность воздуха и вещества Z . Среднее отношение тормозной способности $\bar{\rho} = S_{\text{еz}} n_{\text{з}} \rho_{\text{з}} / (S_{\text{ев}} n_{\text{в}} \rho_{\text{в}})$.

На основании формулы (18.7) с учетом (29.1) напомним

$$\Delta E_{\text{в}} = \frac{\mu_{\text{кв}} S_{\text{еz}} n_{\text{з}} \rho_{\text{з}}}{\mu_{\text{кз}} S_{\text{ев}} n_{\text{в}} \rho_{\text{в}}} wq. \quad (29.2)$$

Линейные коэффициенты передачи энергии можно представить в виде

$$\mu_{\text{кв}} = \mu_{\text{кев}} n_{\text{в}} \rho_{\text{в}}; \quad \mu_{\text{кз}} = \mu_{\text{кеz}} n_{\text{з}} \rho_{\text{з}}, \quad (29.3)$$

где $\mu_{\text{кев}}$ и $\mu_{\text{кеz}}$ — соответствующие коэффициенты передачи энергии, рассчитанные на один электрон.

Учитывая, что $i_0 = qeV$, подставляем значения коэффициентов (29.3) в формулу (29.2):

$$\Delta E_{\text{в}} = \frac{\mu_{\text{кев}} S_{\text{еz}}}{\mu_{\text{кеz}} S_{\text{ев}}} \cdot \frac{w}{eV} i_0.$$

Мощность дозы в воздухе $P_{\text{в}} = a \cdot \Delta E_{\text{в}}$ (a — постоянный коэффициент, учитывающий размерность величин), поэтому

$$P_{\text{в}} = a \frac{\mu_{\text{кев}} S_{\text{еz}}}{\mu_{\text{кеz}} S_{\text{ев}}} \cdot \frac{w}{eV} i_0 \quad (29.4)$$

или чувствительность камеры по мощности дозы

$$\frac{i_0}{P_B} = \frac{eV}{a\omega} \frac{\mu_{keZ} S_{eB}}{\mu_{keB} S_{eZ}}. \quad (29.5)$$

Камеру можно использовать для измерения мощности дозы только в том случае, если ее чувствительность по мощности дозы можно считать не зависящей от энергии фотонов измеряемого излучения. Для наперстковых камер энергетическая зависимость чувствительности определяется соотношением (29.5).

Отношение S_{eB}/S_{eZ} в формуле (29.5) практически не зависит от энергии γ -излучения, и энергетическая зависимость чувствительности целиком определяется зависимостью отношения коэффициентов передачи энергии μ_{keZ}/μ_{keB} от энергии фотонов. Если эффективный атомный номер стенок камеры равен эффективному атомному номеру воздуха, то $\mu_{keZ}/\mu_{keB} = 1$. Материалы (вещества), имеющие одинаковый с воздухом эффективный атомный номер, называются воздухоэквивалентными материалами (веществами). Для камер с твердыми воздухоэквивалентными стенками с точностью до эффекта плотности можно считать также, что $S_{eZ}/S_{eB} = 1$. Следовательно, для камер с воздухоэквивалентными стенками $i_0/P_B = eV/a\omega$. Отсюда следует, что камеры с воздухоэквивалентными стенками не имеют энергетической зависимости чувствительности*. Коэффициент a определяется из условия, что при мощности дозы $P_B = 1$ Р/с заряд, образующийся в 1 см^3 камеры в 1 с, равен

$$\frac{\Delta E_B e}{\omega} = \frac{1 \text{ ед. СГСЭ}}{c \cdot \text{см}^3} = 3,33 \cdot 10^{-10} [\text{Кл}/(\text{с} \cdot \text{см}^3)].$$

Отсюда

$$\left. \begin{aligned} i_0 &= 3,33 \cdot 10^{-10} V P_B; \\ P_B &= 3,0 \cdot 10^9 \frac{i_0}{V}. \end{aligned} \right\} \quad (29.6)$$

Здесь i_0 — ток насыщения в камере, наполненной воздухом, при температуре 0°C и давлении 760 мм рт. ст., A ; V — объем камеры, см^3 ; P_B — мощность экспозиционной дозы, Р/с. Если ток насыщения измеряется при температуре $t^\circ \text{C}$ и давлении p [мм рт. ст.], то

* Это справедливо только в предположении, что нет заметного ослабления излучения в стенке камеры. В большинстве случаев это предположение вполне оправдано, если толщина стенки неамного превосходит пробег электронов. При измерении очень длинноволнового излучения стенка камеры может оказаться слишком толстой и чувствительность снизится вследствие поглощения излучения стенкой камеры. Принципиально иная ситуация возникает при измерении коротковолнового излучения (см. гл. 12).

$$\left. \begin{aligned} P_B &= 3,0 \cdot 10^9 \frac{i'_0}{V} \left(1 + \frac{t}{273} \right) \frac{760}{p} [P/c]; \\ i'_0 &= 3,33 \cdot 10^{-10} \frac{273}{273+t} \cdot \frac{p}{760} V \cdot P_B [A]. \end{aligned} \right\} (29.7)$$

Подчеркнем, что формулы (29.6) и (29.7) выведены для воздушно-эквивалентной камеры.

Роль толщины и материала стенок. Если наперстковую камеру поместить в поле излучения в вакууме и изучать зависимость ионизационного тока i от толщины стенок d , то соответствующая кривая будет иметь вид, представленный на рис. 23. При нулевой толщине стенки ток обусловлен только теми электронами, которые высвободились в газовом объеме, и имеет малую величину i_1 . По мере увеличения толщины стенки повышается вклад в ионизацию электронов, освобожденных фотонами в материале стенки, и ток растет. Увеличение тока будет продолжаться до тех пор, пока толщина стенки не станет равной пробегу в материале стенки самых быстрых электронов, что обеспечивает электронное равновесие около ионизационного объема камеры; соответствующая толщина стенки d_0 называется равновесной толщиной. При дальнейшем увеличении толщины стенки будет сказываться ослабление излучения и ток будет уменьшаться.

На практике между источником и камерой обычно имеются различные материалы (воздух, экраны, стенки препарата и т. п.), из которых электроны могут попасть в ионизационный объем камеры при недостаточной толщине ее стенок.

Определяя роль материала стенки, заметим, что чувствительность камеры по формуле (29.5) зависит от материала стенки только через отношение μ_{keZ}/μ_{kev} . Коэффициент передачи энергии μ_{keZ} имеет разную зависимость от Z для различных эффектов взаимодействия: для «чистого» комптон-эффекта μ_{keZ} от материала стенки не зависит, для фотоэффекта и эффекта образования пар μ_{keZ} растет с увеличением Z , причем при фотоэффекте темп роста

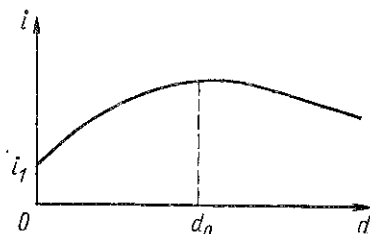


Рис. 23. Зависимость ионизационного тока i от толщины стенки наперстковой камеры d (по оси абсцисс — значения 0, d_0 , d)

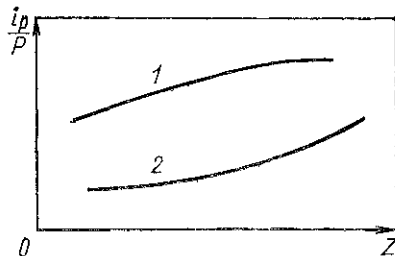


Рис. 24. Примерный вид зависимости чувствительности наперстковой камеры от атомного номера материала стенки для разной энергии фотонного излучения:

1 — комптон-эффект; 2 — фотоэффект

быстрее, чем при эффекте образования пар. Тормозная способность вещества S_{eZ} очень слабо уменьшается с увеличением атомного номера Z .

Таким образом, отношение μ_{keZ}/μ_{keB} , а следовательно, и чувствительность камеры увеличиваются с ростом атомного номера материала стенки, но характер роста зависит от энергии фотонов.

Примерный вид зависимости чувствительности наперстковой камеры от атомного номера материала стенки для разных энергий фотонов показан на рис. 24.

Роль состава газа и ионизационного объема. Для гомогенной камеры (атомный состав газа и стенок одинаков) формула Брэгга — Грея справедлива при любом объеме камеры; ток насыщения будет строго пропорционален объему при постоянном давлении и пропорционален давлению при постоянном объеме.

Для негомогенной камеры одним из необходимых условий выполнения формулы Брэгга — Грея является такой ионизационный объем, при котором можно пренебречь ионизацией за счет электронов, освобожденных в газе, наполняющем объем. Другими словами, чем меньше объем при постоянном давлении или чем меньше давление при постоянном объеме, тем точнее выполняется основная формула (18.7). В пределах выполнения этого соотношения ионизационный ток насыщения пропорционален объему при постоянном давлении и пропорционален давлению при постоянном объеме для любого состава газа.

Формулу для чувствительности камеры по мощности дозы при наполнении ее газом произвольного состава можно получить из уравнений (18.7) и (18.8), если учесть, что

$$\bar{\rho} = S_{eZ} n_Z \rho_Z / (S_{e\Gamma} n_{\Gamma} \rho_{\Gamma}).$$

Тогда

$$P_B = a \Delta E_B = a \frac{\mu_{kB}}{\mu_{kZ}} \bar{\rho} \omega_{\Gamma} q_{\Gamma} = a \frac{\mu_{kB} S_{eZ} n_Z \rho_Z \omega_{\Gamma}}{\mu_{kZ} S_{e\Gamma} n_{\Gamma} \rho_{\Gamma} eV} i'_0, \quad (29.8)$$

где $S_{e\Gamma}$, n_{Γ} , ω_{Γ} и ρ_{Γ} относятся к газу внутри камеры; i'_0 — ток насыщения, соответствующий давлению газа в камере p и температуре t ; a — постоянный коэффициент.

Для чувствительности камеры из формулы (29.8) получим

$$\frac{i'_0}{P_B} = \frac{eV}{a \omega_{\Gamma}} \cdot \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{kB}} \cdot \frac{S_{e\Gamma} n_{\Gamma} \rho_{\Gamma}}{S_{eZ} n_Z \rho_Z}. \quad (29.9)$$

Зависимость чувствительности от состава газа определяется зависимостью величин $S_{e\Gamma}$, n_{Γ} , ρ_{Γ} и ω_{Γ} от состава газа.

§ 30. РОЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ В СТЕНКАХ

До сих пор предполагалось, что поглощение излучения в стенках камеры отсутствует; в этом случае энергетическая зависимость чувствительности определяется только отношением коэффициентов

передачи энергии μ_{kz}/μ_{kb} . В реальных условиях всегда происходит поглощение в стенках камеры и, кроме того, толщина стенки не равна в точности пробегу электронов.

Пусть толщина стенки — h , а эффективная часть ее, соответствующая пробегу электронов, — R_z . Тогда часть стенки толщиной $r = h - R_z$ играет роль экрана, ослабляющего излучение. Энергия излучения, поглощаемая в единицу времени в единице объема эффективного слоя стенки толщиной R_z :

$$\Delta E_R = \frac{1}{R_z} \int_0^{R_z} I_0 \mu_{kz} \exp(-\mu_z x) \exp(-\mu_z r) dx, \quad (30.1)$$

где I_0 — интенсивность измеряемого излучения; $I_0 \exp(-\mu_z r)$ — интенсивность излучения, прошедшего слой стенки толщиной r .

Проинтегрировав формулу (30.1), получим

$$\Delta E_R = P_B \exp(-\mu_z r) \frac{\mu_{kz}}{\mu_{kb}} \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_z R_z)}{\mu_z R_z}, \quad (30.2)$$

где $P_B = I_0 \mu_{kb}$ — мощность дозы излучения в воздухе. Ионизационный ток в камере пропорционален поглощенной энергии ΔE_R .

$$i = a \cdot \Delta E_R.$$

Теперь легко получить следующую формулу для чувствительности камеры, учитывающую поглощение излучения в стенках:

$$\frac{i}{P_B} = a \frac{\mu_{kz}}{\mu_{kb}} \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_z R_z)}{\mu_z R_z} \exp[-\mu_z (h - R_z)]. \quad (30.3)$$

Рассмотрим отдельно поведение каждого множителя, кроме μ_{kz}/μ_{kb} , влияние которого уже рассмотрено.

Множитель $[1 - \exp(-\mu_z R_z)]/(\mu_z R_z)$, учитывающий поглощение в эффективном слое стенки, монотонно уменьшается от 1 до 0 с увеличением $\mu_z R_z$. В диапазоне от нуля до нескольких мегаэлектронвольт коэффициент ослабления μ_z уменьшается с повышением энергии фотонов, в то время как пробег электронов R_z увеличивается. Это приводит к тому, что произведение $\mu_z R_z$ относительно мало меняется с изменением энергии излучения в области комптон-эффекта.

При фотоэффекте изменение более сильное вследствие сильной зависимости коэффициента μ_z от энергии. В целом произведение $\mu_z R_z$ увеличивается с ростом энергии и, следовательно, рассматриваемый множитель в формуле (30.3) уменьшается. Расчеты показывают, что множитель, учитывающий поглощение в эффективном слое стенки, для $Z_{эф} < 15$ можно принять равным единице для энергий фотонов до 1,5 МэВ. Например, для алюминия при $E_\gamma = 2$ МэВ этот множитель равен 0,975.

Множитель $\exp[-\mu_z(h - Rz)]$ учитывает поглощение в неэффективном слое стенки камеры. Толщина этого слоя ($h - Rz$) уменьшается с ростом энергии, и множитель, в целом близкий к 1 при энергиях порядка мегаэлектронвольта, уменьшается с понижением энергии излучения. В области низких энергий (до 50 кэВ) этот множитель может играть решающую роль в энергетической зависимости чувствительной камеры.

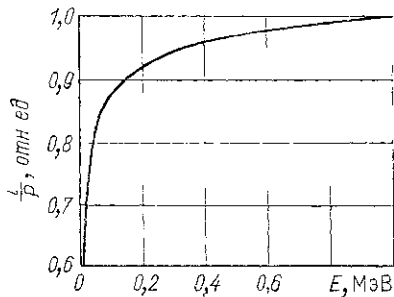


Рис 25 Энергетическая зависимость чувствительности воздухозэквивалентной камеры с толщиной стенки 1 г/см²

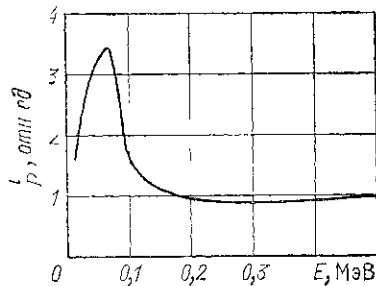


Рис 26 Энергетическая зависимость чувствительности алюминиевой камеры с толщиной стенки 1 г/см²

Таким образом, для рассматриваемого диапазона энергий (несколько мегаэлектронвольт) поглощение в стенках приводит к уменьшению чувствительности в области низких энергий. На рис. 25 показана зависимость чувствительности воздухозэквивалентной камеры от энергии излучения при толщине стенки $h = 1$ г/см². Если $Z_{эф.ст} < Z_{эф.в}$, то эффект поглощения приводит к более резкой зависимости чувствительности от энергии. Если $Z_{эф.ст} > Z_{эф.в}$, то эффект поглощения несколько компенсирует энергетическую зависимость чувствительности, а для очень низких энергий становится преобладающим.

В качестве примера на рис. 26 показана энергетическая зависимость чувствительности, рассчитанная по формуле (30.3) для алюминиевой камеры с толщиной стенки 1 г/см².

§ 31. РОЛЬ δ -ЭЛЕКТРОНОВ

Взаимодействие фотонного излучения с веществом приводит к освобождению электронов среды, причем в каждом акте взаимодействия возможно появление электрона с кинетической энергией в пределах от нуля до близкой к энергии взаимодействующего фотона. Таким образом формируется эмиссионный спектр электронов. Действующий спектр, однако, отличается от эмиссионного, поскольку он включает в себя также те электроны, которые замедлились в актах столкновения с атомами среды и пришли в данный элемент объема из других областей.

Рассмотрим только те электроны эмиссионного спектра, которые обладают заданной кинетической энергией E_0 ; считаем, что поле излучения однородно и в единице массы вещества образуется один электрон с энергией E_0 . Это равносильно предположению, что в результате взаимодействия фотонов с веществом освобождается энергия E_0 в расчете на единицу массы, или керма равняется E_0 . Поскольку поле однородно и обеспечено электронное равновесие, выделившаяся энергия равна поглощенной:

$$E_0 = \Delta E_Z, \quad (31.1)$$

где ΔE_Z — энергия, поглощенная в единице массы вещества Z .

Пусть вещество Z есть стенка ионизационной камеры, полость которой наполнена газом. В предположении соблюдения условий применимости формулы Брэгга — Грея найдем энергию ΔE_r , поглощенную в единице массы газа.

Пусть $\varphi'(E_0, E)$ — действующий спектр электронов, образованный в результате замедления электронов с начальной энергией E_0 . $\varphi'(E_0, E) dE$ есть число электронов в энергетическом интервале от E до $E + dE$, образованных в результате замедления электронов с начальной энергией E_0 , причем в единице массы освобождается один электрон с такой начальной энергией. В этот спектр включены и образованные фотонами электроны с энергией E_0 . Таким образом, в спектре представлены электроны с энергиями от 0 до E_0 . Соблюдение условий Брэгга — Грея означает, что газовая полость не искажает энергетического спектра.

В этом случае энергия, поглощенная в единице массы газа, равная ΔE_r , выражается формулой

$$\Delta E_r = \int_0^{E_0} \varphi'(E_0, E) S_r(E) dE, \quad (31.2)$$

где $S_r(E)$ — массовая тормозная способность газа по отношению к электронам с энергией E .

С помощью формул (31.1) и (31.2) получим отношение поглощенной энергии в единице массы газа, наполняющего полость камеры, и в единице массы стенки:

$$\xi' = \frac{\Delta E_r}{\Delta E_Z} = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} \varphi'(E_0, E) S_r(E) dE. \quad (31.3)$$

Формула (31.3), включающая обычную тормозную способность S_r , предполагает, что электроны, замедляясь, теряют энергию малыми порциями, которая поглощается в том же месте, где и выделяется (модель непрерывного замедления). В действительности, однако, в отдельных актах взаимодействия электронов с веществом переданная энергия может быть достаточно велика, чтобы освободить длиннопробежные вторичные δ -частицы; эти δ -частицы (δ -электроны) способны унести значительную часть энергии достаточно далеко от места их образования. В рассматриваемом случае это может привести к тому, что энергия, поглощенная в газовой полости,

оказывается меньшей, чем это предсказывается формулой (31.2), поскольку некоторые δ -частицы покинут полость, не израсходовав всей своей энергии.

Чтобы учесть δ -частицы в теории полостных камер, Аткикс и Спенсер ввели в рассмотрение пороговое значение энергии Δ , освобождаемой в отдельных актах взаимодействия электронов с веществом. Если освобожденная энергия меньше Δ , то предполагается, что она вся локально поглощается в пределах газовой полости; если освобожденная энергия больше Δ , то предполагается, что она совсем не поглощается в пределах полости; в этом случае освобожденные δ -электроны с начальной энергией больше Δ относятся к действующему спектру электронов.

В соответствии с этой двухгрупповой моделью вместо тормозной способности $S_T(E)$ следует использовать ограниченную линейную передачу энергии $L_\Delta(E)$, включающую в себя лишь такие акты взаимодействия электронов с веществом, при которых переданная веществу энергия меньше Δ . В то же время вторичные δ -электроны, обладающие энергией больше Δ , следует отнести к спектру первичных частиц. Таким образом, вместо действующего спектра $\varphi'(E_0, E)$, образованного в результате замедления электронов эмиссионного спектра, рассматривается спектр $\varphi(E_0, E)$, который включает в себя все частицы с энергией больше Δ , в том числе вторичные δ -электроны.

Отношение энергии, поглощенной в газе, к энергии, поглощенной в стенке, теперь выразится формулой

$$\xi = \frac{1}{E_0} \int_{\Delta}^{E_0} \varphi(E_0, E) L_\Delta(E) dE. \quad (31.4)$$

При таком подходе граничная энергия Δ оказывается произвольным параметром. Спенсер и Аткикс показали, что наилучшее согласие теории с экспериментом обеспечивается, если Δ равно такой энергии электронов, при которой их пробег в газе полости равен среднему линейному размеру полости. Таким образом, выбор Δ зависит от объема и формы газовой полости камеры. Расчеты по формуле (31.4) приводят к следующим основным закономерностям для воздушнонаполненной камеры.

Для стенок из углерода величина ξ остается близкой к единице независимо от E_0 и Δ . При фиксированных значениях Δ и атомного номера материала стенок характер зависимости величины ξ от энергии E_0 похож на характер зависимости от энергии отношения соответствующих тормозных способностей; это обстоятельство позволяет учесть в теории Брэгга—Грея влияние δ -электронов введением постоянного поправочного множителя.

При постоянной энергии E_0 величина ξ возрастает с уменьшением Δ . Эффект тем заметнее, чем больше атомный номер вещества стенки; это соответствует предположению, что роль δ -электронов более значима при малых размерах полости.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ
ДЕТЕКТОРЫ****§ 32. ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ**

Применение полупроводников в качестве дозиметрических детекторов основано на их способности регистрировать ионизирующие частицы. В природе имеется огромное количество соединений, минералов и чистых элементов, которые относятся к классу полупроводников, но лишь немногие из них нашли применение для регистрации ионизирующих излучений.

Общим признаком полупроводников является величина их электропроводности, которая занимает промежуточное место между электропроводностью диэлектриков и проводников. Диапазон значений удельной электропроводности полупроводников лежит в пределах 10^4 — 10^{-10} Ом⁻¹ · см⁻¹, в то время как к диэлектрикам относят вещества с удельной электропроводностью менее 10^{-14} Ом⁻¹ × см⁻¹, металлы (проводники) имеют удельную электропроводность в пределах 10^6 — 10^8 Ом⁻¹ · см⁻¹. С точки зрения зонной теории полупроводниковыми свойствами обладают такие вещества, ширина запрещенной зоны которых не превышает 2 — 3 эВ. У диэлектриков запрещенная зона значительно шире, у металлов она практически отсутствует.

Полупроводник в качестве счетчика элементарных частиц выступает как аналог ионизационной камеры, но в основе работы счетчика лежит ионизация атомов твердого тела. Однако по сравнению с газовыми ионизационными детекторами полупроводниковые счетчики имеют особенности, которые определяют их преимущества и недостатки и возможность использования для дозиметрии.

Результатом ионизации в полупроводнике является появление свободных электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Ширина запрещенной зоны не превосходит нескольких электронвольт, поэтому и энергия, необходимая для образования пары электрон — дырка, является величиной того же порядка. Это одна из особенностей, отличающих их от газовых ионизационных камер, где средняя энергия образования одной пары ионов составляет десятки электронвольт (для воздуха 34 эВ). Таким образом, в расчете на одинаковую поглощенную энергию в полупроводниковом детекторе образуется примерно на порядок больше носителей электрических зарядов, чем в чувствительном объеме ионизационной камеры. Плотность вещества полупроводникового детектора на

несколько порядков ($\sim 10^3$) выше плотности газа в обычной ионизационной камере, поэтому и величина поглощенной энергии (в расчете на одинаковую плотность потока излучения) в полупроводниковом детекторе на несколько порядков больше, чем в газовом.

Таким образом, в одном и том же поле излучения ионизационный эффект в полупроводниковом детекторе будет на несколько порядков выше, чем в ионизационной камере. Это определяет их главное преимущество: высокая чувствительность при малых размерах.

Другой важной особенностью полупроводниковых детекторов по сравнению с газовыми является высокая подвижность носителей заряда. Например, в кремнии при комнатной температуре подвижность отрицательных носителей (электронов) равна $1300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, а положительных (дырок) — $500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Для сравнения напомним, что подвижность ионов в воздухе при нормальных условиях порядка $1 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Высокая подвижность носителей зарядов определяет малое время собирания электрических зарядов на электроды и, как следствие, большую разрешающую способность детектора при счетно-импульсном режиме работы (временное разрешение).

Малое время собирания существенно снижает вероятность рекомбинации положительных и отрицательных зарядов. В расчете на одинаковую напряженность электрического поля эффект рекомбинации в полупроводниковом детекторе пренебрежимо мал по сравнению с газовыми камерами. Кроме того, большая подвижность носителей зарядов при прочих равных условиях обеспечивает больший ионизационный ток. В расчете на одинаковый ионизационный эффект полупроводниковый детектор требует на несколько порядков меньшего электрического напряжения, чем газовый. В этом еще одно преимущество полупроводников.

Сравнительно малая ширина запрещенной зоны делает возможным появление свободных электрических зарядов в результате флуктуаций энергии теплового движения. Это приводит к тому, что сравнительно высокая «фоновая» проводимость полупроводника существенно зависит от температуры. Здесь мы имеем дело с одной из наиболее серьезных трудностей при использовании полупроводников в качестве дозиметрических детекторов. Высокий темновой ток делает в некоторых случаях просто невозможным применение полупроводников в качестве детекторов.

Рассмотрим подробнее вопрос о флуктуациях фонового тока при импульсном режиме работы полупроводникового детектора. Пусть собственное сопротивление полупроводника будет R , тогда при напряжении U фоновый ток $i = U/R$. Предположим, что в детектор попала ионизирующая частица, которая образовала N электрических зарядов. Под действием электрического поля эти заряды собираются на электроды за время собирания τ . Но за это же время на электроды соберутся заряды фонового тока. Пусть число фоновых зарядов, попавших на электроды за время τ , будет $N_{\text{ф}}$.

Характеристика полупроводниковых материалов

Полупроводник	Ширина запрещенной зоны при 300 К, эВ	Энергия образования одной электронно-дырочной пары, эВ	Атомный номер	Подвижность при 300 К, см ² / (В с)		Время жизни, с	
				электронов	дырок	электронов в полупроводнике τ типа	дырок в полупроводнике τ -типа
Кремний	1,08	3,6	14	1 500	500	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
Германий	0,67	2,94	32	3 800	1800	10^{-3}	10^{-3}
Алмаз	~ 6	10	6	1 800	1200	—	—
Селенид кадмия	1,7	—	48,34	200	—	$10^{-2}-10^{-3}$	—
Сульфид кадмия	2,4	7,3	48,16	300	10	$\sim 10^{-3}$	$< 10^{-8}$
Теллурид кадмия	1,5	—	48,52	~ 100	~ 100	$4 \cdot 10^{-5}$	$> 10^{-5}$
Фосфид галлия	2,25	—	31,15	140	150	10^{-6}	10^{-8}
Арсенид галлия	1,43	6,3	31,33	8 500	420	10^{-7}	10^{-7}
Сурьмид галлия	0,67	—	31,51	4 000	1400	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^{-8}$
Фосфид индия	1,25	—	49,15	4 800	150	—	—
Арсенид индия	0,4	—	49,33	20 000	240	—	—
Сурьмид индия	9,17	0,6	49,51	78 000	750	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-7}$
Сульфид свинца	0,37	—	82,16	400	600	$2 \cdot 10^{-5}$	—

Тогда

$$N_{\phi} = i\tau/e = U\tau/eR, \quad (32.1)$$

где e — элементарный заряд.

Надо сравнить число полезных отсчетов N с флуктуациями фона. Среднее квадратическое отклонение фона равно

$$\sqrt{N_{\phi}} = \sqrt{U\tau/eR}.$$

Очевидно, измерения можно производить только в том случае, если полезный сигнал превосходит флуктуации фона. Введем величину

$$\lambda = N/\sqrt{N_{\phi}}. \quad (32.2)$$

Подставив сюда значение N_{ϕ} из формулы (32.1), получим следующую формулу для отношения сигнал — фон:

$$\lambda = N\sqrt{eR/U\tau}. \quad (32.3)$$

Из формулы (32.3) следует, что при наличии фонового тока условия регистрации сильноионизирующих частиц (большое значение N) лучше, чем слабоионизирующих. Сравним это с условиями работы ионизационной камеры. Там темновой ток, обусловленный собственной проводимостью газа, пренебрежимо мал. Однако из-за эффекта рекомбинации более благоприятные условия измерения для обеспечения режима насыщения наблюдаются при измерении слабоионизирующих частиц.

Наличие флуктуаций темнового тока требует достаточно высокого электрического сопротивления полупроводника. Оценки дают, что

для удовлетворительного измерения, например, α -излучения детектором толщиной 0,1 см при площади поперечного сечения 0,1 см² удельное сопротивление полупроводника должно быть больше 10⁵ Ом · см. Однако чистые кристаллы важных в практическом отношении полупроводников имеют значительно меньшее удельное сопротивление. Поэтому требуются специальные меры, направленные на улучшение электрических свойств полупроводников.

В табл. 5 приведена характеристика некоторых наиболее важных полупроводниковых веществ. Из всего перечня наибольшее распространение в качестве основы дозиметрических полупроводниковых детекторов получили кремний и германий.

При дозиметрическом применении полупроводниковых детекторов измеряется ионизационный ток, поэтому представляется необходимым подробнее рассмотреть природу и поведение носителей электрических зарядов в полупроводнике.

§ 33. НОСИТЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ В БЕСПРИМЕСНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Носителями электрических зарядов в полупроводнике могут быть электроны, дырки и ионы кристаллической решетки. Все они могут участвовать в создании электрического тока. Свободные электроны создают ток путем непосредственного перемещения от катода к аноду. Перемещение дырок происходит иначе. Каждая отдельно взятая дырка сама по себе не перемещается. Появление дырки — это появление одного свободного состояния в распределении электронов по состояниям валентной зоны. Наличие таких свободных состояний позволяет электронам перемещаться против электрического поля, в результате чего можно сказать, что дырки перемещаются по полю. Наглядно это можно себе представить следующим образом. Предположим, на плоской поверхности имеются лунки (дырки), заполненные шариками (электронами). Если один шарик убрать, то появится свободная лунка-дырка. Если шарик из соседней лунки перейдет в свободную, то дырка окажется в другом месте, т. е. она переместится. В полупроводнике перемещение дырки — это перемещение нескомпенсированного положительного заряда, поэтому направленное перемещение дырок создает электрический ток.

Ионы кристаллической решетки, подобно электронам, могут участвовать в создании тока путем непосредственного перемещения. Однако это ведет к переносу вещества полупроводника и в конце концов к его разрушению. Поэтому полупроводники с ионной проводимостью практически нельзя использовать в качестве детекторов и мы их рассматривать не будем. В дальнейшем будем предполагать, что ионной проводимости в полупроводнике нет.

Появление свободных носителей электрических зарядов в полупроводнике может быть вызвано:

1) переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости за счет энергии теплового движения. Одновременно появляются дырки в валентной зоне;

2) переходом электронов в зону проводимости и образованием дырок в валентной зоне за счет энергии ионизирующего излучения. Число возникающих при этом носителей служит мерой дозы излучения;

3) ионизацией примесей.

Полупроводники, электропроводность которых обусловлена переходами электронов из заполненной, валентной зоны в зону проводимости, называются собственными полупроводниками. Полупроводники, электропроводность которых обусловлена ионизацией примеси, называются примесными.

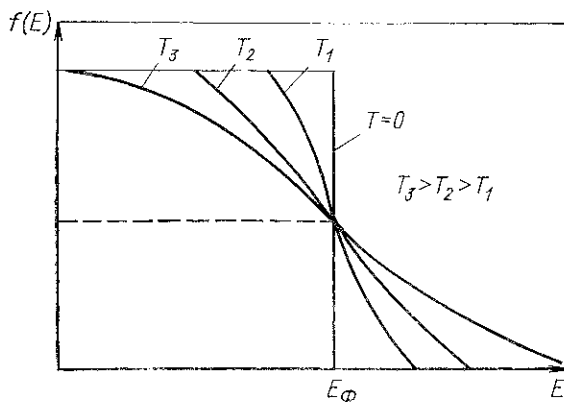


Рис. 27. Распределение электронов по энергетическим уровням в разрешенных зонах кристалла при различных температурах

Одновременно с появлением свободных носителей идет процесс их исчезновения в результате рекомбинации электронов и дырок. Кроме того, возможен процесс захвата носителей ловушками. При равновесном состоянии исчезновение и появление носителей идет с одинаковой скоростью. В идеальном полупроводнике равновесные концентрации электронов (n) и дырок (p) равны между собой и много меньше числа уровней в зонах. В этом случае число носителей зависит только от ширины запрещенной зоны g и температуры T .

Существует определенная вероятность заполнения различных энергетических уровней зарядами. Распределение электронов по энергетическим уровням в разрешенных зонах кристалла подчиняются распределению Ферми — Дирака:

$$f(E) = \frac{1}{\exp [(E - E_{\Phi})/kT] + 1}, \quad (33.1)$$

где $f(E)$ — вероятность того, что при температуре T энергетический уровень E занят, или вероятность электрону иметь энергию E ; E_{Φ} — энергетический уровень Ферми; k — постоянная Больцмана.

Из формулы (33.1) видно, что $f(E) = 1/2$ при $E = E_{\Phi}$. Отсюда уровень Ферми — это такой энергетический уровень, вероятность заполнения которого равна $1/2$.

На рис. 27 показан вид функции $f(E)$ при различных температурах. Характерной является симметрия функции относительно некоторой точки A при любой температуре. Для данной температуры вероятность нахождения электрона на уровне, который расположен выше уровня Ферми на величину ΔE , равна вероятности образования дырки на уровне, расположенном на расстоянии ΔE ниже уровня Ферми. При абсолютном нуле все уровни валентной зоны в полупроводнике заняты электронами и все уровни зоны проводимости свободны; в этом случае $f(E) = 1$ при $E < E_\phi$, $f(E) = 0$ при $E > E_\phi$.

Для неслишком высоких температур, когда $E - E_\phi \gg kT$, экспоненциальное слагаемое в знаменателе $\exp[(E - E_\phi)/kT] \gg 1$ и функция $f(E)$ принимает вид

$$f(E) = \exp[-(E - E_\phi)/kT] = \exp(E_\phi/kT) \exp(-E/kT). \quad (33.2)$$

При $E \gg E_\phi$ распределение Ферми — Дирака переходит в распределение Максвелла — Больцмана:

$$f(E) = A \exp(-E/kT). \quad (33.3)$$

Концентрацию электронов в зоне проводимости n можно определить, если известна плотность распределения энергетических уровней в этой зоне $\rho_n(E)$:

$$n = \int_{E_n}^{\infty} \rho_n(E) f(E) dE, \quad (33.4)$$

где нижний предел интегрирования E_n равен низшему уровню (дну) зоны проводимости.

Если $f(E)$ — вероятность нахождения электрона на уровне E в валентной зоне, то $[1 - f(E)]$ — вероятность того, что на данном уровне отсутствует электрон, или вероятность того, что уровень E в валентной зоне занят дыркой. Пусть ρ_p — плотность распределения энергетических уровней в валентной зоне. Тогда концентрация дырок в валентной зоне определится формулой

$$p = \int_0^{E_B} \rho_p(E) [1 - f(E)] dE, \quad (33.5)$$

где верхний предел интегрирования E_B есть высший энергетический уровень валентной зоны.

Теория твердого тела дает следующие выражения для плотности уровней:

$$\left. \begin{aligned} \rho_n(E) &= \frac{4\pi}{h^2} (2m_n^*)^{3/2} (E - E_n)^{1/2}; \\ \rho_p(E) &= \frac{4\pi}{h^2} (2m_p^*)^{3/2} (E_B - E)^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (33.6)$$

где m_n^* и m_p^* — эффективная масса электронов и дырок соответственно; h — постоянная Планка.

Подставляя значения $\rho_n(E)$ и $\rho_p(E)$ из формул (33.6) в уравнения (33.4) и (33.5) и интегрируя, можно в явном виде получить выражение для концентрации носителей в чистом (беспримесном) полупроводнике:

$$\left. \begin{aligned} n &= N_{\Pi} \exp [-(E_{\Pi} - E_{\Phi})/kT]; \\ p &= N_{\text{В}} \exp [-(E_{\Phi} - E_{\text{В}})/kT], \end{aligned} \right\} \quad (33.7)$$

где N_{Π} и $N_{\text{В}}$ — эффективные плотности энергетических уровней соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне, определяемые формулами

$$\left. \begin{aligned} N_{\Pi} &= 2 (2 \pi m_n^* kT/h^2)^{3/2}; \\ N_{\text{В}} &= 2 (2 \pi m_p^* kT/h^2)^{3/2}. \end{aligned} \right\} \quad (33.8)$$

В целом полупроводник является электрически нейтральным телом, поэтому суммарная плотность свободных зарядов должна равняться нулю. Для чистого (беспримесного) полупроводника это означает, что $n = p = n_i$.

Воспользовавшись этим условием, напомним следующее равенство:

$$N_{\Pi} \exp [-(E_{\Pi} - E_{\Phi})/kT] = N_{\text{В}} \exp [-(E_{\Phi} - E_{\text{В}})/kT]. \quad (33.9)$$

Решая уравнение (33.9) относительно E_{Φ} , получаем следующую формулу для уровня Ферми:

$$E_{\Phi} = (1/2) (E_{\Pi} + E_{\text{В}}) - (1/2)kT \ln (N_{\Pi}/N_{\text{В}}). \quad (33.10)$$

Отсюда видно, что при $T = 0$

$$E_{\Phi} = (1/2)(E_{\Pi} + E_{\text{В}}). \quad (33.11)$$

Практически даже при комнатной температуре второе слагаемое в формуле (33.10) для таких полупроводников, как германий и кремний, значительно меньше первого слагаемого и формула (33.11) оказывается справедливой. Таким образом, в чистом полупроводнике уровень Ферми находится в середине запрещенной зоны. Если уровень Ферми E_{Φ} находится точно посередине запрещенной зоны, ширина которой E_g , то

$$E_{\Pi} - E_{\Phi} = E_{\Phi} - E_{\text{В}} = (1/2) E_g. \quad (33.12)$$

Для чистого полупроводника, следовательно, можно написать

$$n = p = n_i = N_i \exp (-E_g/2 kT), \quad (33.13)$$

где N_i — эффективная плотность энергетических уровней, одна и та же в зоне проводимости и в валентной зоне*.

* Равенство $N_{\Pi} = N_{\text{В}} = N_i$ непосредственно вытекает из формулы (33.10), если считать, что уравнение (33.11) справедливо при $T \neq 0$. В противном случае $N_i = \sqrt{N_{\Pi} N_{\text{В}}}$.

Произведение концентраций свободных носителей разных знаков имеет вид

$$np = n_i^2 = N_i^2 \exp(-E_g/kT). \quad (33.14)$$

§ 34. ПРИМЕСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Примеси увеличивают электропроводность полупроводника, так как повышается число носителей электрических зарядов. Однако примеси не только увеличивают общее число носителей, но и могут изменить соотношение между концентрациями n и p так, что число положительных и отрицательных зарядов окажется неодинаковым.

Рассмотрим для примера роль фосфора, который включен в качестве примеси в германий. Атом фосфора имеет пять валентных электронов, четыре из которых связаны с ближайшими четырьмя атомами германия. Пятый электрон фосфора оказывается незанятым и испытывает притяжение со стороны соседних атомов. В результате этого притяжения энергия связи незанятого электрона с атомом фосфора сильно уменьшается. Достаточно небольшой энергии, чтобы оторвать этот электрон от атома фосфора и сделать его свободным. Таким образом, атомы примеси ионизируются, но образовавшиеся положительные заряды не свободны, а связаны со своими атомами, поэтому в создании электрического тока они участвовать не могут.

При наложении электрического поля в этом случае возникает ток, полностью обусловленный электронами примеси. Примеси, которые снабжают полупроводник свободными электронами, называются донорными, или *донорами*. В примесном полупроводнике с донорной примесью возможно образование некоторого количества дырок вследствие ионизации атомов самого полупроводника. Но так как для этого требуется значительно более высокая энергия, чем для ионизации примеси, то число дырок в валентной зоне будет мало по сравнению с числом свободных электронов.

Донорная примесь обуславливает электронный механизм электропроводности. Такие полупроводники называются электронными, или *полупроводниками n -типа*.

Носители тех зарядов, концентрация которых в данном полупроводнике больше, называются основными носителями. Следовательно, в полупроводнике n -типа основными носителями являются электроны, а дырки — неосновные носители.

Помимо донорных примесей, которые увеличивают относительное число электронов, существуют примеси, которые увеличивают относительное число дырок. Увеличение числа дырок происходит в результате захвата атомами примеси электронов, принадлежащих атомам основного полупроводника. Такие примеси называются акцепторными, или *акцепторами*. Примером акцепторной примеси в германии может быть трехвалентный бор. Его три валентных электрона могут осуществить связь с тремя атомами германия. Одна

связь оказывается незанятой, и бор захватывает электрон у атома германия. Бор превращается в отрицательный ион. Образовавшийся отрицательный заряд, однако, не является свободным, а связан с атомом бора и не может участвовать в создании электрического тока. Свободным носителем является дырка в валентной зоне германия. В этом случае электропроводность обусловлена преимущественно дырками. Подобные полупроводники называются дырочными, или *полупроводниками p-типа*. Основными носителями в полупроводниках *p-типа* являются дырки, а неосновными — электроны.

Напишем условие нейтральности примесного полупроводника, в котором концентрация донорных атомов равна N_D , а акцепторных — N_A . Пусть по-прежнему концентрация электронов в зоне проводимости равна n , а концентрация дырок в валентной зоне — p . Электроны в зону проводимости попадают двумя путями: переходом из валентной зоны и переходом с локальных уровней донорных атомов в результате их ионизации. Концентрация дырок в валентной зоне определяется как переходом электронов в зону проводимости, так и переходом электронов на акцепторный уровень. Пусть n_D — концентрация электронов, локализованных на донорных уровнях, а p_A — концентрация дырок, локализованных на акцепторных уровнях. Тогда $N_D - n_D$ есть концентрация ионизованных донорных атомов, электроны которых попали в зону проводимости. Аналогично $N_A - p_A$ есть концентрация дырок в валентной зоне, обусловленных атомами-акцепторами. Электрическая нейтральность обеспечена, если суммарная концентрация всех отрицательных зарядов равна суммарной концентрации всех положительных зарядов:

$$n + (N_A - p_A) = p + (N_D - n_D). \quad (34.1)$$

Левая часть уравнения (34.1) определяет суммарную концентрацию электронов в зоне проводимости и отрицательно заряженных атомов акцепторной примеси, а правая часть — суммарную концентрацию дырок в валентной зоне и положительно заряженных атомов донорной примеси.

В полупроводнике с собственной проводимостью концентрация свободных носителей за счет примесей мала по сравнению с концентрацией носителей, обусловленных переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости; в этом случае $N_D \ll n$, $N_A \ll \ll p$, а $n = p = n_i$.

В полупроводнике с примесной проводимостью концентрация свободных носителей целиком определяется ионизацией примесей. Если все примесные атомы ионизованы, то $n_D = 0$, $p_A = 0$, $n = N_D$, $p = N_A$.

Рассмотрим подробнее полупроводник *n-типа*. Для него $p \ll n$. При низких температурах, когда не все донорные атомы ионизованы: $n + n_D = N_D$; $n = N_D - n_D$, т. е. концентрация свободных электронов равна концентрации ионизованных донорных уровней.

Теория дает следующее выражение для уровня Ферми в этом случае:

$$E_{\Phi} = \frac{E_D + E_{II}}{2} - \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_D}{N_{II}}, \quad (34.2)$$

где E_D — локальный уровень, соответствующий донорной примеси. Второе слагаемое правой части формулы (34.2) значительно меньше первого слагаемого, поэтому для полупроводника n -типа уровень Ферми оказывается смещенным к зоне проводимости и находится между уровнем донорных примесей и дном зоны проводимости.

Для полупроводника p -типа уровень Ферми оказывается смещенным в сторону валентной зоны и располагается между уровнем акцепторных примесей и высшим уровнем валентной зоны.

Обозначим E_{Φ}^p , E_{Φ}^n , E_{II}^p уровень Ферми, верхний уровень валентной зоны и нижний уровень зоны проводимости соответственно в полупроводнике p -типа; E_{Φ}^n , E_{II}^n , E_{II}^n — соответствующие уровни в полупроводнике n -типа. Тогда согласно формулам (33.7) получим следующие выражения для концентрации носителей в полупроводниках p - и n -типов:

$$\left. \begin{aligned} p_p &= N_{II} \exp [-(E_{\Phi}^p - E_{II}^p)/kT]; \\ n_p &= N_{II} \exp [-(E_{II}^p - E_{\Phi}^p)/kT]; \\ p_n &= N_{II} \exp [-(E_{\Phi}^n - E_{II}^n)/kT]; \\ n_n &= N_{II} \exp [-(E_{II}^n - E_{\Phi}^n)/kT], \end{aligned} \right\} \quad (34.3)$$

где p_p и n_p — концентрация дырок и электронов в полупроводнике p -типа; p_n и n_n — концентрация дырок и электронов в полупроводнике n -типа.

§ 35. p - n -ПЕРЕХОД

Из рассмотренного механизма появления свободных носителей в примесных полупроводниках следует, что добавление акцепторных примесей к полупроводнику n -типа должно уменьшать число свободных носителей так же, как добавление донорных примесей к полупроводнику p -типа. Таким образом, можно уменьшить фоновую электропроводность с помощью компенсирующих примесей. Однако в любом случае проводимость не будет меньше, чем в чистом идеальном кристалле.

Примесные полупроводники даже при наличии компенсирующих добавок, так же как и собственные полупроводники, мало пригодны для дозиметрических целей из-за больших фоновых токов. Однако существуют условия, при которых в полупроводнике создается область, обедненная свободными носителями. В этих условиях электрическое сопротивление резко увеличивается, а электропроводность падает. Такие условия создаются при p - n - и n - p -переходах.

Переходом называется область полупроводника, где происходит смена типа проводимости, например, с электронной на дырочную или, наоборот, с дырочной на электронную. Предположим, что на грань полупроводникового кристалла, обладающего дырочной проводимостью (полупроводник p -типа), нанесен слой вещества, обладающий донорными атомами. Путем диффузии эти атомы могут внедриться в основной кристалл и образовать у поверхности кристалла слой с электронной проводимостью (n -область). В n -области концентрация электронов n_n значительно превосходит концентрацию электронов n_p в p -области; в то же время концентрация носителей положительных зарядов (дырок) p_p в p -области значительно превосходит концентрацию дырок p_n в n -области. Такое различие в концентрациях приводит к тому, что при образовании n -слоя в кристалле p -типа через границу раздела между областями n и p электроны будут диффундировать в p -слой, а дырки — в n -слой. Ионизованные атомы донорного вещества, электроны которых переместились в p -область, создают нескомпенсированный положительный объемный заряд в n -области около границы раздела. В p -области вследствие ухода дырок образуется отрицательный объемный заряд. В результате создается двойной электрический слой у границы раздела. Электрическое поле этого слоя препятствует дальнейшему диффузионному переносу электронов и дырок. Через некоторое время после образования двойного электрического слоя устанавливается равновесное состояние, при котором результирующие потоки электронов и дырок равны нулю.

Таким образом, в полупроводниковом кристалле с дырочной проводимостью создается переходный участок, разделяющий p - и n -области, после которого проводимость меняется с дырочной на электронную. Эта переходная область и является $p - n$ -переходом.

Аналогичные рассуждения можно провести, если предположить, что основной кристалл обладает электронной проводимостью (n -типа). Тогда для получения перехода необходимо создать слой с дырочной проводимостью. У границы раздела будет происходить смена электронной проводимости на дырочную. Переходная область в данном случае называется $n - p$ -переходом.

В дальнейшем будем говорить только о $p - n$ -переходе, имея в виду, что все рассуждения аналогично могут быть перенесены на $n - p$ -переход.

Укажем наиболее важные особенности $p - n$ -перехода.

1. В области $p - n$ -перехода концентрация равновесных носителей зарядов на несколько порядков ниже, чем в остальном объеме кристалла. Следовательно, $p - n$ -переход обладает значительно более высоким сопротивлением. Обедненная носителями область $p - n$ -перехода является основной рабочей областью полупроводникового детектора.

2. Переходы могут быть симметричными или несимметричными. В симметричных переходах концентрации основных носителей в обеих областях примерно одинаковы, т. е. $p_p \approx n_n$.

Более типичными и практически важными являются несимметричные переходы, где концентрации основных носителей различаются на несколько порядков.

3. При отсутствии внешнего напряжения протяженность обедненного слоя очень мала (порядка микрометра), а разность потенциалов, определяющая высоту потенциального барьера для основных носителей, может составить несколько десятых долей вольта. Внешнее напряжение может изменить как ширину обедненной области, так и высоту потенциального барьера. Наиболее важным является случай, когда на $p-n$ -переход подано так называемое обратное смещение, т. е. внешнее напряжение подключено таким образом, что на p -область подан «минус». При обратном смещении высота барьера увеличивается, а поток основных носителей через барьер стремится к нулю. При этом ширина обедненной области также увеличивается.

Ширина области перехода пропорциональна корню квадратному из потенциала смещения U :

$$h \sim \sqrt{\rho U}, \quad (35.1)$$

где ρ — удельное сопротивление.

Переход с внешним обратным смещением является типичным для полупроводниковых детекторов излучения.

Прямое смещение (на p -область подан «плюс») приводит к уменьшению высоты барьера и увеличению электропроводности перехода.

4. Положительные заряды в $p-n$ -переходе сосредоточены у границы n -слоя в очень узкой области, а отрицательные — распределены равномерно по всему переходу. Это приводит к неоднородности электрического поля, созданного пространственным зарядом в переходе, величина которого максимальна у границы n -области.

Для изготовления полупроводниковых детекторов с переходами обычно применяют кристаллы кремния и германия с возможно меньшей концентрацией примеси, однако для дозиметрических целей более практичным оказался кремний.

По способу получения слоя обратной проводимости различают детекторы поверхностно-барьерные, диффузионные и литиево-дрейфовые. Так как атомы лития имеют очень большой коэффициент диффузии, литиево-дрейфовые детекторы могут быть получены с широкой областью перехода; чувствительный объем может иметь глубину, измеряемую миллиметрами. Однако технология изготовления достаточно трудна и дорога.

Диффузионные детекторы по технологии изготовления требуют высоких температур (до 800°C), что может привести к изменениям физических характеристик исходного материала. В этом отношении преимущества оказываются на стороне поверхностно-барьерных детекторов, которые можно получить путем естественного окисления (при обычных условиях) кремния n -типа; при этом образуется

очень тонкий слой (менее 0,1 мм) обратной проводимости (*p*-типа). Первоначальные характеристики кремния остаются неизменными. Это одна из причин, по которой поверхностно-барьерные переходы интенсивно исследуются с точки зрения пригодности для дозиметрических целей.

Структура энергетических уровней *p* — *n*-перехода может быть получена на основе изложенных ранее представлений. *p* — *n*-Переход получается в результате соединения полупроводника *p*-типа с полупроводником *n*-типа. В каждом из этих полупроводников в отдельности уровни Ферми занимают различное положение. В кристалле с *p* — *n*-переходом устанавливается единый уровень

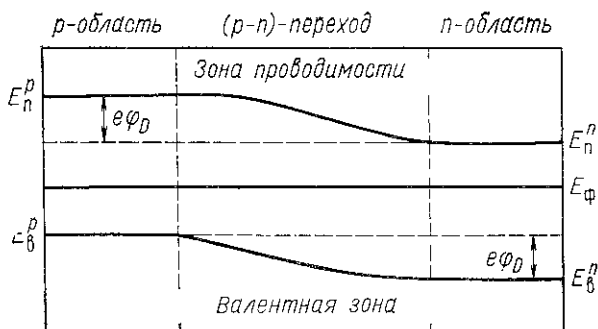


Рис 28 Структура энергетических уровней в кристалле с *p* — *n*-переходом

Ферми во всех его областях и энергетическая структура выглядит так, как показано на рис. 28. Края валентной зоны и зоны проводимости смещаются таким образом, что уровень Ферми E_F в *p*-области оказывается ближе к верхнему уровню валентной зоны E_V^p , а в *n*-области уровень Ферми приближен к нижнему уровню зоны проводимости E_C^n .

Разность между нижним уровнем зоны проводимости в *p*-области E_C^p и нижним уровнем зоны проводимости в *n*-области E_C^n равна разности между верхним уровнем валентной зоны в *p*-области E_V^p и верхним уровнем валентной зоны в *n*-области E_V^n , так что

$$E_C^p - E_C^n = E_V^p - E_V^n = e\phi_D, \quad (35.2)$$

где e — элементарный заряд; ϕ_D — диффузионный потенциал, образованный в результате диффузии зарядов при формировании *p* — *n*-перехода; он равен потенциальному барьеру в отсутствие внешней разности потенциалов.

Для полупроводника с *p* — *n*-переходом справедливы соотношения (34.3), если в них положить $E_F^n = E_F^p = E_F$; с учетом этого

условия нетрудно получить из формул (34.3) и (35.2) следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} n_p/n_n &= \exp [-(E_p^p - E_n^n)/kT] = \exp (-e\varphi_D/kT); \\ p_n/p_p &= \exp [-(E_p^p - E_n^n)/kT] = \exp (-e\varphi_D/kT). \end{aligned} \right\} \quad (35.3)$$

Если приложить внешнее напряжение к полупроводнику с $p-n$ -переходом, то высота потенциального барьера φ_D изменится и станет равной

$$\varphi = \varphi_D + U, \quad (35.4)$$

где U — потенциал n -области полупроводника по отношению к p -области за счет внешнего источника напряжения.

Положительный знак потенциала U соответствует обратному смещению, отрицательный знак — прямому. Таким образом, обратное смещение повышает потенциальный барьер, а прямое снижает.

Это означает, что изменяется расстояние между уровнями разрешенной зоны в p - и n -областях. При наличии смещения вместо формулы (35.2) справедливо следующее соотношение:

$$E_p^p - E_n^n = E_p^p - E_n^n = e\varphi, \quad (35.5)$$

где φ определяется соотношением (35.4).

Подставив в формулы (35.3) φ вместо φ_D , получим выражения для концентрации дырок p'_n на границе перехода с n -областью и концентрации электронов n'_p на границе перехода с p -областью:

$$\left. \begin{aligned} p'_n &= p'_p \exp (-e\varphi/kT) = p'_p \exp (-e\varphi_D/kT) \exp (eU/kT); \\ n'_p &= n'_n \exp (-e\varphi/kT) = n'_n \exp (-e\varphi_D/kT) \exp (eU/kT). \end{aligned} \right\} \quad (35.6)$$

Обозначения со штрихом относятся к концентрации носителей при наличии смещения. При отсутствии смещения ($U = 0$) $p'_n = p_n$ и $n'_p = n_p$. Следовательно,

$$\left. \begin{aligned} p_n &= p'_p \exp (-e\varphi_D/kT); \\ n_p &= n'_n \exp (-e\varphi_D/kT) \end{aligned} \right\} \quad (35.7)$$

и формулы (35.6) принимают следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} p'_n &= p_n \exp (eU/kT); \\ n'_p &= n_p \exp (eU/kT). \end{aligned} \right\} \quad (35.8)$$

Формулами (35.8) мы в дальнейшем воспользуемся при выводе вольт-амперной характеристики полупроводникового дозиметра с $p-n$ -переходом.

Приведенные выводы справедливы в предположении, что концентрация носителей достаточно мала, и можно считать, что они не взаимодействуют между собой.

§ 36. УРАВНЕНИЯ ПРОТЕКАНИЯ ТОКА ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДЕТЕКТОР

Концентрация свободных носителей зарядов, т. е. электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, определяет электропроводность полупроводника. Плотность тока проводимости выражается формулой

$$j = e(nv_n + pv_p), \quad (36.1)$$

где v_n , v_p — скорость перемещения соответственно электронов и дырок; e — элементарный заряд.

В электрическом поле напряженностью \mathcal{E} скорость перемещения зарядов определяется их подвижностью. Пусть k_p и k_n — подвижность соответственно дырки и электрона. Тогда

$$k_p = v_p/\mathcal{E}; \quad k_n = v_n/\mathcal{E}. \quad (36.2)$$

Плотность тока можно выразить через проводимость σ :

$$j = \sigma \mathcal{E}, \quad (36.3)$$

где σ равна сумме дырочной σ_p и электронной σ_n проводимости:

$$\sigma = \sigma_p + \sigma_n.$$

Здесь $\sigma_p = ek_p n$; $\sigma_n = ek_n p$.

Для чистого (беспримесного) полупроводника $n = p = n_i$ и

$$\sigma_i = en_i (k_n + k_p). \quad (36.4)$$

На основании формул (36.5) и (36.4) запишем концентрацию свободных носителей заряда в следующем виде:

$$n_i = A (kT)^{3/2} \exp(-E_g/2kT), \quad (36.5)$$

где A — не зависящий от температуры коэффициент.

Подставив формулу (35.13) в формулу (35.12), получим следующую зависимость проводимости чистого полупроводника от температуры:

$$\sigma_i = Ae (k_n + k_p) (kT)^{3/2} \exp(-E_g/2kT). \quad (36.6)$$

Входящие в формулу (36.6) подвижности k_n и k_p зависят от температуры. Эта зависимость определяется механизмом влияния на среднюю длину свободного пробега носителей. Для чистого полупроводника температурная зависимость проводимости определяется экспоненциальным множителем в формуле (36.6). В примесном полупроводнике картина другая. Когда примеси полностью ионизованы, а собственная проводимость мала, проводимость полупроводника линейно зависит от концентрации примесей. Проводимость примесного полупроводника падает с повышением температуры, однако при достаточно высокой температуре начинает сказываться собственная проводимость и меняется характер температурной зависимости проводимости.

Плотность тока в полупроводнике определяется перемещением электронов и дырок, причем это перемещение может быть вызвано

как диффузией, так и силой электрического поля. В общем виде плотность тока

$$\mathbf{j} = (\mathbf{j}_p)_D + (\mathbf{j}_p)_E + (\mathbf{j}_n)_D + (\mathbf{j}_n)_E, \quad (36.7)$$

где индексы p и n означают соответственно дырочную и электронную составляющие тока, а индексы D и E — перемещение вследствие диффузии и под действием поля соответственно.

Выпишем каждую составляющую плотности тока отдельно в предположении, что движение носителей заряда происходит только вдоль оси x :

$$\left. \begin{aligned} (j_p)_D &= -eD_p \frac{\partial p}{\partial x}; & (j_p)_E &= epk_p \mathcal{E}; \\ (j_n)_D &= eD_n \frac{\partial n}{\partial x}; & (j_n)_E &= enk_n \mathcal{E}, \end{aligned} \right\} \quad (36.8)$$

где p и n — концентрация носителей соответственно положительных (дырки) и отрицательных (электроны) зарядов; D_p и D_n — коэффициенты диффузии дырок и электронов; \mathcal{E} — напряженность электрического поля.

Подставив значение составляющих плотности тока из формул (36.8) в формулу (36.7), получим

$$j = e \left[D_n \frac{\partial n}{\partial x} - D_p \frac{\partial p}{\partial x} + (pk_p + nk_n) \mathcal{E} \right]. \quad (36.9)$$

В общем случае концентрация носителей заряда является функцией времени и координаты, поэтому для решения уравнения (36.9) необходимо знать функции $p(x, t)$ и $n(x, t)$.

В каждый данный момент времени изменение концентрации носителей заряда определяется их добавлением и исчезновением. Добавление (генерация) носителей заряда зависит от свойств полупроводника и температуры. Исчезновение происходит из-за рекомбинации электронов с дырками, а также в результате участия носителей зарядов в создании электрического тока.

Пусть q — скорость генерации электронно-дырочных пар, т. е. число носителей заряда одного знака, в среднем добавляемых в единицу времени в единицу объема рабочей области полупроводника. Пусть имеется равновесное состояние, тогда равновесная концентрация электронов в зоне проводимости

$$n_0 = q_n \tau_{n_0},$$

где τ_{n_0} — среднее время жизни электрона.

Рекомбинация электронов с дырками происходит иначе, чем рекомбинация положительных и отрицательных ионов в газах. Прямой переход электрона из зоны проводимости в валентную зону и воссоединение со свободной дыркой — процесс маловероятный. Более вероятны процесс захвата электрона ловушкой на одном из локальных уровней в запрещенной зоне и последующая рекомбинация с дыркой.

Процесс рекомбинации влияет на среднее время жизни электронов. Пусть в какой-то момент времени концентрация электронов в зоне проводимости равна n , а соответствующее этой концентрации среднее время жизни электрона равно τ_n ; тогда скорость исчезновения ионов в результате рекомбинации в момент времени t будет n/τ_n .

Теперь можно написать следующее уравнение баланса концентрации электронов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q_n - \frac{n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div}(\mathbf{j}_n). \quad (36.10)$$

Это уравнение отражает тот факт, что изменение концентрации носителей заряда в единицу времени определяется скоростью генерации носителей, их исчезновением в результате рекомбинации, а также их уносом электрическим током.

Аналогичное уравнение можно написать и для концентрации дырок в валентной зоне:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = q_p - \frac{p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div}(\mathbf{j}_p). \quad (36.11)$$

В этих уравнениях

$$q_n = n_0/\tau_{n_0};$$

$$q_p = p_0/\tau_{p_0}.$$

Для одномерного случая можем написать

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div}(\mathbf{j}_n) &= \frac{\partial}{\partial x} [(j_n)_D + (j_n)_E]; \\ \operatorname{div}(\mathbf{j}_p) &= \frac{\partial}{\partial x} [(j_p)_D + (j_p)_E]. \end{aligned} \right\} \quad (36.12)$$

Подставляя в формулы (36.10) и (36.11) соответствующие значения из формул (36.12) с учетом соотношений (36.8), получаем следующую систему уравнений для концентрации носителей заряда:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= q_p - \frac{p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - k_p E \frac{\partial p}{\partial x} - pk_p \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x}; \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= q_n - \frac{n}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + k_n E \frac{\partial n}{\partial x} + nk_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (36.13)$$

Система упрощается, если можно пренебречь ролью электрического поля. Полагая $\mathcal{E} = 0$, вместо системы (36.13) получаем систему

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= q_p - \frac{p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}; \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= q_n - \frac{n}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \end{aligned} \right\} \quad (36.14)$$

Для равновесного состояния

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} = 0.$$

Теперь вместо уравнения (36.14) можно написать:

$$\left. \begin{aligned} D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - q_p \tau_p}{\tau_p} &= 0; \\ D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - q_n \tau_n}{\tau_n} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (36.15)$$

Формулы (36.15) с формулой (36.9) представляют систему уравнений, описывающих перенос зарядов в полупроводнике в равновесном состоянии, когда можно пренебречь влиянием электрического поля на распределение зарядов. Если влиянием поля пренебречь нельзя, то следует пользоваться уравнениями (36.13), решение которых может представить значительные трудности. Эти уравнения, однако, не учитывают искажения поля пространственными зарядами внутри полупроводника. Для учета пространственных зарядов необходимо еще добавить уравнение Пуассона, которое для одномерного случая изменения поля только вдоль оси x имеет вид

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} (p + N_D - n - N_A),$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость в вакууме; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость в материале полупроводника; N_D — концентрация атомов донорной примеси; N_A — концентрация атомов акцепторной примеси. В дальнейшем будем полагать, что справедливы уравнения (36.15).

§ 37. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДЕТЕКТОРА С p - n -ПЕРЕХОДОМ

Пусть к полупроводнику с p - n -переходом приложено внешнее напряжение U (рис. 29). Слои p и n разделены областью перехода h . В пределах этой области положительные заряды сконцентрированы у границы n -слоя, а отрицательные распределены по всему переходу. Пространственный заряд создает электрическое поле в пределах области перехода h . За пределами этой области поле отсутствует. Так как область перехода сильно обеднена носителями зарядов, ее сопротивление неизмеримо выше, чем сопротивление слоев p и n . Это позволяет считать, что внешнее напряжение U полностью приложено к области перехода.

Введем следующие обозначения: p_p и p_n — концентрация дырок в p - и n -области соответственно; n_p и n_n — концентрация электронов в p - и n -области.

Рассмотрим поведение плотности тока дырок j_p в n -области за границей перехода x_n . Так как электрическое поле здесь равно

нулю, ток обусловлен только диффузией. Из формулы (36.3) при $\mathcal{E} = 0$ получаем

$$j_p = -eD_p \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (37.1)$$

Если внешнее напряжение отсутствует, то нет направленного движения носителей и в n -области имеется равновесная концентрация дырок p_n . Предположим теперь, что к области перехода приложено прямое внешнее напряжение, которое создает направленное движение дырок к границе x_n . Это создаст некоторый избыток положительных зарядов на границе n -области, и так как в n -слое

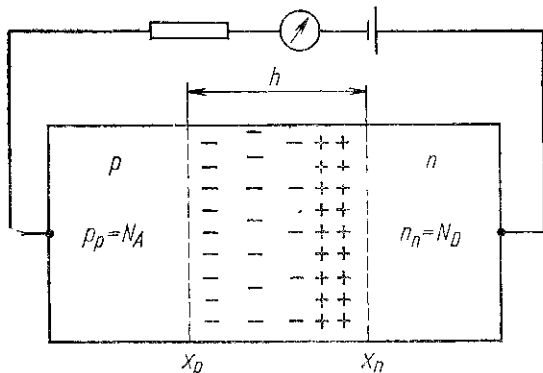


Рис 29 Полупроводник с p — n -переходом

поле отсутствует, то направленный поток положительных зарядов за пределами области перехода будет обусловлен их диффузией. Через некоторое время после подачи напряжения установится равновесное состояние с определенным распределением положительных зарядов в n -слое. Если считать этот слой бесконечно толстым (по сравнению с p — n -переходом это вполне допустимо), то относительно распределения концентрации положительных зарядов p можно сказать следующее. Максимальное значение концентрации p будет на границе x_n . По мере удаления от этой границы вдоль оси x избыточное число дырок уменьшается вследствие рекомбинации, и при $x \rightarrow \infty$ концентрация $p \rightarrow p_n$.

Концентрация дырок в любой области достаточно мала, и можно считать, что они не взаимодействуют между собой. Тогда их концентрация на границе x_n , где потенциал равен U , определится формулой

$$p_{x=x_n} = p_n \exp(eU/kT). \quad (37.2)$$

Для установления закона изменения концентрации вдоль оси x воспользуемся первым уравнением системы (36.9). Применительно к нашему случаю в этом уравнении $q_p \tau_p = 0$,

Тогда

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_n}{\tau_p} = 0. \quad (37.3)$$

Совместим начало координат с x_n , тогда граничным условием будет $n = p_n$ при $x = \infty$, а p определяется формулой (37.2) при $x = 0$.

Решая уравнение (37.3) с учетом граничных условий, можно получить следующий закон распределения p :

$$p = p_n [\exp(eU/kT) - 1] \exp(-x/L_p) + p_n. \quad (37.4)$$

где $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ — диффузионная длина дырок в n -области. На расстоянии $x = L_p$ избыточная концентрация дырок уменьшается в «е» раз — таков смысл диффузионной длины.

Продифференцировав формулу (37.4) по x и подставив значение $\partial p / \partial x$ в формулу (37.1), получим следующее выражение для плотности тока дырок:

$$j_p = \frac{eD_p p_n}{L_p} [\exp(eU/kT) - 1] \exp(-x/L_p). \quad (37.5)$$

Аналогичное выражение можно получить для плотности тока электронов в p -области:

$$j_n = \frac{eD_n n_p}{L_n} [\exp(eU/kT) - 1] \exp(-x/L_n), \quad (37.6)$$

где диффузионная длина электронов $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$.

Вследствие непрерывности тока полный ток должен быть одним и тем же для любого сечения. Полагая $x = 0$, получаем для полной плотности тока*

$$j = j_n + j_p = j_s [\exp(eU/kT) - 1], \quad (37.7)$$

где

$$j_s = e \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right). \quad (37.8)$$

Значение kT/e при комнатной температуре составляет примерно 25 мВ, и практически всегда выполняется условие $|eU/kT| \gg 1$. Учитывая это неравенство, рассмотрим два частных случая:

- 1) $U > 0$ (прямое смещение); из формулы (37.7) видно, что $j \gg j_s$;
- 2) $U < 0$ (обратное смещение); $\exp(-eU/kT) \ll 1$, поэтому $j = j_s$.

Таким образом, при обратном смещении ток является малым и не зависит от приложенного напряжения. Это обстоятельство и позволяет использовать $p - n$ -переход с обратным смещением для

* Поскольку ширина области перехода чрезвычайно мала, мы пренебрегаем происходящими там процессами.

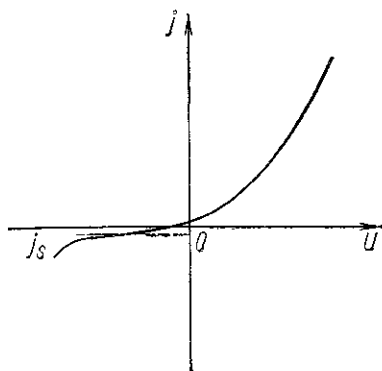


Рис. 30 Вольт-амперная характеристика полупроводникового детектора с $p-n$ -переходом

измерения ионизирующих излучений.

На рис. 30 показана типичная вольт-амперная характеристика полупроводникового детектора с $p-n$ -переходом.

Хотя теоретическое значение плотности тока j_s при обратном смещении мало и не должно меняться с напряжением, на практике этот ток может достигать заметной величины и сильно изменяться при больших значениях напряжения. Этот эффект, в частности, обусловлен током утечки по поверхности, который не учитывался при выводе формулы (37.7).

§ 38. ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДОЗИМЕТРОВ

Преимущества полупроводниковых детекторов, связанные с высокой чувствительностью, малыми габаритами, низким внешним напряжением, частично компенсируются сравнительно сложной технологией изготовления, необходимостью иметь предельно чистые исходные материалы, фоновыми явлениями, зависимостью от условий среды. Их преимущества в полной мере очевидны, когда они выступают в качестве счетчиков и спектрометрических детекторов.

Использование полупроводниковых детекторов собственно в дозиметрии для измерения экспозиционной и поглощенной доз ограничено заметной зависимостью дозовой чувствительности от энергии излучения. Несмотря на аналогию с ионизационной камерой по механизму действия, в дозиметрическом отношении полупроводниковые детекторы, скорее, похожи на сцинтилляционные детекторы в счетчиковом режиме. Теоретический анализ зависимости измеряемого сигнала от поглощенной энергии не дает простого и надежного способа компенсации энергетической зависимости чувствительности. Тем не менее малые габариты, возможность создания практически точечных дозиметров с малым напряжением питания делают полупроводниковые детекторы незаменимыми в клинической дозиметрии и радиобиологических исследованиях, где возникает необходимость внутриполостных измерений.

Принципиальным недостатком полупроводниковых дозиметров является неопределенность в величине чувствительного объема. В уже изготовленном дозиметре можно измерить чувствительный объем, однако, во-первых, этот объем зависит от условий эксплуатации (например, от смещения) и, во-вторых, практически невозможно изготовить дозиметр с точно заданными размерами чувст-

вительной области. Это затрудняет, по крайней мере на сегодняшний день, возможность применения полупроводниковых дозиметров в качестве метрологических установок для абсолютных измерений дозы. Они могут выступать лишь как вторичные приборы, требующие градуировки.

Зависимость размера чувствительной области от обратного смещения открывает возможность изменять чувствительность дозиметра к различным видам излучения путем простого изменения напряжения. Эта особенность была использована для создания прибора, предназначенного для измерения дозы в смешанных полях излучения.

Полупроводниковые дозиметры пока еще не нашли широкого применения в качестве массовых приборов дозиметрического контроля. Определенную роль в этом играет и сравнительно высокая их стоимость.

Полупроводниковый детектор с $n - p$ -переходом в счетчиковом режиме аналогичен импульсной ионизационной камере. Есть, однако, две существенные разницы. Во-первых, число носителей заряда, образованных ионизирующей частицей в веществе полупроводника, может оказаться сравнимым с флуктуациями числа свободных носителей, обычно присутствующих в чувствительном объеме; возникает проблема шумов (собственного фона), которая практически отсутствует при работе с обычными ионизационными камерами. Во-вторых, чувствительная область детектора, как правило, не распространяется на весь объем полупроводника. Когда ионизирующая частица проходит через чувствительную область перехода, то вновь образованные носители заряда уносятся электрическим полем на электроды за время, исчисляемое долями микросекунд.

Чтобы быть зарегистрированной, ионизирующая частица не обязательно должна создавать заряды непосредственно в чувствительном объеме. Дополнительные носители зарядов, созданные в пределах диффузионной длины от чувствительного слоя, могут в результате диффузии попасть в обедненную зону и создать ионизационный импульс. Время, которое для этого требуется, составляет несколько миллисекунд. Фактическая возможность регистрации частиц, не попавших в чувствительную область, определяется постоянной времени системы. Постоянная времени выбирается из оптимальных условий по отношению к эффекту фона и обычно находится в пределах $0,1 - 1$ мкс, что значительно меньше времени диффузии; в этом случае на электроды собираются преимущественно заряды, непосредственно образованные в чувствительном слое.

При облучении полупроводника фотонами вторичные электроны будут создаваться во всем объеме детектора. При пересечении чувствительной области возникают электрические импульсы, которые могут быть зарегистрированы либо с учетом, либо без учета их амплитуды. Амплитуда импульса пропорциональна числу зарядов в чувствительном слое.

Наличие фоновых носителей заряда не позволяет регистрировать частицы, производящие малую ионизацию. Для улучшения соотношения эффект — шум необходимо отсечь импульсы ниже определенной величины. Тогда регистрироваться будут все импульсы выше некоторого уровня дискриминации.

На рис. 31 дана зависимость дозовой чувствительности $n_{сч}/P$ счетчика от уровня амплитудной дискриминации при облучении фотонами от различных источников. Эти данные получены в экспериментах с поверхностно-барьерным кремниевым счетчиком. Из рисунка видно, что при низком уровне дискриминации чувствительность имеет, по крайней мере, один и тот же порядок величины для различного спектрального состава излучения.

На рис. 32 показана энергетическая зависимость чувствительности для того же детектора при различных уровнях дискриминации. Как видно из рисунка, уровень дискриминации очень сильно влияет на дозовую чувствительность, однако при уменьшении уровня дискриминации чувствительность становится более постоянной и при уровне, эквивалентном энергии 115 кэВ, изменяется не более чем на $\pm 30\%$ среднего значения.

Счетчиковый метод является достаточно чувствительным и простым. В упомянутом эксперименте мощность дозы 10^{-7} P/с вызывала скорость счета $n_{сч} = 60$ имп./мин, а фоновый счет при наименьшем значении уровня дискриминации составлял 20 имп./мин. Однако энергетическая зависимость чувствительности остается недостаточно удовлетворительной.

На рис. 33 показана дозовая чувствительность дозиметра, изготовленного на основе кремния p -типа с диффузионным переходом. Удельное сопротивление составляло 10 000 Ом · см; обедненный слой имел толщину 0,3 мм при обратном смещении 50 В. С учетом фоновых флуктуаций можно было регистрировать фотоны от энергии 20 кэВ; при определенном уровне дискриминации скорость счета была пропорциональна мощности дозы. При площади дозиметра 3 см² мощность дозы 1 мрад/ч вызывала скорость счета несколько импульсов в 1 с.

При высокой мощности дозы (более 0,1 P/мин) счетно-импульсный метод становится непрактичным из-за слишком большой скорости счета.

В дозиметре с $p - n$ -переходом при обратном смещении наблюдается ток утечки, зависящий от напряжения смещения и температуры. Под действием ионизирующего излучения концентрация неосновных носителей возрастает и ток, протекающий через переход, увеличивается. Дополнительные носители могут возникнуть как в обедненной зоне, так и в соседних областях в пределах диффузионной длины. Все они в конечном счете вносят свой вклад в ток в зависимости от постоянной времени системы.

На рис. 34 приведена вольт-амперная характеристика, снятая в поле фотонного излучения Co^{60} при мощности экспозиционной дозы 50 P/мин. Детектором служил поверхностно-барьерный крем-

ниевый полупроводник с площадью сечения $0,4 \text{ см}^2$ и общей толщиной $0,5 \text{ мм}$. Пунктирной линией показано поведение тока утечки при температуре 20° С .

Из графика следует, что ток, вызванный излучением, практически не зависит от напряжения смещения, за исключением самого начального участка. Это объясняется тем, что время жизни неосновных носителей было достаточно велико, так что диффузионная

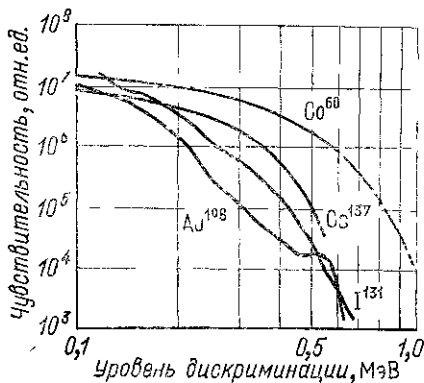


Рис 31 Зависимость дозовой чувствительности от уровня дискриминации для поверхностно-барьерного кремниевоегo счетчика

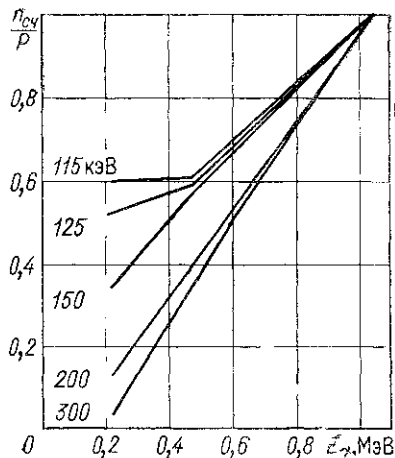


Рис 32 Энергетическая зависимость чувствительности кремниевоегo счетчика. Цифры у кривых — уровень дискриминации

длина превышала размеры кристалла. В результате на электроды собрались все носители из полного объема детектора. Этот своеобразный ток насыщения нельзя, однако, использовать для измерения низкой мощности дозы, так как соответствующий ток утечки превосходит его в несколько раз. Нижний предел, по-видимому, лежит в районе 10^3 — 10^4 рад/мин.

При низких значениях напряжения смещения ток утечки резко уменьшается, в то время как ионизационный ток изменяется мало. В этих условиях наиболее выгодным оказывается производить измерения при нулевом напряжении внешнего смещения.

В упомянутом примере Паркеру и Морли удалось получить чувствительный объем глубиной 2 мм и достаточно большое время жизни носителей. Последнее условие является необходимым, чтобы наведенный ток мало зависел от напряжения.

Помимо тока, протекающего через детектор, можно измерять падение напряжения на внешнем нагрузочном сопротивлении. При напряжении на переходе, равном U , плотность тока в отсутствие излучения, как ранее было показано, определяется формулой

$$j_0 = j_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (38.1)$$

Здесь пренебрегается током поверхностной утечки, что допустимо при небольших значениях U . Плотность тока, наведенного излучением, можно представить в виде суммы трех составляющих:

$$j_V = j_p + j_n + j_h, \quad (38.2)$$

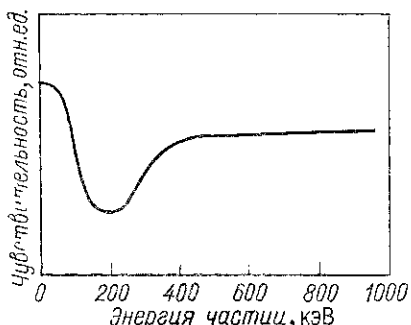


Рис. 33. Дозовая чувствительность дозиметра на основе кремния p -типа с диффузионным переходом

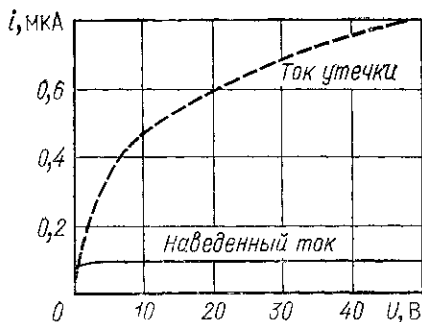


Рис. 34. Вольт-амперная характеристика полупроводникового дозиметра в поле фотонного излучения

где j_p , j_n и j_h — плотность тока, обусловленная носителями, созданными соответственно в p - и n -областях и в обедненной зоне.

Очевидно, каждый из этих токов будет пропорционален мощности дозы и соответствующей диффузионной длине. Поэтому можно написать

$$j_V = aP (L_p + L_n + h), \quad (38.3)$$

где a — коэффициент пропорциональности.

Ширина обедненной зоны h при достаточно большом времени жизни носителей пренебрежимо мала по сравнению с диффузионной длиной в n -области L_n , так что $h \ll L_n$. Для поверхностно-барьерных полупроводников p -слой также очень тонкий и $L_p \ll L_n$. Пренебрегая величинами L_p и h по сравнению с L_n , получаем следующее выражение для результирующей плотности тока, протекающего через детектор при смещении U в результате воздействия ионизирующего излучения:

$$j = j_V + j_0 = j_s [\exp(eU/kT) - 1] + aPL_n. \quad (38.4)$$

При отсутствии внешнего смещения $U = 0$ и $j \sim P$, а напряжение короткого замыкания оказывается пропорциональным мощности дозы. Если во внешней цепи имеется нагрузочное сопротивление R , то падение напряжения на нем $U_R = jR$. Но при изменении нагрузочного сопротивления напряжение перераспределяется между областью перехода и сопротивлением R , что, в свою очередь, ведет к изменению внутреннего сопротивления перехода. Это обуславливает сложную зависимость между U_R и сопротивлением R .

При очень высоком сопротивлении нагрузки падение напряжения на нем соответствует напряжению, возникающему на переходе (условия открытой цепи). Измерить это напряжение можно вольтметром, сопротивление которого не менее 10 МОм. Напряжение, измеряемое в условиях открытой цепи $U_{\text{откр}}$, оказывается, растет с увеличением мощности дозы по логарифмическому закону.

На основании этих исследований практические рекомендации сводятся к измерению тока короткого замыкания, который линеен по отношению к мощности дозы независимо от температуры.

Для дозиметрических целей в токовом режиме можно использовать не только полупроводниковые детекторы с $p-n$ -переходом, но и однородные полупроводники. Практически осуществлен вариант дозиметра, в котором мощность дозы определяется по наведенному току в кристаллах сульфида кадмия CdS. Детектор выполнен в виде тонких игольчатых кристаллов длиной около 1 см и толщиной 1 мм. Чувствительность такова, что при мощности дозы 1 Р/мин измеряемый ток равен 0,2 мкА; темновой ток 0,02 мкА.

Недостатком описанных полупроводниковых дозиметров является большая постоянная времени, что затрудняет измерение малой мощности дозы. В коммерческом дозиметре такого типа нижний предел измерения составлял 100 мрад/ч.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 39. ПРИНЦИП МЕТОДА

Принципиальная схема сцинтилляционного дозиметра показана на рис. 35. Излучение, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора, образует в нем электроны, которые, поглощаясь в сцинтилляторе, создают вспышки света. Свет через светопровод направляется на фотокатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Из фотокатода

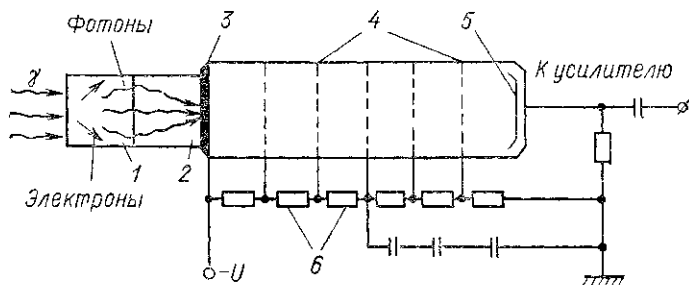


Рис. 35. Принципиальная схема сцинтилляционного дозиметра:
1 — сцинтиллятор; 2 — светопровод; 3 — фотокатод; 4 — диноды; 5 — анод ФЭУ; 6 — делитель напряжения

выбиваются фотоэлектроны, и усиленный электронный ток попадает на анод. Каждому электрону, поглощенному в сцинтилляторе, соответствует импульс тока в анодной цепи ФЭУ, следовательно, измерению может подлежать как среднее значение анодного тока, так и число импульсов тока в единицу времени. В соответствии с этим различают *токовый* и *счетчиковый режимы сцинтилляционного дозиметра*.

Для целей дозиметрии необходимо установить связь между анодным током i_{ϕ} (токовый режим) или скоростью счета $n_{сч}$ (счетчиковый режим) и мощностью экспозиционной дозы P_0 . Существует определенная аналогия между сцинтилляционными и ионизационными методами дозиметрии: в обоих случаях можно различать токовый и счетчиковый режимы. Как и в ионизационном дозиметре, ток в сцинтилляционном дозиметре определяет поглощенную энергию излучения, а скорость счета — плотность потока фотонов.

Различный механизм высвечивания органических и неорганических сцинтилляторов определяет различие их основных характеристик: конверсионной эффективности, зависимости конверсионной эффективности от энергии заряженных частиц, спектрального состава и длительности сцинтилляций; для дозиметрии также важен эффективный атомный номер вещества сцинтиллятора.

Конверсионная эффективность определяет ту часть потерянной в сцинтилляторе заряженной частицей энергии, которая преобразуется в энергию световых фотонов. Если в сцинтилляторе в единицу времени поглощается энергия электронов ΔE_e и испускаются фотоны с общей энергией E_ϕ , то конверсионная эффективность

$$\eta = E_\phi / \Delta E_e. \quad (40.1)$$

В каждой сцинтилляции возникают фотоны, обладающие различной энергией. Оптический спектр сцинтилляций практически не зависит от энергии заряженной частицы и определяется составом вещества сцинтиллятора.

Если $F(\nu) d\nu$ — число фотонов в спектре сцинтилляций, обладающих частотой от ν до $\nu + d\nu$, то средняя энергия фотонов, первоначально возникающих в сцинтилляционном процессе:

$$(h\nu)_\phi = \int_0^\infty h\nu \cdot F(\nu) d\nu / \int_0^\infty F(\nu) d\nu,$$

где h — постоянная Планка.

Среднее число фотонов, возникающих в единицу времени при поглощении в сцинтилляторе энергии ΔE_e :

$$n_\phi = E_\phi / (h\nu)_\phi = \eta \Delta E_e / (h\nu)_\phi. \quad (40.2)$$

Не все фотоны, возникающие в сцинтилляционном процессе, достигают фотокатода умножителя. Взаимодействие фотонов с веществом сцинтиллятора приводит к уменьшению их числа и изменению их средней энергии. Выход фотоэлектронов с фотокатода существенно зависит от спектрального состава света, поэтому всегда желательно, чтобы спектр сцинтилляционных фотонов соответствовал максимуму спектральной чувствительности фотокатода. Экспериментально полученные значения выхода фотоэлектронов на один испущенный сцинтиллятором световой фотон 0,025—0,05. Эти значения, включающие в себя потери света в сцинтилляторе, получены при соответствии спектра сцинтилляций чувствительности фотокатода.

Величина $W = \Delta E_e / n_\phi$ равна средней энергии, затрачиваемой заряженной частицей на создание одного светового фотона. Конверсионная эффективность

$$\eta = (h\nu)_\phi / W. \quad (40.3)$$

Значение W для хороших сцинтилляторов находится в пределах 15—60 эВ, что сравнимо со средней энергией ионообразования в воздухе (34 эВ).

Конверсионная эффективность в общем случае зависит от вида и энергии заряженных частиц и типа сцинтиллятора. Существенное значение имеет не только абсолютная величина конверсионной эффективности, но и зависимость ее от энергии частиц при прочих равных условиях. Постоянство конверсионной эффективности означает наличие простой пропорциональности между энергией, поглощенной в сцинтилляторе, и выходом фотоэлектронов. Конверсионная эффективность неорганических сцинтилляторов при облучении электронами может считаться практически постоянной для электронов

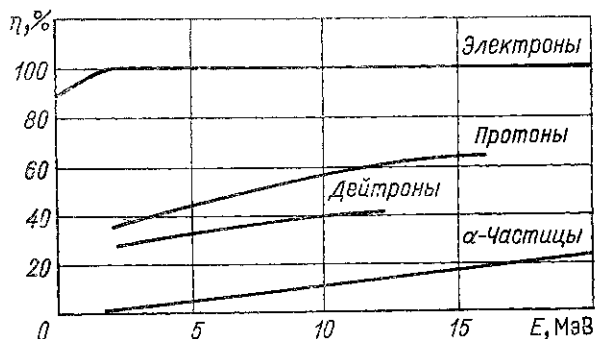


Рис. 36. Влияние типа заряженных частиц на конверсионную эффективность η сцинтиллятора из антрацена

с энергией выше 1 кэВ. Для органических сцинтилляторов имеются разноречивые данные; во всяком случае, зависимость конверсионной эффективности органических сцинтилляторов от энергии заряженных частиц более сильная, чем у неорганических сцинтилляторов; при облучении электронами конверсионная эффективность возрастает с увеличением энергии, стремясь к постоянной величине (для антрацена). Для электронов с энергией выше 100 кэВ конверсионную эффективность органических сцинтилляторов можно считать независимой от энергии частиц. Для частиц более низких энергий точные данные отсутствуют.

Влияние типа заряженных частиц на конверсионную эффективность иллюстрируется графиками на рис. 36 и 37, откуда видно, что различие между частицами более существенно для органических сцинтилляторов. Количественно зависимость конверсионной эффективности от вида частиц характеризуется отношением α/β , которое равно отношению конверсионной эффективности для α -частиц с энергией 5,3 МэВ и электронов высокой энергии.

По световыходу и постоянству конверсионной эффективности неорганические сцинтилляторы имеют преимущество перед органи-

Характеристики сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	Эффективный атомный номер	Длина волны, соответствующая максимуму спектра, Å	Относительный световой выход, %	α/β , %
Антрацен кристаллический	1,25	5,8	4450	100	9
Стильбен кристаллический	1,16	5,7	4100	0,85	9
Нафталин кристаллический	1,15	5,8	3450	0,15	—
Терфенил в полистироле	1,1	5,7	3900—4300	0,30	—
NaI (Tl)	3,67	50	4100	2,10	44
LiI (Eu)	4,06	52	4400	75	95
ZnS (Ag)	4,1	27	4500	200	100

ческими. Однако в дозиметрии важную роль играет эффективный атомный номер вещества сцинтиллятора, и с точки зрения воздушно-эквивалентности преимущества остаются за органическими сцинтилляторами.

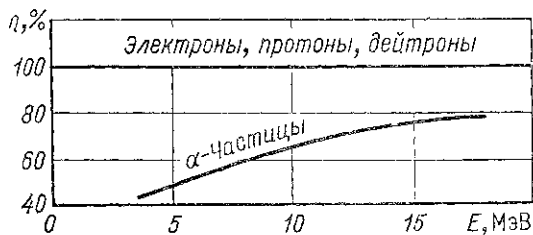


Рис. 37. То же, что на рис. 36, но сцинтиллятор из NaI(Tl)

В табл. 6 приведены некоторые характеристики важнейших сцинтилляторов. Эффективный атомный номер вычислен по фотоэффекту. Световой выход дан относительно антрацена на основе экспериментальных данных. Световой выход сцинтилляторов приближенно может считаться пропорциональным конверсионной эффективности. Эксперименты по определению конверсионной эффективности антрацена дают значения η в пределах от 3 до 10%.

§ 41. ТОКОВЫЙ РЕЖИМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДОЗИМЕТРА

На анод ФЭУ в единицу времени попадает $n_{\text{ф}} g M$ электронов, где g — число фотоэлектронов на один испущенный световой фотон, а M — коэффициент усиления ФЭУ. Эти электроны и определяют

средний ток в анодной цепи умножителя. Используя формулу (40.2), получим для анодного тока

$$i_{\Phi} = e \frac{\eta \Delta E_e g M}{(h\nu)_{\Phi}}, \quad (41.1)$$

где e — заряд электрона.

Найдем поглощенную в единицу времени энергию ΔE_e в сцинтилляторе объемом V , облучаемом в поле фотонного излучения. Примем, что сцинтиллятор имеет цилиндрическую форму высотой h и площадью торца S . При распространении излучения нормально к плоскости торца

$$\Delta E_e = S \int_0^h \mu_{kz} I_0 \exp(-\mu_z x) dx = \frac{S I_0 \mu_{kz}}{\mu_z} [1 - \exp(-\mu_z h)], \quad (41.2)$$

где μ_{kz} — линейный коэффициент передачи энергии фотонного излучения в веществе сцинтиллятора; μ_z — линейный коэффициент ослабления излучения в сцинтилляторе; I_0 — интенсивность падающего излучения.

Интегрирование произведено по высоте сцинтиллятора в предположении, что спектральный состав излучения заметно не меняется; в противном случае пришлось бы учитывать изменение μ_{kz} и μ_z с изменением средней энергии фотонов. Интенсивность излучения связана с мощностью экспозиционной дозы соотношением

$$I_0 = P_0 / \mu_{kmv}, \quad (41.3)$$

где μ_{kmv} — массовый коэффициент передачи энергии для воздуха. Подставив значение ΔE_e по формуле (41.2) в формулу (41.1) с учетом соотношения (41.3), получим для чувствительности дозиметра по мощности дозы следующее выражение:

$$\frac{i_{\Phi}}{P_0} = \frac{egMV\eta\rho_z}{(h\nu)_{\Phi}} \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_z h)}{\mu_z h} \cdot \frac{\mu_{kmz}}{\mu_{kmv}}, \quad (41.4)$$

где ρ_z — плотность сцинтиллятора. Формула (41.4) определяет энергетическую зависимость чувствительности* сцинтилляционного дозиметра, работающего в токовом режиме.

Коэффициент усиления M и средняя энергия световых фотонов $(h\nu)_{\Phi}$ от энергии первичного излучения не зависят. Принимая также постоянное значение конверсионной эффективности, напомним

$$\frac{i_{\Phi}}{P_0} = a \frac{1 - \exp(-\mu_z h)}{\mu_z h} \cdot \frac{\mu_{kmz}}{\mu_{kmv}}, \quad (41.5)$$

* Далее энергетическую зависимость чувствительности будем именовать сокращенно ЭЗЧ.

где a — постоянный коэффициент, не зависящий от энергии падающих фотонов.

Для достаточно тонкого сцинтиллятора, когда $\mu_z h \ll 1$, ЭЗЧ полностью определяется отношением коэффициентов передачи энергии; ЭЗЧ будет отсутствовать, если сцинтиллятор воздухэквивалентен по эффективному атомному номеру. Для воздухэквивалентных сцинтилляторов, размеры которых не позволяют пренебречь ослаблением первичного излучения, ЭЗЧ определяется множителем $[1 - \exp(-\mu_z h)]/(\mu_z h)$, монотонно убывающим от единицы до нуля с увеличением $\mu_z h$ от нуля до бесконечности. С ростом энергии фотонов коэффициент ослабления μ_z уменьшается, поэтому множитель в целом увеличивается и, следовательно, чувствительность дозиметра повышается.

До сих пор мы предполагали, что конверсионная эффективность не зависит от энергии излучения. Для органических сцинтилляторов это справедливо, если электроны имеют энергию сотни килоэлектронвольт. При более низких энергиях возможно уменьшение конверсионной эффективности. Таким образом, конверсионная эффективность и множитель, учитывающий ослабление излучения, изменяются в одну и ту же сторону с энергией фотонов, что еще больше увеличивает ЭЗЧ. Уменьшить ЭЗЧ в этих условиях можно выбором такого эффективного атомного номера сцинтиллятора, при котором отношение $\mu_{k mZ}/\mu_{k mB}$ изменялось бы с изменением энергии излучения в другую сторону. Ранее было показано (§ 19), что для веществ, эффективный атомный номер которых больше, чем у воздуха, отношение $\mu_{k mZ}/\mu_{k mB}$ уменьшается с повышением энергии фотонов.

Атомный номер обычных органических сцинтилляторов меньше, чем воздуха. Отсюда следует, что органические сцинтилляторы сами по себе обладают ЭЗЧ вследствие ослабления излучения в сцинтилляторе, изменения конверсионной эффективности и невоздухоэквивалентности по атомному номеру. Все три причины увеличивают ЭЗЧ и не могут компенсировать друг друга. Изменение чувствительности дозиметра с органическим сцинтиллятором при уменьшении энергии фотонов ниже 200 кэВ может достигать десятков процентов. Конверсионную эффективность для неорганических сцинтилляторов можно считать постоянной во всем энергетическом диапазоне фотонного излучения (до 3 МэВ). ЭЗЧ для них в соответствии с формулой (41.5) определяется только двумя причинами: эффективным атомным номером и ослаблением излучения. Эффективный атомный номер неорганических сцинтилляторов значительно больше, чем у воздуха. Это приводит к тому, что отношение $\mu_{k mZ}/\mu_{k mB}$ уменьшается с ростом энергии излучения. Влияние на ЭЗЧ отношения $\mu_{k mZ}/\mu_{k mB}$ частично компенсируется эффектом ослабления излучения. Однако эффективный атомный номер неорганических сцинтилляторов обычно столь велик (см. табл. 6), что ЭЗЧ практически полностью определяется отношением $\mu_{k mZ}/\mu_{k mB}$; изменение чувствительности дозиметра с неорганическим сцинтил-

лятором оказывается даже большим, чем с органическим сцинтиллятором.

Если простые органические сцинтилляторы непригодны для дозиметрии фотонного излучения с энергией ниже 150 кэВ, то область применения неорганических сцинтилляторов начинается с энергии 250 кэВ.

Удачный способ компенсации ЭЗЧ в сцинтилляционных дозиметрах заключается в использовании комбинированного сцинтиллятора, в котором применяется органический кристалл, покрытый тонким слоем тяжелого неорганического сцинтиллятора. Добавочный слой тяжелого сцинтиллятора должен быть достаточно тонким, чтобы поглощать незначительную часть первичного излучения высокой энергии. По мере снижения энергии излучения все большую долю в общем световыходе будет иметь неорганическая добавка.

Рост чувствительности неорганического сцинтиллятора с понижением энергии фотонов приведет к компенсации ЭЗЧ органической основы комбинированного сцинтиллятора. Таким образом, удается обеспечить практическое отсутствие ЭЗЧ вплоть до энергии в несколько десятков килоэлектронвольт.

При взаимодействии фотонного излучения со сцинтиллятором возможно многократное рассеяние фотонов в самом сцинтилляторе. Этот эффект не учтен при выводе формулы (41.5). Многократное рассеяние создает добавочное поглощение энергии и несколько изменяет энергетическую зависимость чувствительности дозиметра. Точный расчет многократного рассеяния чрезвычайно сложен и может быть произведен лишь для конкретных случаев. Приближенно эффект можно учесть, если в формулу (41.5) вместо коэффициента ослабления μ_Z подставить коэффициент передачи энергии. Тогда

$$\frac{i_{\Phi}}{P_0} = \frac{1 - \exp(-\mu_{kMZ} h_m)}{\mu_{kMB} h_m}, \quad (41.6)$$

где h_m — толщина сцинтиллятора в массовых единицах.

Численные оценки показывают, что влияние многократного рассеяния фотонов на чувствительность сцинтилляционных дозиметров практически несущественно.

Оценим диапазон измеряемой мощности дозы в токовом режиме. Количественное соотношение между выходным током и мощностью дозы можно получить из формулы (41.4), если учесть, что $1P$ соответствует поглощению в воздухе при нормальных условиях $7,1 \cdot 10^{10}$ эВ/см³, а заряд электрона равен $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Заменяя в формуле (41.4) конверсионную эффективность по формуле (40.3), получим

$$i_{\Phi} = 1,14 \cdot 10^{-8} \frac{gMV}{W} \cdot \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{kB}} \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_Z h)}{\mu_Z h} P_0, \quad (41.7)$$

где i_{ϕ} — анодный ток ФЭУ, А; V — объем сцинтиллятора, см³; W — средний расход энергии на образование сцинтилляционного фотона, эВ; P_0 — мощность экспозиционной дозы, Р/с.

Минимальное измеряемое значение анодного тока определяется флуктуациями темнового тока ФЭУ. Темновой ток наиболее распространенных фотоумножителей составляет 10^{-8} — 10^{-7} А. В благоприятных условиях можно измерить ток, составляющий одну сотую темнового, т. е. порядка 10^{-10} А. Предположим, что 25% фотонов, возникающих в сцинтилляторе, достигают фотокатода, квантовая эффективность которого 10%. При этих условиях на каждые 40 фотонов, образованных в сцинтилляторе, будет испущен один фотоэлектрон и $g = 1/40$.

Оценим чувствительность воздухоеквивалентного сцинтиллятора массой 1 г и плотностью 1 г/см^3 при условии $\mu_{\text{KZ}}/h \ll 1$. Коэффициент усиления ФЭУ примем $M = 10^6$, что в действительности характерно для многих умножителей. Значение W лежит в пределах 15—70 эВ. Примем $W = 50$ эВ.

Так как по предположению сцинтиллятор воздухоеквивалентный, отношение $\mu_{\text{KZ}}/\mu_{\text{KВ}}$ равно отношению плотностей. Объем сцинтиллятора $V = 1 \text{ см}^3$. Подставив принятые значения в формулу (41.7), получим

$$i_{\phi} = 4,4 \cdot 10^{-8} P_0 \text{ [A]}. \quad (41.8)$$

Отсюда при токе $i_{\phi} = 10^{-10}$ А измеряемая мощность дозы $P_0 \approx 2,3 \cdot 10^{-8}$ Р/с. Если предположить, что в ионизационной камере можно измерить ток 10^{-14} А, то минимальная мощность дозы, измеряемая камерой объемом 1 см³ при нормальном давлении, составит приблизительно $3 \cdot 10^{-5}$ Р/с, т. е. в 1000 больше того, что измерил бы сцинтилляционный дозиметр. Высокая чувствительность — важное преимущество сцинтилляционного метода перед ионизационным.

Верхний предел измерения сцинтилляционным дозиметром ограничен анодным током ФЭУ порядка 10^{-6} А. При более высоком токе наблюдается «усталость» фотоумножителя. Для нашего примера это дает $P_0 = 2,3 \cdot 10^{-4}$ Р/с. Можно расширить пределы измерения в сторону больших значений мощности дозы, если уменьшить эффективность сцинтиллятора и коэффициент усиления ФЭУ.

§ 42. СЧЕТЧИКОВЫЙ РЕЖИМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДОЗИМЕТРА

Пусть $n_{\text{сч}}$ — число импульсов в единицу времени, регистрируемое на выходе фотоумножителя. Каждая сцинтилляционная вспышка вызывает один импульс тока в анодной цепи ФЭУ. Если размеры сцинтиллятора больше пробега электронов, то практически каждый электрон, созданный первичным излучением в сцинтилляторе, создает вспышку, которая вызывает электрический импульс. Таким образом, скорость счета импульсов $n_{\text{сч}}$ если не точно равна

числу электронов, освобождающихся в единицу времени в объеме сцинтиллятора, то пропорциональна этому числу.

Принимая, что каждое взаимодействие первичных фотонов с сцинтиллятором дает один электрон, для цилиндрического кристалла получаем число электронов, высвобождаемых в единицу времени:

$$N_e = \frac{S I_0}{\bar{E}_\gamma} [1 - \exp(-\mu_Z h)], \quad (42.1)$$

где \bar{E}_γ — средняя энергия фотонов в спектре первичного излучения. Используя соотношение между интенсивностью излучения и мощностью дозы (41.3) и полагая, что скорость счета импульсов равна скорости высвобождения электронов в сцинтилляторе, получаем

$$\frac{n_{сч}}{P_0} = \frac{S [1 - \exp(-\mu_Z h)]}{\bar{E}_\gamma \mu_{kmB}}. \quad (42.2)$$

Формула (42.2) определяет чувствительность и ЭЗЧ сцинтилляционного дозиметра в счетчиковом режиме. Кривая зависимости чувствительности от энергии фотонов, определяемая уравнением (42.2), не имеет горизонтального участка, и ЭЗЧ будет значительной в любом диапазоне энергий. Действительно, с увеличением энергии \bar{E}_γ коэффициент ослабления μ_Z уменьшается и, следовательно, уменьшается числитель в выражении (42.2); для воздуха коэффициент μ_{kmB} в среднем спектральном диапазоне энергий практически постоянен, поэтому получается, что с изменением энергии числитель и знаменатель в формуле (42.2) изменяются в разные стороны. В целом с ростом энергии излучения чувствительность дозиметра резко падает. Некомпенсируемая энергетическая зависимость чувствительности ограничивает область применения сцинтилляционных дозиметров в счетчиковом режиме лишь измерением излучений с неизменным спектральным составом.

Сравним чувствительность сцинтилляционного дозиметра в счетчиковом режиме и газоразрядного счетчика. Полагая $\mu_Z h \ll 1$, вместо соотношения (42.2) получаем

$$\frac{n_{сч}}{P_0} = V \frac{\mu_Z}{\bar{E}_\gamma \mu_{kmB}}, \quad (42.3)$$

где V — объем сцинтиллятора. Для газоразрядного счетчика имеем (см. § 28)

$$n'_{сч}/P_0 = S_{сч} \varepsilon_{сч} / (\bar{E}_\gamma \mu_{kmB}), \quad (42.4)$$

где $S_{сч}$ — площадь поверхности газоразрядного счетчика; $\varepsilon_{сч}$ — эффективность регистрации фотонов.

Из соотношений (42.3) и (42.4) получим отношение чувствительности сцинтилляционного счетчика к газоразрядному:

$$\delta = \frac{V}{S_{сч}} \cdot \frac{\mu_Z}{\varepsilon_{сч}}. \quad (42.5)$$

Площадь боковой поверхности цилиндрического газоразрядного счетчика связана с его объемом $V_{\text{сч}}$ соотношением

$$S_{\text{сч}} = 4V_{\text{сч}}/d_{\text{сч}}, \quad (42.6)$$

где $d_{\text{сч}}$ — диаметр газоразрядного счетчика. Приняв равными объемы газоразрядного и сцинтилляционного счетчиков, получим

$$\delta = \frac{d_{\text{сч}}}{4} \cdot \frac{\mu Z}{\varepsilon_{\text{сч}}}. \quad (42.7)$$

Для сцинтиллятора NaI (Tl) при энергии γ -квантов 1 МэВ, $d_{\text{сч}} = 1$ см, $\varepsilon_{\text{сч}} = 1\%$ расчет дает $\delta = 5,5$. Это указывает на то, что чувствительность по мощности дозы сцинтилляционного счетчика в несколько раз превосходит чувствительность газоразрядного счетчика. Однако значительная энергетическая зависимость чувствительности сцинтилляционных счетчиков требует особой предосторожности при их применении в дозиметрии.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ

§ 43. ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЛЮМИНОФОРАХ

В последние годы быстрое развитие получили методы дозиметрии, основанные на использовании физических явлений, происходящих в твердых телах под действием ионизирующих излучений. Эта область в зарубежной практике стала называться дозиметрией с помощью твердых тел (*solid state dosimetry*). Хотя имеется большое число твердых веществ, реагирующих различным образом на воздействие излучений, к указанной области дозиметрии обычно относят методы, основанные на явлениях радиофотолюминесценции, радиотермолюминесценции и применении полупроводниковых детекторов. Сюда не относят методы, основанные на применении сцинтилляционных счетчиков.

Следуя установившейся практике, под люминесцентными методами дозиметрии мы будем понимать методы, основанные только на радиофотолюминесценции и радиотермолюминесценции.

Сущность метода заключается в том, что образованные в люминофоре под действием ионизирующего излучения носители заряда (электроны и дырки) локализуются в центрах захвата, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть затем освобождена при дополнительном возбуждении. Дополнительное возбуждение может быть вызвано либо освещением люминофора определенным участком спектра света, либо нагревом. Наблюдаемые при этом оптические эффекты могут служить мерой поглощенной энергии. Примерами таких эффектов могут быть собственно люминесценция, окрашивание люминофора, деградация люминесценции (уменьшение люминесценции, которой обладает необлученный люминофор).

Не всякая локализация носителей заряда приведет к наблюдаемым оптическим эффектам. Они возникают тогда, когда захват электронов и дырок приводит к созданию оптически активных центров (например, центров окраски). В табл. 7 систематизированы возникающие в люминофоре центры и соответствующие им оптические эффекты, которые могут быть полезны в дозиметрии.

Хотя явление люминесценции известно с древних времен, механизм его был изучен лишь в XX в. Решающее значение в развитии теории люминесценции имели работы советских ученых С. И. Вавилова и В. Л. Левшина.

Таблица 7

Оптические эффекты, возникающие в люминофорах под действием ионизирующих излучений

Характеристика центра	Процедура измерения	Эффект	Описание процесса
Образованные центры устойчивы к процедуре измерения	Освещение светом (ультрафиолетовый или видимый)	Окрашивание	Центры поглощают свет в первоначально прозрачной спектральной области
		Радиофотолюминесценция	Необлученное вещество не люминесцирует. Новые центры поглощают измерительный свет Люминесценция с более длинноволновым спектром испускается сколь угодно долго, пока действует освещение
		Дегградация люминесценции	Необлученное вещество люминесцирует. Новые центры частично гасят нормальную люминесценцию
Образованные центры разрушаются при дополнительном возбуждении	Нагрев	Термолюминесценция	Запасенная в центрах энергия освобождается в виде люминесценции. При нагреве люминесценция со временем уменьшается
	Освещение светом большей длины волны, чем возникающая люминесценция	Стимулированная люминесценция	Запасенная энергия освобождается в виде люминесценции. Люминесценция падает с течением времени, пока образец облучается стимулирующим светом

Дозиметрические методы, основанные на явлениях люминесценции, были предложены в 50-х годах. Особое внимание первоначально было сосредоточено на термолюминесцентном методе, в развитие которого существенный вклад внесли советские ученые В. В. Антонов-Романовский, Ч. Б. Луцук, И. Б. Кеирим-Маркус.

§ 44. МЕХАНИЗМ РАДИОФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Два вида люминесценции получили признание в качестве основы для развития методов дозиметрии ионизирующих излучений: радиофотолюминесценция и радиотермолюминесценция.

Материалы, представляющие интерес в качестве дозиметрических люминофоров, являются твердыми изоляторами с широким диапазоном оптической прозрачности. В качестве примера можно указать щелочно-галогенидные соединения (NaCl , LiF и т. п.), обладающие простым составом и кристаллической структурой. Они состоят из двух взаимопроникающих кубических решеток, содержащих щелочные и галогенидные ионы.

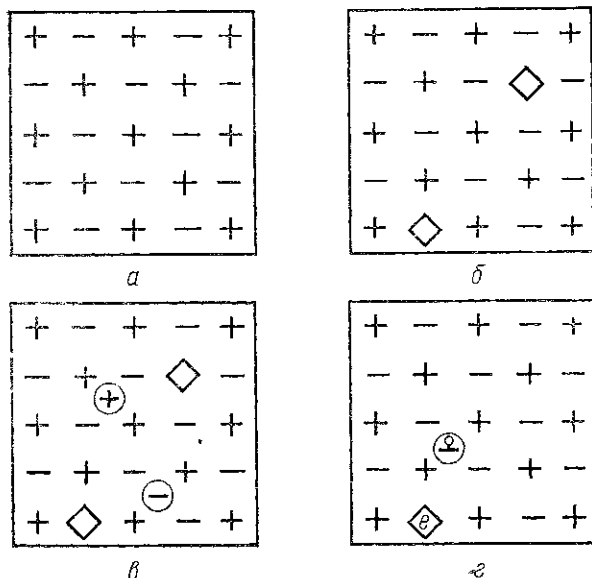


Рис 38 Структурные дефекты беспримесного кристалла

a — идеальный кристалл, *б* — кристалл с ионными вакансиями, *в* — размещение ионов в промежуточном положении, *г* — «ловушки» в кристалле

Идеальный кристалл состоит из чередующихся положительных щелочных и отрицательных галогенидных ионов (рис. 38, *a*). Реальные кристаллы, однако, содержат различные структурные дефекты. Один из возможных дефектов щелочно-галогенидных кристаллов — отсутствие положительных и отрицательных ионов (вакансии) в тех местах, где они должны были бы быть в идеальном кристалле (см. рис. 38, *б*). Эти вакансии случайным образом расположены в кристаллической решетке, и в чистом кристалле число положительных и отрицательных вакансий равно между собой. Последнее вытекает из условия, что кристалл в целом является электрически нейтральным.

Другим видом возможных дефектов является смещение положительных или отрицательных ионов из нормального положения в кристаллической решетке и закрепление их в необычном промежу-

точном положении. В этом случае ион оставляет соответствующую вакансию (см. рис. 38, в).

Наличие подобных дефектов приобретает особое значение при облучении кристалла ионизирующим излучением. Проиллюстрируем это следующим примером (см. рис. 38, г) Вакансии галогенидного иона создают область локализованного положительного заряда, так как отрицательный ион, который нормально должен занимать место вакансии, отсутствует и окружающие положительные щелочные ионы оказываются не полностью нейтрализованными. Под действием ионизирующего излучения в кристалле возникают свободные электроны, один из которых может оказаться вблизи вакансии галогенидного иона. Под действием кулоновских сил этот электрон может быть «захвачен» вакансией.

Аналогично этому галогенидный ион, смещенный со своего нормального положения, создает область локализации избыточного отрицательного заряда. После того как ионизирующее излучение освобождает электрон в кристалле, образованные положительные дырки могут перемещаться в пределах кристалла. Находясь вблизи промежуточно расположенного галогенидного иона, дырка может быть притянута и удержана кулоновскими силами.

В приведенном примере мы исходим из того, что дефекты в кристаллической решетке существовали до облучения кристалла, и результатом облучения явилось образование электронов и дырок, которые могут быть захвачены дефектами. Однако важно заметить, что ионизирующее излучение само может образовывать подобные дефекты в кристалле (вакансии и смещение ионов).

Вакансию с захваченным электроном можно рассматривать как систему, обладающую разрешенными дискретными энергетическими уровнями, между которыми возможны переходы, соответствующие испусканию или поглощению квантов энергии. Такие системы будем называть центрами.

Поглощение светового фотона может перевести электрон из основного состояния на более высокий возбужденный уровень и даже вырвать его из «ловушки».

Центры, образованные путем захвата дефектами решетки электронов и дырок, влияют на оптические свойства кристаллов. Например, центр, состоящий из электрона, захваченного галогенидно-ионной вакансией, способен поглощать часть спектра видимого света и тем самым изменять цвет кристалла. Такие центры часто называют *F*-центрами — центрами окраски.

Специфические центры с захваченными дырками — так называемые *H*-центры — образуются в результате облучения щелочно-галогенидных кристаллов при очень низких температурах. Полоса поглощения *H*-центра находится вблизи ультрафиолетовой области.

Переход центра из возбужденного состояния в основное может происходить без излучения (безрадиационный переход), с испусканием света (люминесценция) или путем комбинации этих двух

процессов. Так, если стабильные F -центры создаются ионизирующим излучением, то они могут проявлять себя как центры люминесценции при возбуждении светом определенной частоты. Это явление и называется радиофотолюминесценцией. Таким образом, радиофотолюминесценция происходит тогда, когда под действием ионизирующего излучения в кристалле создаются новые центры фотолюминесценции.

Спектр поглощения и испускания F -центра иллюстрируется рис. 39. Спектр люминесценции, возникающей при возвращении F -центра из возбужденного состояния в нормальное, показан штриховой линией. Заштрихованная область соответствует спектру поглощения необлученного кристалла.

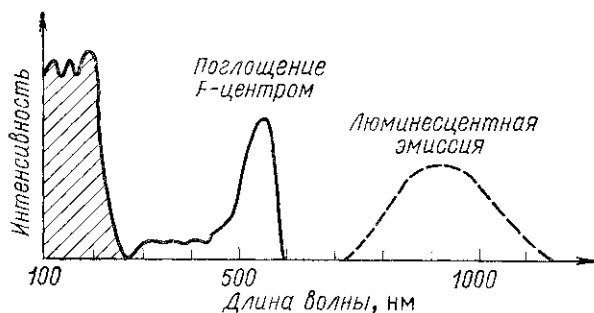


Рис. 39. Спектры поглощения и испускания F -центра

Описанный процесс радиофотолюминесценции можно объяснить с помощью зонной теории.

На рис. 40 показаны валентная зона A , зона проводимости B и локальные энергетические уровни в пределах запрещенной зоны.

Дефект в кристалле образует ловушку с локальным уровнем C . Ионизирующее излучение переводит электрон из валентной заполненной зоны A в зону проводимости B . Затем электрон захватывается ловушкой и переходит на уровень C . После захвата электрона ловушка превращается в F -центр с несколькими дискретными разрешенными уровнями энергии. При последующем возбуждении видимым светом электрон может занять один из верхних уровней F -центра ($1-1'$; $2-2'$). Обратный переход на основной уровень C ($3-3'$) сопровождается люминесценцией.

Рассмотренный механизм радиофотолюминесценции в чистом щелочно-галогенидном кристалле поясняет принцип работы радиофотолюминесцентных дозиметров (ФЛД): при поглощении ионизирующего излучения образуются F -центры; концентрацию центров, пропорциональную дозе, можно определить либо путем измерения поглощения света, либо путем измерения люминесценции.

На практике, однако, создание дозиметра на основе чистого кристалла, в котором центры люминесценции создавались бы за

счет собственных дефектов, оказывается невозможным. Ни эффективность, ни воспроизводимость F -центров в чистом кристалле не соответствуют дозиметрическим требованиям; кроме того, F -центры оказываются эффективными при очень низких температурах и люминесценция не может быть обнаружена при нормальной температуре; если производить измерение по поглощению света, то в самом акте измерения F -центры фактически разрушаются.

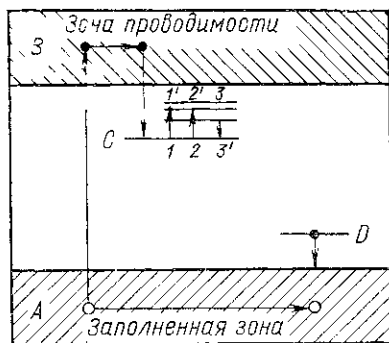
Таким образом, чистые щелочно-галогенидные соединения не годятся для применения в качестве дозиметрических систем. Положение, однако, меняется, если щелочно-галогенидные соединения содержат определенные химические добавки в виде твердого раствора. Ионы серебра Ag^+ существенно улучшают люминесцентные свойства кристаллов.

До облучения кристалл, активированный серебром, прозрачен к ультрафиолетовому свету. Следовательно, не может возникнуть и люминесцентное возбуждение при освещении светом со спектром, близким к ультрафиолетовой области. После воздействия ионизирующим излучением возникают полосы поглощения вблизи ультрафиолетовой области, объясняемые образованием в результате

облучения центрам, содержащим атомы и ионы серебра. Последующее облучение ультрафиолетовым светом приводит к тому, что некоторые из этих центров обуславливают видимую люминесценцию. Например, в кристалле $NaCl$ с примесью ионов серебра возникают полосы поглощения с максимумом при 2500, 2800, 3100, 3400 и 4400 Å. Последний пик соответствует центру, не дающему люминесценцию. Остальные обусловлены центрами, испускающими люминесцентное свечение с максимумом соответственно при 2750, 4350, 5560 и 5670 Å.

Помимо щелочно-галогенидных кристаллов радиофотолюминесцентными свойствами обладают активированные серебром фосфатные стекла, являющиеся наиболее подходящими для дозиметрии. Природа центров и процессы, приводящие к люминесценции в стеклах, полностью еще не изучены.

Дозиметрические стекла специфически реагируют на кратковременное воздействие ионизирующим излучением: сразу после облучения увеличивается интенсивность радиофотолюминесценции (эффект накопления), а затем наблюдается ее затухание. Кинетика процесса зависит от температуры, основного состава стекла и от концентрации серебра в стекле. Типичные кривые показаны на рис. 41.



• Электрон o Дырка

Рис. 40. Механизм радиофотолюминесценции

По оси абсцисс отложено время, прошедшее после кратковременного облучения ионизирующим излучением; по оси ординат — интенсивность люминесценции. Параметром служит температура, при которой хранится стекло от момента облучения до момента измерения люминесценции, причем интенсивность люминесценции измеряется при комнатной температуре. Чем выше температура и выше концентрация серебра, тем быстрее наступает максимум свечения после прекращения облучения.

Один из возможных вариантов объяснения этих кривых основан на следующих рассуждениях.

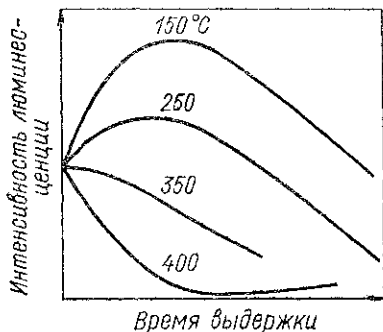


Рис 41 Зависимость интенсивности люминесценции стекол от времени выдержки

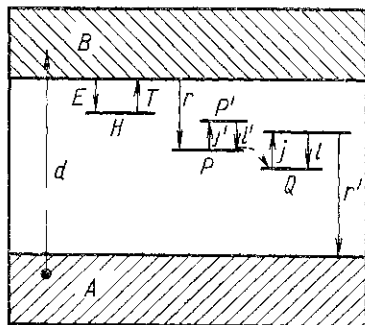


Рис 42 Кинетика люминесценции в стеклах

В необлученном стекле, активированном серебром, примесь серебра образует центры P со своими локальными энергетическими уровнями. Возможно также существование других локальных уровней H , которые неэффективны в отношении создания люминесценции (рис. 42).

Ионизирующее излучение переводит электроны в зону проводимости (переход d). Часть этих электронов непосредственно захватывается положительно заряженными атомами серебра или целыми агрегатами (переход r). Это приводит к созданию новых центров Q .

Часть электронов, попавших в зону проводимости, сначала захватывается на уровни H и лишь впоследствии осуществляет термические переходы обратно в зону проводимости (переход T), а отсюда они могут попасть на уровень P (переход r) и создать добавочно новые центры Q . Переходы j' и l' соответствуют возбуждению и испусканию света необлученного стекла, а переходы j и l — стекла после облучения.

Таким образом, сразу после облучения продолжается процесс образования центров люминесценции Q , что объясняет рост интенсивности свечения. Дальнейшее затухание можно объяснить рекомбинацией электронов, находящихся на возбужденных уровнях центра Q , с дырками (переход r').

С повышением температуры увеличивается вероятность перехода электронов, первоначально попавших на уровень H , в зону проводимости (переход T), что ускоряет процесс образования новых центров Q . С ростом концентрации серебра увеличивается число центров P , что повышает вероятность для электронов из зоны проводимости попасть на центр P по сравнению с захватом ловушкой H . Это может объяснить ускорение эффекта накопления при повышении температуры и концентрации серебра в стекле.

Заканчивая описание механизма радиофотолюминесценции, подчеркнем следующие характерные черты этого процесса:

1) спектр люминесценции обусловлен центрами, состоящими из положительно заряженных атомов серебра, нейтральных атомов и сложных конгломератов. Эти центры создаются под действием ионизирующего излучения с участием первоначально инкорпорированных ионов Ag^+ ;

2) созданные таким образом люминесцентные центры не разрушаются в процессе измерения люминесценции. Они только возбуждаются под действием измерительного света и затем люминесцируют. Эта процедура может повторяться неоднократно.

§ 45. РАДИОФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ДОЗИМЕТРЫ

В качестве радиофотолюминесцентных детекторов практическое значение для целей дозиметрии имеют только неорганические материалы, активированные серебром. Однако применение неорганических кристаллов связано со значительными трудностями, возникающими при их изготовлении. В СССР был предложен радиофотолюминесцентный дозиметр на основе поликристаллических таблеток хлористого натрия $NaCl (Ag)$, активированного серебром. Наибольшее распространение получили, однако, метафосфатные стекла.

Состав таких стекол определяет их основные дозиметрические качества: эффективный атомный номер, фоновую люминесценцию, относительную чувствительность, энергетическую зависимость. В табл. 8 приведены эти данные для некоторых распространенных стекол.

Оптические свойства активированных серебром фосфатных стекол иллюстрируются на рис. 43. Необлученное стекло обладает некоторой полосой поглощения (кривая 1). Ионизирующее излучение создает новую полосу оптического поглощения вблизи ультрафиолетовой области (кривая 2), что вызвано образованием новых центров, включающих атомы серебра. Оптическое возбуждение в пределах этого нового спектра поглощения вызывает оранжевую люминесценцию, интенсивность которой является мерой дозы ионизирующего излучения (кривая 3).

С повышением дозы излучения увеличивается поглощение вблизи ультрафиолетовой области и длинноволновая часть спектра перекрывается частично со спектром люминесценции. Поэтому в процессе измерения часть света люминесценции поглощается теми же цент-

Состав и свойства некоторых радиофотолуминесцентных стеклянных дозиметров

Состав, %						Фон (эквивалентная доза в радах для γ излучения)	Относительная чувствительность по γ излучению	$Z_{эф}$	Энергетическая за- висимость*
Ag	Al	Li	P	O	Другие элементы				
4,3	4,7	—	28,4	44,1	10,8 Ba 7,7 K	10,0	1,0	28,0	32,0
4,3	4,7	1,9	33,7	52,3	3,1 Mg	10,0	1,0	17,6	10,0
4,2	4,6	3,6	33,3	53,5	0,8 B	0,2	2,2	17,5	10,0
2,4	3,5	2,5	33,8	52,5	0,5 Be 4,7 Na	0,7	1,9	15,4	7,3
4,6	3,1	4,7	34,1	52,6	0,9 Mg	0,15	2,1	17,9	11,0
0,6	0,5	7,3	34,7	55,9	1,0 B	0,1	3,1	12,6	4,0

* Отношение чувствительности для γ квантов с энергией 50 кэВ к чувствительности для γ квантов с энергией 1 МэВ

рами, которые образовались под действием ионизирующего излучения. Это приводит к тому, что интенсивность радиофотолуминесценции дозиметра вначале линейно растет с увеличением дозы, затем достигает максимума и при дальнейшем повышении дозы падает.

Исследования показали, что состав стекол может меняться в широких пределах без серьезного влияния на радиофотолуминесценцию. Например, изготавливались экспериментальные образцы с большим содержанием P_2O_5 , B_2O_3 , SiO_2 и других окислов. Практическое распространение получили стекла, содержащие небольшое число металлических метафосфатов, таких, как $Al(PO_3)_3$, $Mg(PO_3)_2$, $Ba(PO_3)_2$, KPO_3 , $NaPO_3$ и $LiPO_3$ с добавкой B_2O_3 или SiO_2 для повышения устойчивости к атмосферным влияниям. Рассмотрим соответствие стеклянных дозиметров дозиметрическим требованиям.

Фон. Обусловлен наличием центров люминесценции независимо от облучения. Фоновая люминесценция необлученных стекол в начальной стадии их исследования была велика и соответствовала экспозиционной дозе γ -излучения до 40 Р. В настоящее время благодаря использованию чистых материалов и специальной технологической обработке удается снизить фоновую люминесценцию до значения, эквивалентного 0,3 Р.

Чувствительность. Эта характеристика дозиметра определяется концентрацией серебра, а также видом других компонентов. Например, в одном исследовании $LiPO_3$ заменили $Mg(PO_3)_2$, что привело к снижению чувствительности в 20 раз. Этот эффект пока трудно объяснить или предсказать. Что касается концентрации атомов серебра, то максимальная радиофотолуминесценция наблюдается при содержании серебра 1—2%. Однако у обычно рекомендуемых стеклянных дозиметров содержание серебра составляет 2,5—4,5%.

Это вызвано тем, что нарастание интенсивности люминесценции после прекращения облучения (эффект накопления) при низкой концентрации серебра идет слишком медленно.

Наличие эффекта накопления, т. е. увеличение интенсивности люминесценции после прекращения облучения, приводит к тому, что понятие чувствительности радиофотолюминесцентных дозиметров необходимо отнести к фиксированному моменту времени после облучения.

Удобнее всего определять чувствительность по максимальной люминесценции. Дозиметр тем лучше, чем быстрее люминесценция достигает максимума и чем дольше она сохраняется постоянной

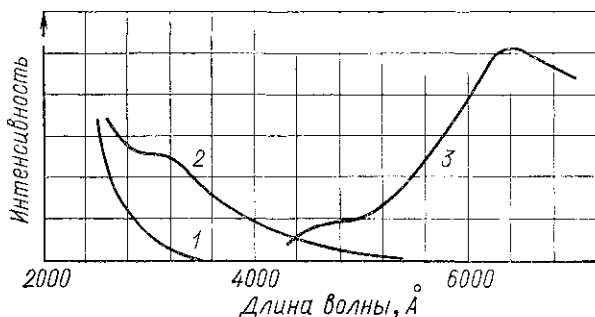


Рис 43 Оптические свойства фосфатных стекол

без заметного затухания. К сожалению, эти два требования противоречат одно другому: чем быстрее проявляется эффект накопления, тем заметнее эффект затухания после достижения максимальной интенсивности, и, наоборот, стекла с медленным нарастанием люминесценции значительно дольше затем дают максимальное свечение без заметного затухания. Некоторые практически применяемые стекла сохраняют постоянную интенсивность люминесценции в пределах $\pm 10\%$ в течение нескольких лет, начиная с 2 ч после облучения.

Пределы измерения. Интенсивность радиофотолюминесценции линейно зависит от дозы в пределах от одного до нескольких тысяч рентген. При дозе порядка $(3 \div 5) \cdot 10^4$ Р интенсивность люминесценции достигает максимума, а затем спадает.

Верхний предел можно увеличить, если не измерять красно-оранжевую область спектра люминесценции, а ограничиться более коротковолновой частью.

Стекла, которые подвергают облучению в высокой дозе, оказываются заметно окрашенными; обычно радиофотолюминесцентные стекла выглядят светло-желтыми при 10^4 Р, желто-коричневыми при 10^5 Р, темно-коричневыми при 10^6 Р и почти черными при 10^7 Р.

Нижний предел измерения определяется фоновой люминесценцией и у лучших образцов дозиметров составляет несколько сот миллирентген.

По отношению к мощности дозы чувствительность сохраняется постоянной в широких пределах; некоторые эксперименты показывают отсутствие эффекта мощности дозы вплоть до 10^{10} Р/с.

Влияние света. Чувствительность стекол к свету зависит от предшествующего облучения ионизирующим излучением и от длины волны фотонов. Инфракрасный свет увеличивает эффект накопления и последующие затухания люминесценции.

Ультрафиолетовая область спектра вызывает очень медленное разрушение радиофотолуминесцентных центров. Этот эффект мал и практически не сказывается на результатах измерения, однако длительное воздействие солнечных лучей приводит к заметной потере радиофотолуминесценции.

Обычный рассеянный дневной свет не вызывает заметных эффектов в стекле.

В заключение приведем характеристики разработанного в СССР радиофотолуминесцентного дозиметра ДФМ-1 (дозиметр фотолуминесцентный медицинский). Дозиметр предназначен для измерения дозных полей в фантомах и относительного измерения внутривольной дозы при лучевой терапии.

В качестве детектора использовано радиофотолуминесцентное стекло размером $10 \times 5 \times 3$ мм; диапазон измеряемой дозы 50—5000 Р при мощности дозы 1—100 Р/мин. Погрешность измерения в диапазоне до 200 Р составляет $\pm 20\%$; для более высокой дозы $\pm 10\%$.

§ 46. МЕХАНИЗМ РАДИОТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Под радиотермолюминесценцией понимают такой процесс, при котором аккумулированная в кристалле энергия ионизирующего излучения преобразуется в энергию флюоресценции под действием теплового возбуждения.

Механизм радиотермолюминесценции можно объяснить на основе представлений, изложенных в предыдущих параграфах.

Рассмотрим вначале чистый кристалл, обладающий дефектами. Под действием ионизирующего излучения создаются центры, обусловленные захватом электронов или дырок вакансиями (F и V на рис. 44). Затем под действием тепла электрон, локализованный в центре F , может перейти в зону проводимости (переход 1). Блуждая по кристаллу, этот электрон может прорекомбинировать с дыркой, локализованной в центре V (переход 2); при этом возникает люминесценция.

Переход 1 может быть вызван поглощением инфракрасной области света. В этом случае происходит оптически стимулированная люминесценция. Если глубина ловушек невелика, то освобождение электронов с уровней захвата и перевод их в зону проводимости могут происходить вследствие обычного теплового движения при нормальной температуре; для достаточно глубоких ловушек необходим дополнительный нагрев кристалла.

Отличительной чертой этого процесса является разрушение центров окраски в процессе измерения независимо от способа возбуждения (нагрев, обычное тепловое движение, облучение инфракрасным светом). Таким образом, *радиотермолюминесценция* — это процесс люминесценции, связанный с разрушением центров, созданных под действием ионизирующего излучения.

Для краткости обычно вместо «радиотермолюминесценция» употребляют термин «термолюминесценция».

Рассмотрим процесс термолюминесценции кристалла, активированного примесью. На рис. 45 показана схема энергетических уровней кристалла с примесью серебра в качестве активатора.

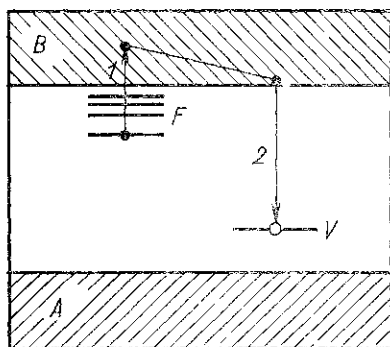


Рис. 44. Механизм термолюминесценции беспримесного кристалла

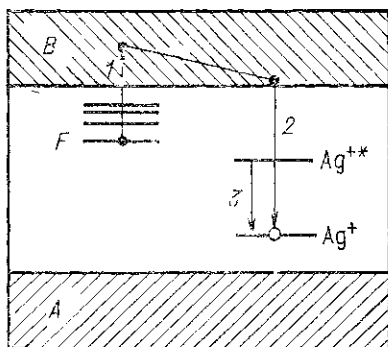


Рис. 45. Механизм термолюминесценции кристалла, активированного серебром

Ионизирующее излучение освобождает электрон, который захватывается ловушкой с образованием F -центра. Образовавшаяся дырка оказывается связанной с ионами серебра Ag^+ .

Последующее возбуждение освобождает электрон из ловушки и переводит его в зону проводимости (переход 1). Затем электрон рекомбинирует с дыркой (переход 2), в результате чего ион активатора Ag^+ оказывается в возбужденном состоянии Ag^{+*} . Возбужденный ион быстро возвращается в основное состояние с испусканием характеристической люминесценции (переход 3).

Спектр люминесценции определяется природой активатора. Так, свечение Ag^+ находится в ультрафиолетовой — голубой области, Mn^{2+} дает зелено-оранжевое свечение. Примерами активированных фосфоров могут служить $CaF_2 — Mn$, $CaSO_4 — Mn$, $NaCl — Ag$, $KCl — Ag$.

Следовательно, одни и те же соединения могут обладать радиофотолюминесценцией и термолюминесценцией. По сравнению с радиофотолюминесценцией можно указать следующие отличительные особенности процесса термолюминесценции.

1. Спектр термолюминесцентной эмиссии является характерным для ионов активатора (например, Ag^+), первоначально инкорпорированных в кристалл.

2. Центры окраски, созданные ионизирующим излучением, разрушаются в процессе измерения. Следовательно, термолюминесцентный дозиметр после процедуры измерения теряет информацию о дозе излучения.

§ 47. КИНЕТИКА ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

На рис. 44 и 45 упрощенно поясняется механизм термолюминесценции, электронно-кинетическая модель которой в действительности выглядит сложнее. В частности, возможен обратный переход на уровень F электронов из зоны проводимости, которые попали туда в результате термического возбуждения. Такая возможность учтена на рис. 46, где F — прежний уровень ловушек, а V — уровень захвата дырок дефектного или примесного происхождения.

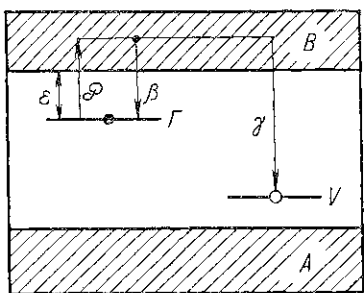


Рис. 46. Кинетика радиотермолюминесценции

Рассмотрим кинетику термолюминесценции в соответствии с этой моделью. Пусть первоначально кристалл подвергался воздействию ионизирующего излучения, в результате чего часть электронов из заполненной валентной зоны перешла в зону проводимости B , а оттуда часть из них попала в ловушки на уровнях F .

При нагреве кристалла до температуры T (термическое возбуждение) электроны с некоторой вероятностью могут перейти с уровней F в зону проводимости (переход \mathcal{P}), а оттуда попасть на уровень V , в результате чего возникает люминесценция; одновременно возможен обратный переход (переход β) электронов из зоны проводимости на уровни F .

Пусть n_n — число электронов в зоне проводимости в некоторый момент времени t ; n — число электронов в ловушках на уровнях F ; f — число дырок на активаторных уровнях V ; N — число уровней F (число ловушек), как заполненных, так и незаполненных.

Будем полагать, что все уровни F находятся на одной и той же энергетической глубине ϵ , считая от зоны проводимости. Тогда изменение числа электронов можно представить следующими уравнениями:

$$\left. \begin{array}{l} \text{а) } \frac{dn_n}{dt} = -dn/dt + df/dt; \\ \text{б) } \frac{dn}{dt} = \beta n_n (N - n) - \mathcal{P}n; \\ \text{в) } \frac{df}{dt} = -\gamma n_n f, \end{array} \right\} \quad (47.1)$$

где \mathcal{P} — отнесенная к единице времени вероятность перехода электронов с уровня F в зону проводимости при температуре T ; β и γ — коэффициенты, связанные с вероятностью перехода электронов из зоны проводимости соответственно на уровни F и V .

Действительно, уменьшение числа дырок на уровнях V и увеличение числа электронов на уровнях F связаны с увеличением числа электронов в зоне проводимости [первое уравнение (47.1)]. Второе уравнение описывает изменение числа электронов на уровнях F , обусловленное их переходом с вероятностью \mathcal{P} в зону проводимости и обратным переходом из зоны проводимости. Число электронов, возвращающихся из зоны проводимости, пропорционально числу незаполненных ловушек ($V - n$) и числу электронов в зоне проводимости.

Изменение числа дырок на уровнях V связано с приходом электронов из зоны проводимости [третье уравнение (47.1)]. В каждый данный момент времени число электронов в зоне проводимости, на уровнях F и число дырок связаны очевидным соотношением

$$f = n + n_{\Pi}. \quad (47.2)$$

Уравнения (47.1) представляют систему, решение которой дало бы зависимость в явном виде числа электронов и дырок от времени. Однако в общем виде не удастся получить решение, которое выразилось бы элементарными функциями. В ряде случаев можно ввести значительные упрощения. Для люминофоров с большим временем пребывания на уровнях захвата справедливо положить, что число электронов в ловушках значительно больше числа электронов в зоне проводимости; в этом случае $n \gg n_{\Pi}$, $f \approx n$ и $df/dt = dn/dt$. Из первого уравнения (47.1) получаем

$$n_{\Pi} = -\frac{1}{\gamma} \frac{1}{n} \frac{dn}{dt}. \quad (47.3)$$

Подставив значение n_{Π} из формулы (47.3) во второе уравнение (47.1), после несложных преобразований получим следующее уравнение для числа электронов на уровнях F :

$$\left[1 + \frac{\beta}{\gamma} \left(\frac{N}{n} - 1 \right) \right] \frac{dn}{dt} + \mathcal{P}n = 0. \quad (47.4)$$

Число актов люминесценции пропорционально числу переходов электронов из зоны проводимости на уровни V . Каждый такой переход приводит к изменению числа локализованных дырок; интенсивность люминесценции I оказывается пропорциональной df/dt . В нашем случае с точностью до постоянного множителя

$$I = dn/dt. \quad (47.5)$$

§ 48. КРИВАЯ ТЕРМОВЫСВЕЧИВАНИЯ

Процедура измерения дозы термолюминесцентным дозиметром сводится к тому, что облученный дозиметр нагревается и в процессе нагрева измеряется интенсивность свечения люминесценции. Пол-

ная светосумма, выделившаяся в процессе нагрева, является мерой поглощенной дозы. Кривая, выражающая зависимость интенсивности люминесценции от температуры люминофора при непрерывном нагреве, называется *кривой термовысвечивания*. Часто вместо температуры указывают время нагрева. Типичный вид кривой термовысвечивания показан на рис. 47. Она может иметь один или несколько пиков I—III, соответствующих ловушкам с различной глубиной расположения по отношению к зоне проводимости. Пунктиром изображена фоновая люминесценция, возникающая при нагреве необлученного люминофора.

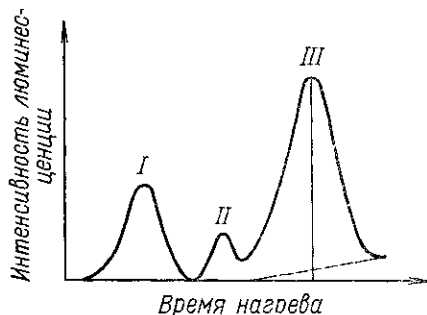


Рис 47 Кривая термовысвечивания

Аналитическое выражение для кривой термовысвечивания можно получить, лишь сделав ряд упрощающих предположений. По-прежнему будем считать, что имеется лишь один вид электронных ловушек с одной и той же глубиной залегания ϵ . Примем, далее, что каждый освобожденный из ловушки электрон обязательно рекомбинирует с положительной дыркой с испусканием люминесценции. Это равносильно предположению, что в уравнении (47.4) $\beta/\gamma = 0$. В этом случае из уравнений (47.4) и (47.5) получаем

$$I = dn/dt = -\mathcal{P}n. \quad (48.1)$$

Перевод электронов из ловушки в зону проводимости происходит в результате термического возбуждения, при котором электроны приобретают энергию, достаточную для преодоления энергетического барьера ϵ . Электроны в ловушках имеют максвелловское распределение по энергиям, и вероятность \mathcal{P} освободиться электрону в единицу времени из ловушки глубиной ϵ при температуре T имеет вид

$$\mathcal{P} = \nu \exp(-\epsilon/kT), \quad (48.2)$$

где ν — коэффициент, имеющий размерность частоты и связанный с частотой колебаний кристаллической решетки; k — постоянная Больцмана.

При термовозбуждении можно задать любую программу нагрева люминофора. Примем, что нагрев кристалла происходит с постоянной скоростью, так что

$$T = T_0 + \beta t, \quad (48.3)$$

где T_0 — температура в начальный момент времени; t — время нагрева, а β — постоянный коэффициент. Подставив (48.2) в формулу (48.1), получим

$$dn/dt = -n\nu \exp(-\epsilon/kT) \quad (48.4)$$

или

$$dn/n = -v \exp(-\varepsilon/kT) dt. \quad (48.5)$$

Из формулы (48.3) получаем

$$dt = dT/\beta$$

и после интегрирования

$$n = n_0 \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{v}{\beta} \exp(-\varepsilon/kT) dT \right] \quad (48.6)$$

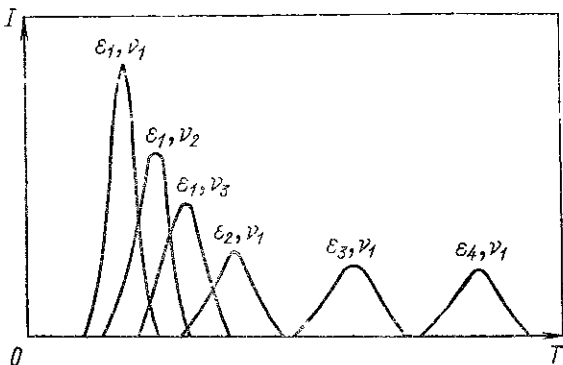


Рис 48 Теоретическая зависимость интенсивности люминесценции I от температуры T при различных значениях параметров ε и ν $\varepsilon_1 < \varepsilon_2 < \varepsilon_3 < \varepsilon_4$, $\nu_1 > \nu_2 > \nu_3$

Из формул (48.1), (48.4) и (48.6) получим следующее выражение для интенсивности люминесценции:

$$I = n_0 v \exp(-\varepsilon/kT) \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{v}{\beta} \exp(-\varepsilon/kT) dT \right]. \quad (48.7)$$

Формула (48.7) является математическим представлением кривой высвечивания для фосфоров, имеющих ловушки только одного типа. Значение интенсивности по этой формуле можно определить лишь приближенно путем численного интегрирования.

На рис. 48 показана зависимость интенсивности I от температуры T , рассчитанная по формуле (48.7) для различных значений ε и ν .

Вначале с повышением температуры люминесценция увеличивается, так как растет число электронов, освобожденных из ловушек, достигает максимума при некотором значении температуры T_m , а затем падает вследствие уменьшения запаса электронов в ловушках. Максимум сдвигается в сторону больших температур при увеличении ε и β и при уменьшении ν .

Из предыдущих формул легко получить

$$Idt = dn \text{ или } IdT = \beta dn.$$

Отсюда площадь под кривой термовысвечивания S равна

$$S = \int_0^T IdT = \beta \int_0^{n_0} dn = \beta n_0. \quad (48.8)$$

Здесь принято, что в результате нагрева все ловушки «опустошаются». Площадь под кривой термовысвечивания оказывается пропорциональной числу первоначально захваченных в ловушки электронов n_0 ; число электронов n_0 , в свою очередь, пропорционально поглощенной дозе.

Для определенного типа ловушек (ϵ и ν фиксированы) и при заданном значении скорости нагрева β высота пика также пропорциональна числу электронов n_0 , а следовательно, и дозе. Таким образом, есть две возможности определения дозы излучения: по измерению площади под кривой высвечивания и по высоте пика при температуре T_m .

Если фосфор содержит несколько различных типов ловушек, то каждая из них характеризуется своими значениями ϵ и ν ; кривая высвечивания в этом случае имеет несколько пиков. Те ловушки, которые имеют низкое значение ϵ и большое ν , плохо сохраняют запас энергии. Так, ловушки с глубиной залегания $\epsilon \leq 0,8$ эВ и со значением $\nu \geq 10^9$ с⁻¹ заметно опустошаются в течение нескольких часов при комнатной температуре.

Связь между температурой T_m , соответствующей максимальному значению интенсивности люминесценции, и β , ϵ , ν можно вывести из приведенных уравнений.

Из формул (48.1) и (48.6) получаем

$$I = \nu \exp(-\epsilon/kT). \quad (48.9)$$

Для $T = T_m$ должно быть $dI/dT = 0$. Продифференцируем уравнение (48.9):

$$\frac{dI}{dT} = \nu \exp(-\epsilon/kT) \frac{dn}{dT} + n \frac{\nu \epsilon}{kT^2} \exp(-\epsilon/kT).$$

Приравнивая производную нулю, получаем

$$-\frac{\epsilon}{kT_m^2} (dT)_{T=T_m} = \left(\frac{dn}{n} \right)_{T=T_m}. \quad (48.10)$$

Учитывая, что $dt = dT/\beta$, из формулы (48.5) получаем

$$\left(\frac{dn}{n} \right)_{T=T_m} = -\frac{\nu}{\beta} \exp(-\epsilon/kT_m) (dT)_{T=T_m}. \quad (48.11)$$

Подставив значение $(dn/n)_{T=T_m}$ из формулы (48.11) в (48.10), после простых преобразований получим искомое соотношение

$$\frac{\epsilon}{kT_m^2} = \frac{\nu}{\beta} \exp(-\epsilon/kT_m). \quad (48.12)$$

В реальной ситуации формула (48.12) может оказаться неприменимой. При определенных экспериментальных условиях справедливо приближенное эмпирическое соотношение $\varepsilon = 25kT_m$.

Наличие пика кривой высвечивания объясняется тем, что с ростом температуры количество зарядов, освобожденных с уровней захвата, возрастает и интенсивность люминесценции увеличивается; одновременно с этим, однако, уменьшается число электронов в зоне проводимости, что приводит к снижению интенсивности люминесценции.

Эти два конкурирующих процесса и определяют форму кривой высвечивания.

§ 49. ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ И МОЩНОСТИ ДОЗЫ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДОЗИМЕТРОВ

Зависимость чувствительности термолюминесцентных дозиметров (ТЛД) от дозы и мощности дозы излучения определяется двумя факторами: числом ловушек в фосфоре и глубиной их залегания.

Пусть фосфор имеет N электронных ловушек с одинаковой глубиной ε . Пусть, далее, в некоторый момент времени после начала облучения оказались заполненными n ловушек. Тогда в момент времени t пустыми будут $N - n$ ловушек. Заполнение ловушек электронами, освобожденными излучением, есть процесс статистический, поэтому число ловушек, заполняемых в единицу времени, пропорционально числу свободных ловушек $N - n$ и мощности дозы излучения P .

Однако вследствие теплового излучения часть электронов будет покидать ловушки. Число ловушек, опустошаемых в единицу времени, равно $n\mathcal{P}$, где \mathcal{P} — вероятность, определяемая формулой (48.2).

Теперь можно написать следующее уравнение, описывающее изменение числа захваченных ловушками электронов:

$$dn/dt = aP(N - n) - n\mathcal{P}. \quad (49.1)$$

Постоянная a равна относительному числу пустых ловушек, заполняемых при воздействии излучения единичной дозы.

Положим, что мощность дозы постоянна во времени. Примем также, что до облучения все N ловушек были пустыми, т. е. $n = 0$ при $t = 0$. Тогда, интегрируя уравнение (49.1), получаем

$$n = \frac{aNP}{\mathcal{P} + aP} \{1 - \exp[-(\mathcal{P} + aP)t]\}. \quad (49.2)$$

Выход термолюминесценции пропорционален числу заполненных ловушек. Доза излучения $D = Pt$, поэтому чувствительность ТЛД по дозе

$$\frac{n}{D} = \frac{aN}{(\mathcal{P} + aP)t} \{1 - \exp[-(\mathcal{P} + aP)t]\}. \quad (49.3)$$

В формулах (49.2) и (49.3) t — время облучения дозиметра. Формула (49.3) показывает характер изменения дозовой чувствительности от времени облучения (т. е. от дозы) и от мощности дозы P . Дозовая чувствительность в общем случае уменьшается с увеличением дозы; при фиксированном времени облучения t чувствительность также уменьшается с увеличением мощности дозы. Эти закономерности иллюстрируются кривыми на рис. 49, полученными для дозиметра с люминофором $\text{CaSO}_4\text{—Mn}$. Чтобы уяснить влияние мощности дозы на чувствительность при фиксированном значении D , подставим в формулу (49.3) значение $t = D/P$, тогда

$$\frac{n}{D} = \frac{aN}{(\mathcal{P}/P + a)D} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{\mathcal{P}}{P} + a \right) D \right] \right\} \quad (49.4)$$

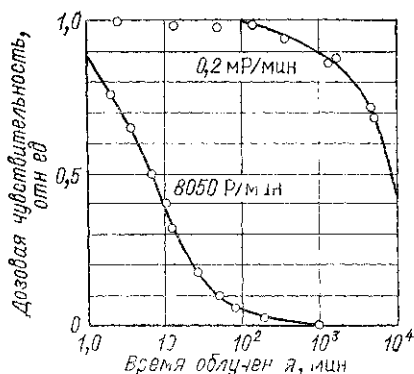


Рис 49 Зависимость чувствительности дозиметра на основе $\text{CaSO}_4\text{—Mn}$ от мощности дозы излучения

Из формулы (49.4) следует, что при заданном значении дозы излучения чувствительность растет с увеличением мощности дозы. Это объясняется тем, что с ростом P уменьшается время, необходимое для накопления заданной дозы, и, следовательно, уменьшается число электронов, покинувших ловушки в результате энергии теплового движения.

Через достаточно большой промежуток времени после начала облучения устанавливается равновесие: число захваченных в единицу времени электронов ловушками равно числу освобожденных из ловушек электронов. В этом случае $dn/dt = 0$, и из формулы (49.1) получим для равновесного числа заполненных ловушек

$$n_{\infty} = N/[1 + \mathcal{P}/(aP)]. \quad (49.5)$$

Напомним, что интегральный выход термолюминесценции пропорционален числу заполненных ловушек. Формула (49.5) соответствует области насыщения, когда выход люминесценции не зависит от дозы излучения. В условиях насыщения выход люминесценции определяется глубиной ловушек (через величину \mathcal{P}) и мощностью дозы P .

Рассмотрим частные случаи формулы (49.3):

а) $n \ll N$, т. е. число ловушек достаточно велико или доза достаточно мала. Тогда вместо уравнения (49.1) получим

$$dn/dt = aPN - n\mathcal{P}, \quad (49.6)$$

а вместо формулы (49.3)

$$n/D = (aN/\mathcal{P}t)[1 - \exp(-\mathcal{P}t)]. \quad (49.7)$$

Чувствительность изменяется с изменением времени облучения от максимального значения, равного aN , до нуля, причем это изменение полностью обусловлено энергией теплового движения. При фиксированном времени облучения чувствительность не зависит ни от D , ни от P ;

б) $\mathcal{P} \approx 0$, что соответствует большому значению энергии ϵ (глубокие ловушки). При этом условии

$$n/D = (N/Pt) [1 - \exp(-aPt)],$$

или

$$n/D = (N/D) [1 - \exp(-aD)]. \quad (49.8)$$

В этом случае чувствительность зависит от дозы излучения, но не зависит от времени ее накопления и мощности дозы;

в) $n \ll N$ или доза достаточно мала, а $\mathcal{P} \approx 0$ или энергия ϵ достаточно велика. При этих условиях легко получить, что

$$n/D = aN, \quad (49.9)$$

т. е. дозовая чувствительность дозиметра постоянна независимо от условий облучения. Этот случай является наиболее благоприятным с точки зрения практической дозиметрии.

§ 50. ЗАТУХАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

За время между облучением фосфора ионизирующим излучением и измерением термолюминесценции может уменьшиться число электронов в ловушках и измениться их распределение по ловушкам различного типа. Связанное с этим уменьшение светосуммы люминесценции получило название затухания люминесценции.

Изменение числа электронов в ловушках при постоянной температуре можно получить из уравнения (47.4) при некоторых предположениях об отношении β/γ .

Пусть $\beta/\gamma = 1$. Это означает, что скорость уменьшения числа электронов в зоне проводимости за счет их захвата ловушками равна скорости их уменьшения за счет рекомбинации с дырками. Уравнение (47.4) преобразуется в этом случае в уравнение вида

$$dn/dt = -\mathcal{P}n^2/N. \quad (50.1)$$

Если при $t = 0$ число электронов в ловушках было n_0 , то из уравнения (50.1) получаем следующее число заполненных ловушек в момент времени t :

$$n = n_0/[1 + \mathcal{P}n_0t/N]. \quad (50.2)$$

Для произвольного значения отношения β/γ возможно лишь приближенное решение уравнения (47.4), которое имеет следующий вид:

$$n = n_0/(1 + at)^b, \quad (50.3)$$

где a и b — константы.

Практически важен случай, когда $\beta/\gamma = 0$. Это означает, что вероятность возврата электрона в ловушку после термического освобождения пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью его перехода из зоны проводимости на активаторный уровень V . Уравнение (47.4) при этом условии принимает вид

$$dn/dt = -\mathcal{P}n \quad (50.4)$$

и изменение числа электронов в ловушках выражается следующей формулой:

$$n = n_0 \exp(-\mathcal{P}t), \quad (50.5)$$

где t — время, прошедшее от момента прекращения облучения; при этом температура кристалла T в течение этого времени остается постоянной. Отношение n/n_0 есть относительное число электронов, оставшихся в ловушках к моменту времени t . Следовательно, среднее время жизни электрона в ловушке равно

$$\tau = \int_0^{\infty} \exp(-\mathcal{P}t) t dt = 1/\mathcal{P}. \quad (50.6)$$

Это же время равно среднему времени существования центра окраски F после прекращения облучения. Раскрывая значение \mathcal{P} по формуле (48.2), получаем связь между средним временем жизни электрона в ловушке и температурой T , при которой хранится облученный люминофор:

$$\tau = \exp(\varepsilon/kT)/v. \quad (50.7)$$

Как и следовало ожидать, люминофор тем устойчивее к затуханию люминесценции, чем больше ε и чем ниже температура его хранения.

Скорость опустошения ловушек в период хранения люминофора не остается постоянной. Подставив формулу (50.5) в (51.4), получим

$$dn/dt = -\mathcal{P}n_0 \exp(-\mathcal{P}t). \quad (50.8)$$

Скорость опустошения убывает с течением времени по экспоненте, однако для каждого момента времени существует такая температура хранения люминофора, при которой скорость исчезновения центров F оказывается максимальной.

Действительно, производная dn/dt по формуле (50.8) при данном значении t имеет максимальное значение, если $\mathcal{P} = 1/t$, что равносильно условию [см. формулу (48.2)]:

$$T = \varepsilon/[k \ln(vt)]. \quad (50.9)$$

Еще раз напомним, что здесь t — время хранения люминофора при постоянной температуре T . Формула (50.9) определяет такую температуру хранения, при которой в момент времени t скорость опустошения ловушек оказывается максимальной по сравнению с другими условиями хранения (при другой температуре).

Экспериментальное исследование затухания люминесценции может дать полезные сведения о люминофоре.

Введем в рассмотрение время $t_{1/2}$, в течение которого число электронов в ловушках уменьшается в два раза. При $t = t_{1/2}$ $n_0/n = 2$. С помощью формул (50.5) и (48.2) легко получить следующее соотношение:

$$t_{1/2} = (\ln 2/v) \exp(\varepsilon/kT). \quad (50.10)$$

Прологарифмировав уравнение (50.10), получим

$$\ln t_{1/2} = A + B/T, \quad (50.11)$$

где

$$A = \ln (\ln 2/v); \quad B = \varepsilon/k.$$

Зависимость $\ln t_{1/2}$ от $1/T$ можно получить экспериментально. Для этого необходимо при различных температурах хранения люминофора определить время, в течение которого число электронов, запасенных в ловушках, уменьшается в два раза. Для этого надо измерять светосумму термолюминесценции через разное время хранения люминофора при заданной температуре; затем всю процедуру повторить при другой температуре хранения и так до тех пор, пока не получится достаточно данных для построения искомой зависимости. При этом имеется в виду, что светосумма термолюминесценции пропорциональна числу электронов в ловушках.

Если экспериментальные точки ложатся на прямую, то это дает указание о кинетике процесса. Наклон прямой дает оценку глубины ε , а экстраполированное значение при $1/T = 0$ дает оценку параметра v .

§ 51. ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ДОЗИМЕТРЫ

Для практического применения в целях дозиметрии предложено около десяти различных фосфоров. Каждый из них имеет свои особенности, и применимость их в качестве ТЛД определяется выполнением следующих основных требований:

- а) чувствительность фосфора только к ионизирующему излучению;
- б) высокий выход люминесценции;
- в) линейная зависимость выхода люминесценции от дозы в возможно более широком интервале дозы;
- г) отсутствие затухания люминесценции (глубокие ловушки) в широком диапазоне температуры;
- д) малая зависимость чувствительности от мощности дозы и энергии ионизирующего излучения;
- е) подходящий спектр люминесценции;
- ж) дешевизна и возможность массового производства.

Ниже дано описание наиболее распространенных или перспективных термолюминесцентных материалов.

Фтористый кальций CaF_2 . В ТЛД могут быть применены как природные соединения фтористого кальция, так и синтетические монокристаллы CaF_2 . Природный CaF_2 проявляет сильную радиотермолюминесценцию, однако основные параметры изменяются от образца к образцу. Кривые высвечивания имеют несколько максимумов; три главных находятся в интервалах температуры 70—100, 150—190 и 250—300° С.

Кривая высвечивания ТЛД на основе природного CaF_2 имеет пять максимумов с наибольшей высотой при 260° С. Показания линейны в пределах дозы от нескольких миллирентген до более чем 5000 Р с погрешностью $\pm 2\%$. Измерение дозы производится по высоте четвертого пика, который достаточно стабилен.

Широкое распространение получают ТЛД на основе синтетического CaF_2 , активированного марганцем. Кривая высвечивания у этих дозиметров имеет только один максимум, обычно при температуре $T_0 = 260^\circ \text{C}$. Спектр термолюминесценции охватывает область от 4500 до 6000 Å с максимумом при 5000 Å. Эти кристаллы обладают малым затуханием люминесценции, так как имеют достаточно глубокие ловушки. Они теряют не более 10% запасенной энергии в течение первых 16 ч хранения; затем затухание составляет не более 1% в сутки. Чувствительность не зависит от мощности дозы по крайней мере до 7000 Р/мин.

Фтористый литий LiF. Этот тип фосфора имеет различные характеристики термолюминесценции в зависимости от природы и способа приготовления. Спектр термолюминесценции находится в пределах от 3800 до 5500 Å с максимумом около 4000 Å.

Нижний предел измерения дозы порядка 1—10 Р. Световыход линейно зависит от дозы примерно до 700 Р, затем становится пропорциональным примерно $D^{1.2}$ до значения $3 \cdot 10^4$ Р, после чего наступает эффект насыщения. Верхний предел, определяемый насыщением, — порядка 10^5 Р. Такое необычное поведение фосфора может быть вызвано побочными эффектами, например триболюминесценцией. По отношению к мощности дозы чувствительность остается постоянной, по крайней мере до значений порядка 10^3 Р/с.

Затухание люминесценции составляет не более 5% после 48-часового хранения при температуре ниже 50° С; считается, что дозиметр LiF можно использовать при температуре окружающей среды от 0 до 60° С.

Сульфат кальция, активированный марганцем, $\text{CaSO}_4 \rightarrow \text{Mn}$. Этот тип фосфора имеет простую кривую высвечивания с одним максимумом в районе 80—100° С. Фосфор может быть приготовлен в двух видах: либо в виде спрессованного порошка, либо в виде монокристалла. Способ приготовления влияет на значение пиковой температуры T_0 . Так, монокристалл имеет значение T_0 около 80° С, а порошок — около 100° С. Кроме того, монокристалл имеет очень небольшой пик около 235° С. Спектр термолюминесценции находится в пределах 4400—5900 Å с максимумом вблизи 5000 Å.

Нижний предел измерения определяется десятками микрорентген. Верхний предел — около 10^4 Р. Низкая глубина ловушек приводит к заметной зависимости чувствительности дозиметра от мощности дозы. Характер этой зависимости определяется формулой (49.4). На рис. 49 показаны результаты измерения дозовой чувствительности от времени облучения для двух значений мощности дозы. В условиях этих опытов постоянная a , входящая в формулу (49.4), оказалась равной $3,5 \cdot 10^{-5}$ Р $^{-1}$ в диапазоне мощности дозы 3 мкР/с — 134 Р/с.

Сульфат кальция, активированный самарием, $\text{CaSO}_4 \rightarrow \text{Sm}$. Кривая высвечивания обычно имеет три максимума, причем средний пик очень слабый, а последний содержит 70—90% всей светосуммы. Расположение пиков соответствует длинам волн 5600, 5950 и 6200 Å. Максимальный пик соответствует очень глубоким ловушкам ($T_0 = 400^\circ \text{C}$), что делает дозиметр устойчивым к высоким температурам. Однако без специальной обработки люминесценция заметно затухает в первоначальный момент. Чтобы избежать этого, необходимо перед измерением дозиметр прогреть.

Пропорциональность световыхода наблюдается лишь при небольших значениях экспозиционной дозы (до 100 Р). Выше этого значения световыход растет несколько быстрее, чем доза, но затем наступает обычный эффект насыщения. Разные исследователи указывают различные практические пределы измерения. Во всяком случае дозиметр применим в диапазоне дозы 10— 10^4 Р. Минимальное значение дозы, которое указывается отдельными исследователями, составляет 0,1 Р.

Наибольшее распространение в качестве чувствительных элементов термолюминесцентных дозиметров получили люминофоры LiF, CaF_2 —Mn и термолюминесцентные стекла.

Разработанные в СССР термолюминесцентные дозиметры на основе алюмофосфатных стекол (метод ИКС) имеют практические пределы измеряемой дозы 0,02— 10^4 рад. Энергетическая зависимость чувствительности дозиметров ИКС с компенсирующими фильтрами составляет $\pm 20\%$ для энергий фотонов выше 35 кэВ.

Разработки в области применения ТЛД направлены на повышение чувствительности, снижение ее энергетической зависимости, уменьшение фединга, автоматизацию процесса измерения. Исследования показывают применимость ТЛД для измерения дозы до 1 мрад. Фединг, определяемый потерей дозиметрической информации за 1 мес при комнатной температуре лучшими дозиметрами на основе LiF, укладывается в пределы до 1%, а на основе CaSO_4 — до 10%. Для ИКС фединг в течение месяца не обнаруживается. Один из способов уменьшения фединга — специальная температурная обработка дозиметра, снимающая второстепенные пики в спектре люминесценции. На фединг влияет также технология изготовления люминофора.

Фотолюминесцентные дозиметры обычно применяются в виде люминесцирующих стекол. Их дозиметрические свойства характе-

ризируются следующими показателями: нижний предел измерения 50 мрад, энергетическая зависимость чувствительности относительно тканезквивалентного материала до 10%, область энергий фотонного излучения (с компенсирующим фильтром) 40 кэВ — 3 МэВ, фединг примерно 1% за месяц.

В дозиметрии могут быть использованы также детекторы, основанные на явлении экзоелектронной эмиссии. Кинетика процесса в экзоелектронных детекторах схожа с кинетикой процесса в ТЛД. Электроны, попавшие под действием ионизирующего излучения в зону проводимости, затем захватываются локальными уровнями в запрещенной зоне (см. рис. 44). При дополнительном возбуждении электроны покидают ловушки и попадают снова в зону проводимости. Другими словами, они оказываются свободными с разрешенными значениями энергии, определяемыми шириной зоны проводимости. В этом состоянии часть электронов может обладать энергией, достаточной, чтобы покинуть кристалл. Число вышедших наружу электронов пропорционально числу электронов, первоначально захваченных ловушками, т. е. пропорционально поглощенной в кристалле энергии.

Вышедшие наружу кристалла электроны (так называемые экзоелектроны) обладают малой энергией (до 10 эВ), что накладывает определенные ограничения на возможность их регистрации. При использовании газоразрядных счетчиков для регистрации экзоелектронов необходимо детектор помещать непосредственно в чувствительный объем счетчика; для этой цели могут быть также применены электронные умножители.

Эмиссия электронов может быть вызвана или термической, или оптической стимуляцией. Наиболее перспективными представляются дозиметры на основе термостимулированной экзоелектронной эмиссии.

В заключение укажем на возможность использования в дозиметрии так называемой люлюминесценции — люлюминесценции, наблюдающейся в момент растворения некоторых твердых органических соединений. Полностью механизм люлюминесценции еще не изучен. Причина ее, однако, установлена: в органических соединениях, находящихся в твердом состоянии, под действием излучения возникают химически активные свободные радикалы, которые взаимодействуют между собой и с окружающими молекулами в момент растворения облученного вещества. Одним из результатов этого взаимодействия является люлюминесценция. Дозиметры на этой основе могут оказаться перспективными главным образом вследствие их идеальной тканезквивалентности.

**ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ И ХИМИЧЕСКИЙ МЕТОДЫ
ДОЗИМЕТРИИ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ****§ 52. ФОТОХИМИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ**

Фотографический метод дозиметрии основан на свойстве ионизирующего излучения воздействовать на чувствительный слой фотоматериалов аналогично видимому свету. Для целей дозиметрии обычно используют рентгеновские пленки, представляющие собой чувствительную эмульсию, нанесенную с одной или двух сторон на целлулоидную подложку. Основной составляющей эмульсии является бромистое или хлористое серебро, равномерно распределенное в слое желатины. Под действием ионизирующих частиц в центрах скрытого изображения восстанавливаются атомы металлического серебра. В процессе химического проявления число атомов металлического серебра около центра скрытого изображения увеличивается в 10^{10} — 10^{12} раз, что приводит к почернению фоточувствительного слоя. Галоидное серебро распределено равномерно в виде «зерен» в слое желатины. Те зерна, в которых образовались центры скрытого изображения, практически полностью восстанавливают серебро при проявлении. В процессе закрепления (фиксирования) остатки невосстановленного серебра выводятся из эмульсии, и она становится нечувствительной к действию излучения.

Облученная, проявленная и закрепленная пленка имеет определенную оптическую плотность почернения. Оптической плотностью почернения, или просто плотностью почернения, называется величина

$$s = \lg(I_0/I), \quad (52.1)$$

где I_0 — интенсивность видимого света, падающего на обработанную пленку; I — интенсивность видимого света, проходящего через пленку.

Плотность почернения изменяется от 0 до ∞ . Практически приходится определять плотность почернения, значение которой не превышает трех единиц. Приборы, предназначенные для определения плотности почернения рентгеновской пленки (денситометры), обычно градуируются в пределах от 0 до 3.

Плотность почернения пленки зависит от экспозиции. Под экспозицией понимают произведение интенсивности воздействующего на пленку излучения на время облучения.

При неизменном спектральном составе излучения экспозиция прямо пропорциональна дозе излучения. Фотохимическое действие

фотонного излучения полностью определяется фотохимическим действием электронов, освобожденных фотонами в эмульсии и окружающем ее веществе. Число зерен, экспонированных непосредственно фотонами, пренебрежимо мало по сравнению с числом зерен, экспонированных электронами.

Приблизительно зависимость почернения s от дозы излучения D для фотонного излучения данного спектрального состава можно получить, исходя из следующих предположений:

- 1) скрытое изображение получается в результате воздействия электронов, освобожденных фотонами;
- 2) для образования скрытого изображения достаточно, чтобы в зерно попал один электрон;

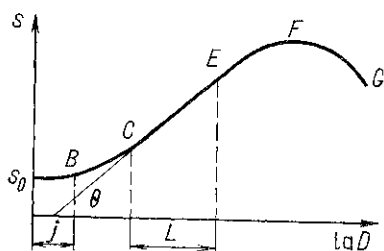


Рис 50 Сенситометрическая характеристика фотографической пленки:
 j — инерция, L — ширина эмульсии, BC — область недодержек, CE — область нормальных экспозиций, EF — область передержек, FG — область соляризации

- 3) все зерна эмульсии имеют одинаковую площадь сечения b ;
- 4) электронный поток не меняется заметным образом по толщине эмульсионного слоя.

Пусть ν — число неэкспонированных зерен эмульсии, приходящееся на 1 см^2 ее поверхности; φ_e — плотность потока электронов. Очевидно, что $\varphi_e = c_1 D$, где c_1 — постоянный множитель, учитывающий, в частности, время облучения. При облучении потоком электронов $d\varphi_e$ число неэкспонированных зерен изменится на величину $d\nu$:

$$d\nu/d\varphi_e = -c_2 b \nu, \quad (52.2)$$

где c_2 — новый постоянный множитель. Из уравнения (52.2)

$$\nu = \nu_0 \exp(-c_2 b \varphi_e),$$

где ν_0 — число неэкспонированных зерен до облучения.

Число экспонированных зерен при облучении в дозе D

$$n = \nu_0 - \nu = \nu_0 [1 - \exp(-c_2 b \varphi_e)] = \nu_0 [1 - \exp(-c_1 c_2 b D)]. \quad (52.3)$$

Исследования показали, что плотность почернения пропорциональна средней площади одного зерна и числу проявленных зерен, т. е.

$$s = c_3 b n, \quad (52.4)$$

где c_3 — постоянный множитель, учитывающий, в частности, что не каждое экспонированное зерно может быть проявлено.

Из формул (52.2) и (52.3) получим

$$s = c_3 b v_0 [1 - \exp(-c_1 c_2 b D)]. \quad (52.5)$$

При облучении в достаточно малой дозе, когда $c_1 c_2 b D \ll 1$, $s \approx c b^2 v_0 D$, где $c = c_1 c_2 c_3$; отсюда следует, что плотность почернения пропорциональна дозе и квадрату площади одного зерна.

Реальная зависимость s от D отличается от формулы (52.5).

Если для образования скрытого изображения необходимо, чтобы в зерно попало более одной частицы, то будет наблюдаться порог дозы $D_{\text{п}}$, ниже которого изменение почернения незначительно. Не экспонированная, но проявленная и зафиксированная пленка будет иметь некоторую плотность почернения s_0 , которая называется вуалью пленки. Обычно свойства пленки принято определять сенситометрической характеристикой, представляющей собой зависимость почернения от логарифма экспозиции (рис. 50). На графике FG — область соляризации, которая проявляется в том, что при увеличении экспозиции плотность почернения уменьшается. Область нормальных экспозиций CE соответствует прямолинейному участку кривой на рис. 50 и является наиболее удобной для дозиметрических целей. Диапазон дозы, в пределах которого почернение пропорционально дозе, определяется шириной эмульсии L . Угол θ определяет контрастность пленки: чем больше θ , тем выше контрастность.

§ 53. ДОЗОВАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ФОТОДОЗИМЕТРА

Фотографическое действие фотонного излучения определяется поглощенной в чувствительном слое пленки энергией электронов, поэтому можно провести аналогию между стеночной ионизационной камерой и рентгеновской пленкой. Чувствительный слой можно рассматривать как полость, в которой измеряется реакция на поглощение энергии. В камере такой реакцией является ионизация, в фотослое — почернение. Все, что окружает чувствительный слой пленки, образует «стенку полости». Следует различать два крайних случая: пробег электронов R значительно меньше толщины эмульсионного слоя h и пробег электронов R значительно больше h . В первом случае фотографический эффект обусловлен в основном теми электронами, которые высвободились в результате взаимодействия фотонов с веществом эмульсии, а электронами, попавшими из окружающей среды, можно пренебречь. Во втором случае, напротив, можно пренебречь электронами, освобожденными из эмульсии.

Рассмотрим более подробно первый случай, когда $R \ll h$. При неизменном энергетическом спектре фотонов поглощенная энергия пропорциональна числу поглощенных фотонов q_{γ} . Поэтому число экспонируемых зерен $n = K_1 q_{\gamma}$, где K_1 — коэффициент пропор-

циональности, равный числу экспонированных зерен на один поглощенный фотон. Если Φ_γ — плотность потока γ -квантов, то

$$q_\gamma = \Phi_\gamma (\mu_{kmz} / \mu_{mz}) [1 - \exp(-\mu_{mz} h_m)] t, \quad (53.1)$$

где μ_{kmz} — массовый коэффициент передачи энергии в веществе эмульсии; μ_{mz} — массовый коэффициент ослабления излучения в эмульсии; h_m — толщина эмульсии в массовых единицах; t — время облучения.

Для малых значений $\mu_{mz} h_m$ число поглощенных фотонов $q_\gamma \approx \Phi_\gamma \mu_{kmz} h_m$ и $n = K_1 \Phi_\gamma \mu_{kmz} h_m t$.

Подставив значение n в формулу (52.4), получим

$$s = c_3 b K_1 \Phi_\gamma \mu_{kmz} h_m t. \quad (53.2)$$

При средней энергии фотонов \bar{E}_γ справедливо равенство

$$\Phi_\gamma t = D / (\bar{E}_\gamma \mu_{kmB}),$$

где μ_{kmB} — массовый коэффициент передачи энергии в воздухе.

Для чувствительности пленки по дозе

$$s/D = bc_3 (K_1 / \bar{E}_\gamma) h_m (\mu_{kmz} / \mu_{kmB}). \quad (53.3)$$

Число экспонированных зерен на один поглощенный фотон приближенно пропорционально энергии фотонов, поэтому отношение K_1 / \bar{E}_γ можно считать не зависящим от энергии. Обозначив $A = K_1 bc_3 h_m / \bar{E}_\gamma$, получим

$$\frac{s}{D} = \frac{A \mu_{kmz}}{\mu_{km}} B, \quad (53.4)$$

где A не зависит от энергии фотонов. Соотношение (53.4) определяет энергетическую зависимость чувствительности пленочного дозиметра для случая $R \ll h$. Если бы материал эмульсии был воздухоеквивалентен по эффективному атомному номеру, то отношение μ_{kmz} / μ_{kmB} было бы постоянным и чувствительность не зависела бы от энергии излучения. В действительности эмульсия и воздух имеют существенно различные эффективные атомные номера, и рентгеновская пленка обладает заметной ЭЗЧ, особенно в области низких энергий. Типичная зависимость дозовой чувствительности пленки для случая $R \ll h$ показана на рис. 51.

Если пробег электронов значительно больше, чем толщина эмульсии ($R \gg h$), то число зерен, подвергнутых действию фотонного излучения неизменного спектрального состава, пропорционально числу электронов, попавших в эмульсию извне, и толщине эмульсии. Число электронов, попавших из стенок в полость, в соответствии с теорией Брэгга—Грея пропорционально числу фотонов, поглощенных в единице объема стенки. Поэтому

$$n = K_2 \mu_{km \text{ ст}} \Phi_\gamma h_m t, \quad (53.5)$$

где K_2 — коэффициент, пропорциональный средней энергии фотонов \bar{E}_γ ; $\mu_{km \text{ ст}}$ — массовый коэффициент передачи энергии в мате-

риале стенки, окружающей пленку (например, стенка кассеты). Рассуждая так же, как в первом случае, получим для $R \gg h$

$$\frac{s}{D} = \frac{\mu_{km \text{ ст}}}{\mu_{km \text{ в}}} \frac{K_2}{\bar{E}_\gamma} b c_3 h,$$

или

$$\frac{s}{D} = \frac{\mu_{km \text{ ст}}}{\mu_{km \text{ в}}} B, \quad (53.6)$$

где B — не зависящий от энергии коэффициент. Формула (53.6) определяет ЭЗЧ дозиметра, когда «эффект стенки» преобладает над «эффектом полости». Если оба эффекта сравнимы между собой, то

$$\frac{s}{D} = \frac{\mu_{kmZ} Ah / \mu_{km \text{ в}} + \mu_{km \text{ ст}} BR, \mu_{km \text{ в}}}{R + h}. \quad (53.7)$$

Формулы (53.4), (53.6) и (53.7) правильно характеризуют зависимость чувствительности пленки от энергии фотонов при неизменном составе эмульсии. Однако представления, на основе которых

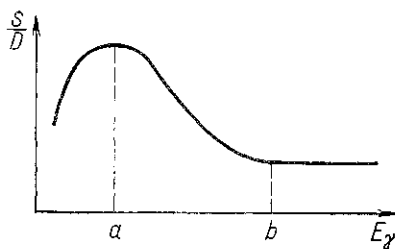


Рис. 51. Зависимость дозовой чувствительности фотопленки от энергии фотонного излучения

выведены эти формулы, недостаточны для абсолютного вычисления чувствительности и определения зависимости чувствительности от структуры эмульсии. Для получения более полной картины необходимо применить теорию Брэгга—Грея не к эмульсионному слою в целом, а к отдельным зернам.

§ 54. КОМПЕНСАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ. ИНДИВИДУАЛЬНЫЙ ФОТОКОНТРОЛЬ

Энергетическую зависимость чувствительности можно существенно уменьшить с помощью компенсирующих фильтров. Пусть пленка в разных местах экспонируется моноэнергетическими пучками фотонов с энергиями $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$. Экспозиционная доза излучения для каждого пучка одинакова и равна D_0 . Будем рассматривать область низких энергий, где $R \ll h$ (интервал энергий ab , см. рис. 51). Именно этот случай наиболее важен в дозиметрической практике. Пусть, далее, $E_{\gamma 1} < E_{\gamma 2}$, тогда в соответствии с рис. 51 $s_1 > s_2$. Если на пути пучка фотонов между источником и эмульсией поместить пластину поглощающего материала (например, свинец), то интенсивность излучения, действующего на пленку, уменьшится,

причем интенсивность излучения с энергией $E_{\gamma 1}$ уменьшится в большей степени, чем с энергией $E_{\gamma 2}$. Это несколько уменьшит разницу между s_1 и s_2 . Подбирая соответствующую толщину поглотителя, можно получить $s_1 = s_2$.

Между тяжелым поглотителем и пленкой следует поместить слой легкого материала (например, алюминия), который задерживал бы характеристическое и электронное излучение свинца. Компенсацию легко осуществить для двух энергий фотонов. Однако реально приходится иметь дело с фотонами различных энергий, и ЭЗЧ скомпенсировать труднее, так как для каждой энергии фотонов

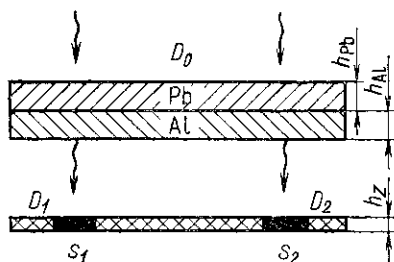


Рис. 52. Комбинированный фильтр для компенсации энергетической зависимости чувствительности фотодозиметра

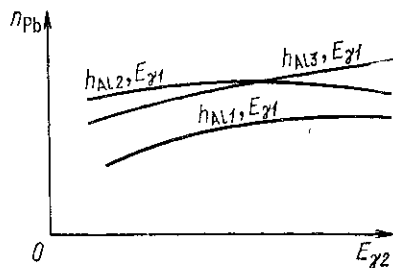


Рис. 53. Типичный вид кривых для нахождения толщины компенсирующего фильтра

требуется своя толщина комбинированного фильтра. Теоретически можно оценить оптимальную толщину фильтра, при которой в заданном диапазоне энергий ЭЗЧ будет минимальной.

Пусть комбинированный фильтр состоит из алюминия толщиной h_{Al} и свинца толщиной h_{Pb} (рис. 52). D_1 — экспозиционная доза излучения с энергией $E_{\gamma 1}$ после фильтра около эмульсии; D_2 — соответственно для излучения с энергией $E_{\gamma 2}$. Тогда

$$s_1 = A \frac{\mu_{kmZ1}}{\mu_{kmB1}} D_1; \quad s_2 = A \frac{\mu_{kmZ2}}{\mu_{kmB2}} D_2, \quad (54.1)$$

где μ_{kmZ1} и μ_{kmZ2} — коэффициенты передачи энергии в веществе эмульсии соответственно для $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$; μ_{kmB1} и μ_{kmB2} — коэффициенты передачи энергии в воздухе.

Из уравнений (54.1) следует

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{\mu_{kmZ1}}{\mu_{kmZ2}} \frac{\mu_{kmB2}}{\mu_{kmB1}} \frac{D_1}{D_2}. \quad (54.2)$$

Пусть μ_{Pb1} , μ_{Pb2} , μ_{Al1} , μ_{Al2} — коэффициенты ослабления в свинце и алюминии соответственно для $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$. Тогда

$$D_1 = D_0 \exp [-(\mu_{Pb1} h_{Pb} + \mu_{Al1} h_{Al})];$$

$$D_2 = D_0 \exp [-(\mu_{Pb2} h_{Pb} + \mu_{Al2} h_{Al})].$$

Подставляя D_1 и D_2 в уравнение (54.2) и учитывая, что условием компенсации является $s_1/s_2 = 1$, получаем

$$1 = \frac{\mu_{kmZ1} \mu_{kmv2}}{\mu_{kmZ2} \mu_{kmv1}} \exp [(\mu_{Pb2} - \mu_{Pb1}) h_{Pb}] \exp [(\mu_{Al2} - \mu_{Al1}) h_{Al}]. \quad (54.3)$$

Зафиксировав значения $E_{\gamma 1}$ и h_{Al} , из равенства (54.3) можно найти такую толщину свинца h_{Pb} для разных значений $E_{\gamma 2}$, при которой компенсируется ЭЗЧ. Эта толщина будет неодинаковой для разных значений $E_{\gamma 2}$, и можно построить график, типичный вид которого показан на рис. 53. Построив такую зависимость для разной толщины h_{Al} , можно выбрать такое сочетание значений h_{Al} и h_{Pb} , при котором ЭЗЧ будет минимальной в данном диапазоне энергий фотонов.

Для фильтра, состоящего из свинца и алюминия, наилучшие результаты получаются, если $h_{Pb} = 0,75 \div 0,8$ мм, $h_{Al} = 0,5$ мм. Для энергий фотонов свыше 100 кэВ погрешность в определении дозы из-за неполной компенсации энергетической зависимости чувствительности при наличии фильтра не превышает 20%.

Компенсирующие фильтры применяются в индивидуальном фотоконтроле. Индивидуальный фотоконтроль (ИФК) — это система контроля дозы излучения, получаемой отдельными лицами, основанная на фотографическом методе дозиметрии. ИФК — наиболее распространенный метод дозиметрии. Каждому работнику выдается кассета со специальными сортами пленок для постоянного ношения. Через определенный срок пленки фотографически обрабатывают и по плотности почернения определяют индивидуальную дозу, полученную за контрольный срок.

Достоинства метода ИФК в его документальности (экспонированные и обработанные пленки можно хранить), простоте в обращении и дешевизне. Недостатками метода являются его невысокая чувствительность, длительный цикл обработки пленки и невозможность повторного использования. Вследствие малой чувствительности метода кассеты приходится носить в течение нескольких дней (обычно их выдают на неделю).

Погрешность в определении экспозиционной дозы может превышать 30%. На плотность почернения пленки, помимо дозы излучения, влияют сорт пленки, состав и температура проявителя, длительность проявления. Точно внести поправки на условия обработки пленки нельзя, поэтому все пленки, относящиеся к одной серии измерений, должны обрабатываться одновременно.

Кроме рабочих пленок, выдаваемых в кассетах для ношения, имеются контрольные и градуировочные пленки. Контрольные пленки служат для определения фона (вуали), а градуировочные пленки — для построения градуировочной кривой.

Градуировочная кривая — зависимость плотности почернения от дозы — строится экспериментально для каждой партии пленок по облучению в известной дозе. С помощью градуировочной кривой

по оптической плотности рабочих пленок находят индивидуальную дозу. При использовании фотометода в аварийных случаях следует иметь в виду возможную поляризацию пленки при облучении в большой дозе. Для надежности контроля метод ИФК следует дублировать другими методами индивидуальной дозиметрии.

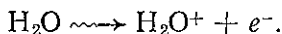
Рассмотрим зависимость чувствительности фотодозиметра от угла падения фотонов. Пусть F_γ — число фотонов, падающих на 1 см^2 поверхности пленки при нормальном направлении излучения. Толщина эмульсии h всегда много меньше, чем средний свободный пробег фотонов, поэтому сама эмульсия не исказит заметно поля излучения. Вероятность взаимодействия фотона с веществом эмульсии, приводящего к вылету электрона, пропорциональна пути, проходимому фотоном в эмульсии. Следовательно, при перпендикулярном падении плотности почернения $s_1 \sim F_\gamma h$. При падении фотонов под углом θ путь, проходимый ими в эмульсии, будет $h/\cos \theta$, а число фотонов, падающих на 1 см^2 поверхности, $F_\gamma \cos \theta$. Отсюда плотность почернения при падении под углом θ

$$s_2 \sim \frac{h}{\cos \theta} F_\gamma \cos \theta = F_\gamma h. \quad (54.4)$$

Это значит, что пленка малочувствительна к направлению распространения излучения. Однако наличие поглощающих материалов, окружающих пленку (кассета с фильтрами), может заметно снизить чувствительность при косом падении фотонов, особенно низких энергий.

§ 55. РАДИАЦИОННО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

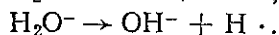
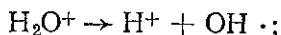
Химический метод дозиметрии основан на измерении выхода радиационно-химических реакций, протекающих под действием ионизирующих излучений. Принцип метода можно понять на примере жидкой химической системы, основным компонентом которой является вода. Под действием ионизирующих частиц от молекулы воды отрывается электрон и образуется катион по схеме



Освободившийся электрон захватывается нейтральной молекулой воды, и образуется анион:

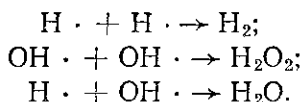


Молекулярные ионы H_2O^+ и H_2O^- неустойчивы и самопроизвольно распадаются:

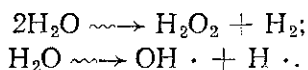


В результате образуются химически активные свободные радикалы $\text{H} \cdot$ и $\text{OH} \cdot$, которые оказывают определенное воздействие на растворенные в воде вещества. Чем больше плотность ионизации, тем

выше концентрация свободных радикалов вдоль пути ионизирующей частицы. Свободные радикалы перемещаются из мест своего образования в результате диффузии, стремясь равномерно распределиться по всему облучаемому объему. Часть из них, однако, реагирует друг с другом:



Те свободные радикалы, которые избежали рекомбинации, в дальнейшем реагируют с растворенным веществом. Итак, под действием излучения в воде одновременно идут по крайней мере две реакции:



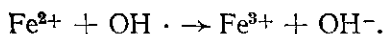
Такова упрощенная схема действия излучения на воду. В действительности процессы, происходящие в воде в результате облучения, разнообразнее и сложнее. Конечный результат воздействия излучения определяется химическими реакциями, протекающими в присутствии свободных радикалов. Количественно результат воздействия излучения оценивается по радиационно-химическому выходу. Под выходом реакции понимают число характерных превращений на 100 эВ поглощенной энергии (число вновь образованных атомов, ионов и т. п.). Если выход не зависит от скорости поглощения энергии и от суммарной поглощенной энергии, то такую систему можно использовать для определения поглощенной дозы.

Радиационно-химические превращения могут происходить не только в водных растворах, но и в других жидких или твердых химических системах. Из жидких химических дозиметров наиболее широко применяют ферросульфатный и цериевый.

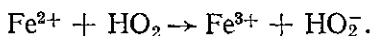
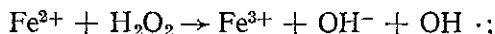
§ 56. ЖИДКИЕ ХИМИЧЕСКИЕ ДОЗИМЕТРЫ

Ферросульфатный дозиметр. Раствор соли FeSO_4 в разбавленной серной кислоте H_2SO_4 — наиболее распространенная химическая система, применяемая для дозиметрии ионизирующих излучений; она основана на свойстве ионов двухвалентного железа Fe^{2+} окисляться под действием радиации до трехвалентного Fe^{3+} .

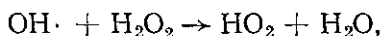
В необлученном растворе в результате электролитической диссоциации присутствуют ионы двухвалентного железа Fe^{2+} . Под действием ионизирующих излучений происходит радиационно-химическое разложение воды с образованием свободных радикалов $\text{H} \cdot$ и $\text{OH} \cdot$. Радикалы $\text{OH} \cdot$ активно участвуют в окислении ионов двухвалентного железа до трехвалентного по реакции



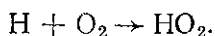
Возможны другие реакции окисления:



Группа HO_2 образуется либо в реакции между радикалом $\text{OH} \cdot$ и перекисью водорода



либо в результате непосредственного соединения атомарного водорода и молекулярного кислорода



Число образовавшихся в результате облучения и завершения всех реакций ионов трехвалентного железа Fe^{3+} и служит мерой поглощенной энергии. В качестве стандартного ферросульфатного дозиметра принимают следующий состав: 2 г $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, 3 г NaCl , 110 см³ концентрированной H_2SO_4 , растворенные в дистиллированной воде, на 5 л дозиметрического раствора. Раствор разливают в прозрачные ампулы, которые затем помещают в поле излучения для определения дозы. Появление ионов трехвалентного железа характеризуется изменением оптической плотности раствора. Максимум поглощения в спектре видимого света приходится на длину волны 3050 Å.

Энергия ΔE , поглощенная в системе в результате облучения, определяется соотношением

$$\Delta E = M (s_{\text{обл}} - s_{\text{чист}}), \quad (56.1)$$

где $s_{\text{обл}}$ и $s_{\text{чист}}$ — оптическая плотность облученного и необлученного растворов; M — постоянный коэффициент, зависящий от свойств дозиметра и условий облучения.

Обычно оптическая плотность определяется по отношению к участку спектра длиной волны 3050 Å с помощью специальных спектрофотометров. Спектрофотометр измеряет отношение интенсивности падающего и прошедшего через раствор света. Пусть I_0 и I — соответственно интенсивность падающего света и света, прошедшего через облученный раствор, а I'_0 и I' — соответствующие интенсивности света для необлученного раствора; тогда

$$s_{\text{обл}} - s_{\text{чист}} = \lg (I'_0 I' / I I_0) = \varepsilon Cl, \quad (56.2)$$

где l — толщина слоя раствора, см; C — концентрация ионов трехвалентного железа, моль/л; ε — коэффициент экстинкции, зависящий от температуры и равный 2174 л/(моль · см) для 24° С. Величина ε имеет такое значение при определении концентрации ионов Fe^{3+} по поглощению света с длиной волны 3050 Å.

Изменяя оптическую плотность s , можно определить концентрацию ионов C . Зная концентрацию образованных ионов и радиацион-

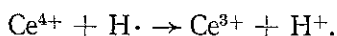
но-химический выход, легко определить поглощенную дозу излучения в растворе. При неизменной интенсивности падающего света $I_0 = I'_0$ и поглощенная энергия равна

$$\Delta E = M \lg (I'/I). \quad (56.3)$$

Коэффициент M включает в себя величину радиационно-химического выхода для данной системы.

Для стандартного ферросульфатного дозиметра радиационный выход по отношению к выходу ионов трехвалентного железа можно принять $G = 15,6 \pm 0,5$ на 100 эВ поглощенной энергии при насыщении раствора кислородом. Основным компонентом ферросульфатного дозиметра является вода, и эффективный атомный номер по поглощению фотонного излучения для раствора близок к эффективному атомному номеру воды, а следовательно, и к живой ткани. Дозиметр практически не имеет ЭЗЧ в диапазоне энергий 100 кэВ — 2 МэВ. Ферросульфатный дозиметр пригоден для измерения дозы излучения от 2000 до 40 000 рад. При больших значениях дозы наблюдается уменьшение выхода за счет уменьшения в растворе кислорода. Выход дозиметра остается постоянным при значении мощности дозы до нескольких сот рад в секунду. Верхний предел по мощности дозы лежит, по-видимому, выше 10^5 рад/с. Ферросульфатный дозиметр чувствителен к органическим примесям, требует насыщения кислородом и применения химически чистых веществ.

Цериевый дозиметр. В дозиметре этого типа используется раствор сернокислого церия в 0,8 н. растворе H_2SO_4 . В отличие от предыдущей системы, здесь ионы четырехвалентного церия восстанавливаются до ионов трехвалентного церия по реакции



Максимум поглощения света трехвалентным церием происходит при длине волны 3200 Å. Выход дозиметра $G = 2,54$ и не зависит от концентрации ионов четырехвалентного церия в пределах от $3,2 \times 10^{-5}$ до $3,2 \cdot 10^{-2}$ моль/л.

Дозиметр нечувствителен к содержанию кислорода. Будучи менее чувствительным, цериевый дозиметр измеряет большую дозу, чем ферросульфатный. Он пригоден для измерения дозы порядка 10^6 рад. Его верхний предел по мощности дозы также выше, чем у ферросульфатного дозиметра.

§ 57. ДРУГИЕ ВИДЫ ХИМИЧЕСКИХ ДОЗИМЕТРОВ

Известно значительное число различных веществ, изменяющих свою окраску в результате окислительных или восстановительных реакций. Например, водный раствор метиленового голубого обесцвечивается как под действием окислительных продуктов разложения воды (радикалы $OH\cdot$), так и под действием восстановительных

продуктов (радикал Н·). При одновременном действии тех и других продуктов обесцвечивание оказывается незначительным. Выход реакции существенно повышается, если в растворе присутствуют вещества, являющиеся хорошими акцепторами радикала ОН· или Н·. Кислород — хороший акцептор радикала Н·, а такие вещества, как гидрохинон, глюкоза, глицерин, являются акцепторами радикала ОН·. Лишая раствор молекулярного кислорода или, наоборот, насыщая его кислородом, добавляя те или иные вещества, можно получить обратимую или необратимую реакцию на воздействие излучения. Изменение окраски метиленового голубого пропорционально поглощенной в растворе энергии, и это позволяет использовать его для дозиметрических целей.

Если краситель растворить в горячей воде и добавить в него около 10% желатины, то после охлаждения получится гель — студенистое вещество, сохраняющее свою форму. Под действием ионизирующего излучения в таком растворе идет восстановительная реакция, приводящая к изменению окраски. Изменение плотности окраски в каждом элементе объема внутри геля связано с поглощенной дозой излучения в этом же элементе объема. Разрезая гель на части и исследуя степень обесцвечивания каждой части, можно получить пространственное распространение поглощенной дозы.

Для дозиметрических целей успешно используются тонкие поливинилхлоридные пленки, в состав которых входит краситель. Поливинилхлорид имеет формулу $(\text{CH}_2=\text{CHCl})_x$. Под действием ионизирующих излучений выделяется HCl, которая действует на краситель и изменяет цвет пленки. При добавлении метиленового голубого цвет пленки с увеличением дозы изменяется от первоначального фиолетового до голубого и далее желто-оранжевого.

Толщина пленок может составлять сотые доли миллиметра; при такой толщине пленочный дозиметр не искажает поля излучения и практически не имеет угловой зависимости. Пленочные химические дозиметры эффективны для измерений большой дозы — от $5 \cdot 10^5$ до 10^7 Р.

Разновидностью химических дозиметров, важных в практическом отношении, являются обычные прозрачные стекла. Прозрачное стекло под действием ионизирующих излучений темнеет, и оптическая плотность потемнения в некотором интервале дозы пропорциональна поглощенной энергии. Для дозиметрических целей используют небольшие кусочки специальных сортов стекла толщиной несколько миллиметров. Стекланные дозиметры обладают следующими особенностями. Потемнение сильнее сказывается для более коротковолнового участка видимого света. Потемнение облученного стекла уменьшается с течением времени хранения и тем сильнее, чем выше температура хранения. Прогрев стекла при температуре $100\text{--}150^\circ\text{C}$ сразу же после облучения стабилизирует плотность потемнения, хотя и уменьшает ее величину. Прогрев стекла при температуре $400\text{--}500^\circ\text{C}$ приводит к полному его просветлению, и его можно использовать повторно для дозиметрии.

Стеклянные дозиметры можно использовать до дозы 10^5 Р. Они имеют значительную энергетическую зависимость чувствительности в области низких энергий фотонов, если не принять специальных мер для ее компенсации.

§ 58. ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ИЗМЕРЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ

Рассмотрим вопрос о погрешности при измерении оптической плотности. Запишем формулу (52.1) через натуральный логарифм:

$$S = \lg(I_0/I) = 0,4343 \ln(I_0/I). \quad (58.1)$$

Погрешность определения оптической плотности S обусловлена погрешностью измерения интенсивности падающего света I_0 и интенсивности прошедшего света I . Относительная погрешность определения оптической плотности δ_S определяется формулой

$$\delta_S = dS/S = \sqrt{D_S}/S, \quad (58.2)$$

где D_S — дисперсия величины S .

В условиях хорошей статистики, когда относительные флуктуации I_0 и I малы, дисперсия D_S равна

$$D_S = 0,4343 (D_{I_0}/I_0^2 + D_I/I^2), \quad (58.3)$$

где D_{I_0} и D_I — дисперсии соответственно величин I_0 и I .

Заметим, что слагаемые в скобках формулы (58.3) представляют собой квадраты относительной погрешности I_0 и I . Следовательно,

$$dS/S = 0,4343 \sqrt{(dI_0/I_0)^2 + (dI/I)^2}. \quad (58.4)$$

Положим теперь, что погрешность измерения интенсивности света обусловлена лишь тем, что прибор имеет ограниченную чувствительность. Если прибор не может измерить величину, меньшую ΔI_0 , то эта величина и будет равна абсолютной погрешности измерения интенсивности. Тогда в формуле (58.4) $\Delta I_0 = dI_0 = dI$. В то же время $I = I_0 \cdot 10^{-S}$. С учетом сказанного можно написать:

$$\frac{dS}{S} = 0,4343 \frac{\sqrt{1+10^{2S}}}{S} \frac{dI_0}{I_0}. \quad (58.5)$$

Таким образом, погрешность измерения оптической плотности зависит от самой оптической плотности. Минимальная погрешность соответствует минимальному значению функции $\sqrt{1+10^{2S}}/S$. Расчеты дают, что минимальная погрешность обеспечивается при $S=0,48$, что может служить критерием выбора оптимальных условий измерения.

ТЕПЛОВОЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ

§ 59. ТЕПЛОВОЕ ДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

После сообщения теплоизолированному телу некоторого количества теплоты (ΔQ Дж) температура тела повысится на ΔT градусов. Величины ΔQ и ΔT связаны между собой соотношением

$$\Delta Q = cm\Delta T, \quad (59.1)$$

где c — удельная теплоемкость тела; m — масса тела.

При взаимодействии ионизирующих излучений с веществом вся поглощенная энергия в конечном счете преобразуется в тепло (при отсутствии необратимых химических реакций).

Пусть теплоизолированный поглотитель цилиндрической формы облучается пучком γ -квантов, направленным перпендикулярно к торцу цилиндра. Если интенсивность излучения в пучке I_0 , а высота цилиндра и площадь торца соответственно h и S , то энергия, поглощаемая в цилиндре в единицу времени:

$$\Delta E_Z = (\mu_{kz}/\mu_Z) I_0 S [1 - \exp(-\mu_Z h)]. \quad (59.2)$$

Здесь μ_{kz} — линейный коэффициент передачи энергии; μ_Z — линейный коэффициент ослабления пучка для вещества поглотителя. Мощность экспозиционной дозы $P_0 = \mu_{kmz} I_0$ (μ_{kmz} — массовый коэффициент передачи энергии для воздуха), поэтому, учитывая энергетический эквивалент рентгена, равный $8,8 \cdot 10^{-6}$ Дж на 1 г воздуха при нормальных условиях, получаем энергию, поглощенную за время t :

$$\Delta E_Z t = 8,8 \cdot 10^{-6} S \frac{\mu_{kz}}{\mu_{kmz}} \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_Z h)}{\mu_Z} P_0 t \text{ [Дж]}. \quad (59.3)$$

Приравнявая $\Delta E_Z t$ к ΔQ , можно найти соотношение между изменением температуры ΔT и дозой излучения $D_0 = P_0 t$. Так как масса поглотителя $m = \rho_Z S h$, где ρ_Z — его плотность, г/см³, из формул (59.1) и (59.3) можно получить

$$\frac{\Delta T}{D_0} = 8,8 \cdot 10^{-6} \frac{\mu_{kz}}{c \mu_{kmz}} \frac{1 - \exp(-\mu_Z h)}{\mu_Z h}, \quad (59.4)$$

где D_0 — экспозиционная доза, Р; c — удельная теплоемкость, Дж/К.

Формула (59.4) характеризует изменение температуры тела на единицу экспозиционной дозы при условии отсутствия теплопереда-

чи в окружающую среду. Нагрев тела пропорционален дозе излучения, и это лежит в основе теплового метода дозиметрии. Формула (59.4) определяет максимальную чувствительность теплового метода без учета многократного рассеяния γ -квантов в поглотителе. Оценим величину нагрева для тканезквивалентного поглотителя при $\mu_z/h \ll 1$. В этом случае $\mu_{kmz}/\mu_{kmв} = 1$, $c = 4,2$ и $\Delta T = 2 \cdot 10^{-6} D_0$, т. е. доза 500 Р повысит температуру всего на 10^{-3} градуса. Отсюда, кстати, следует, что нагрев организма не определяет биологического действия излучения.

Необходимость измерять чрезвычайно малые изменения температуры, а также другие экспериментальные трудности ограничивают применение теплового метода лабораторными условиями, преимущественно для исследовательских целей. Тем не менее тепловой метод является единственным прямым абсолютным методом дозиметрии, так как он основан на непосредственном измерении поглощенной энергии в отличие от других методов, в которых измеряется косвенный эффект (ионизация, химическое разложение и т. п.).

Тепловым методом измеряются и уточняются основные константы других методов дозиметрии, например средняя энергия ионообразования, радиационно-химический выход и т. п.

Важная область применения теплового метода — прямое измерение плотности потока энергии излучения. Если вся энергия падающего излучения преобразуется в тепло в некоторой массе поглотителя, то количество воспринятой теплоты является непосредственной мерой плотности потока энергии. Практически полное поглощение можно осуществить лишь для рентгеновского и корпускулярного излучений низкой энергии. При отсутствии полного поглощения необходимо вводить поправку на ту часть энергии излучения, которая унесена за пределы поглотителя.

Тепловой метод применяют также для целей радиометрии: количество тепла, соответствующее полному поглощению излучения от радиоактивного препарата, пропорционально активности препарата.

§ 60. ОДИНОЧНЫЙ КАЛОРИМЕТР

Принципиальное устройство калориметрической системы показано на рис. 54. Поглотитель 5 на подвесках 4 помещен в термостат 2. Излучение, проходящее через диафрагму 1, поглощается в поглотителе и нагревает его. Обычно измеряется разность температур между поглотителем и оболочкой 3. В калориметрах может быть несколько оболочек с заданными температурными режимами. Калориметр, имеющий только один поглотитель, называется одиночным.

Во всех случаях желательно обеспечить минимальную передачу тепла от поглотителя в окружающую среду. Передача тепла осуществляется тремя процесами: излучением, конвекцией и теплопроводностью.

Передача тепла через излучение зависит от материала и температуры тела, характера и площади поверхности. Эффективными средствами снижения тепловых потерь через излучение являются серебрение поверхности и установка тонких экранов между поглотителем и оболочкой калориметра.

Потери тепла вследствие конвекции устраняются созданием достаточного вакуума в камере калориметра

Наиболее существенна потеря тепла теплопроводностью. Основными проводниками тепла являются крепления поглотителя.

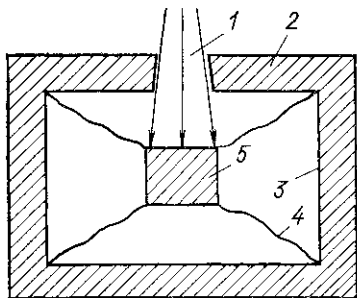


Рис. 54. Принципиальное устройство калориметра

Обычно в поглотителе монтируются нагревательная катушка и электрические измерители температуры (термопары, термисторы), что приводит к дополнительной потере тепла через соединительные провода. В целях уменьшения потерь тепла крепления поглотителя должны быть выполнены из материала с плохой теплопроводностью (например, подвеска на нейлоновых нитях), а количество соединительных проводов сведено к минимуму. В общем случае потеря тепловой энергии в единицу времени в результате теплопередачи следует закону

$$dQ/dt = -kS_{\pi} (T - T'), \quad (60.1)$$

где k — коэффициент теплопередачи; S_{π} — площадь поверхности поглотителя; T — температура поглотителя; T' — температура окружающей среды.

При небольшом изменении температуры коэффициент теплопередачи сохраняет постоянное значение.

Уравнение теплового баланса одиночного калориметра в предположении, что вся поглощенная энергия излучения преобразуется в тепло, имеет вид

$$Pdt = cmdT + kS_{\pi} (T - T') dt, \quad (60.2)$$

где P — энергия, поглощаемая в поглотителе в единицу времени, пропорциональная мощности источника тепла. Уравнение (60.2) учитывает тот факт, что выделяемая энергия частично идет на нагрев тела, а частично передается окружающей среде.

В зависимости от температурного режима оболочки различают изотермический и адиабатический калориметры. В изотермических калориметрах температура оболочки поддерживается все время постоянной. Между поглотителем и оболочкой существует заметный теплообмен, поправку на который нужно определять в каждом кон-

кретном случае. Для изотермического режима интегрирование уравнения (60.2) дает

$$\exp\left(-\frac{\kappa S_{\Pi}}{cm} t\right) = \frac{P - \kappa S_{\Pi}(T - T')}{P - \kappa S_{\Pi}(T_0 - T')},$$

где T — температура поглотителя через время облучения t ; T' — температура оболочки (постоянная); T_0 — температура поглотителя в начальный момент.

Обычно в начальный момент обеспечивается равенство температур поглотителя и оболочки $T_0 = T'$; в этом случае

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{P}{\kappa S_{\Pi}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\kappa S_{\Pi}}{cm} t\right) \right].$$

Через достаточно длительное время облучения установится равновесное состояние, и температура поглотителя далее изменяться не будет:

$$\Delta T_{\text{равн}} = P/\kappa S_{\Pi}. \quad (60.3)$$

Для малого времени, когда $\kappa S_{\Pi} t / cm \ll 1$, температура возрастает пропорционально времени

$$\Delta T = Pt/cm. \quad (60.4)$$

Формулы (60.3) и (60.4) можно использовать для определения поглощенной дозы излучения.

В адиабатическом калориметре температура оболочки с помощью регулирующих устройств поддерживается равной температуре поглотителя, т. е. $T = T'$. При этом условии интегрирование уравнения (60.2) дает

$$\Delta T = Pt/cm. \quad (60.5)$$

Формула (60.5) идентична формуле (60.4), однако для адиабатического калориметра пропорциональная зависимость температуры от времени сохраняется для любого отрезка времени. При адиабатическом режиме теплообмен между поглотителем и оболочкой значительно ниже, чем при изотермическом.

Помимо измерения разности температур количество тепла в калориметре можно определять по изменению объема поглотителя. Увеличение температуры тела ΔT приводит к увеличению его объема

$$\Delta V = \beta V \Delta T,$$

где β — температурный коэффициент расширения. Но $\Delta Q = c_V V \Delta T$, где c_V — объемная теплоемкость поглотителя. Отсюда $\Delta V = \beta \Delta Q / c_V$. Именно на этом принципе был построен калориметр Румпа, с помощью которого были выполнены начальные измерения средней энергии ионообразования рентгеновского излучения.

В некоторых типах калориметров в качестве поглотителя используют жидкий азот. Количество выделенного газа служит мерой поглощенной энергии.

Помимо измерения интенсивности излучения и поглощенной дозы калориметры применяют в метрологии для абсолютного измерения активности препаратов.

§ 61. КВАЗИАДИАБАТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ КАЛОРИМЕТРА

Обратимся еще раз к исходной формуле (60.2), описывающей тепловой баланс в калориметре. Перепишем ее в следующем виде:

$$\frac{P}{cm} = \frac{dT}{dt} + \frac{\kappa S_{\Pi}}{cm} (T - T'). \quad (61.1)$$

При адиабатическом режиме температура оболочки T' в любой момент времени равна температуре поглотителя T и, следовательно,

$$P/cm = (dT/dt)_a, \quad (61.2)$$

где $(dT/dt)_a$ — скорость изменения температуры поглотителя в адиабатическом режиме.

Обозначив $k = \kappa S_{\Pi}/cm$, из формул (61.1) и (61.2) получим

$$(dT/dt)_a = (dT/dt) + k (T - T'), \quad (61.3)$$

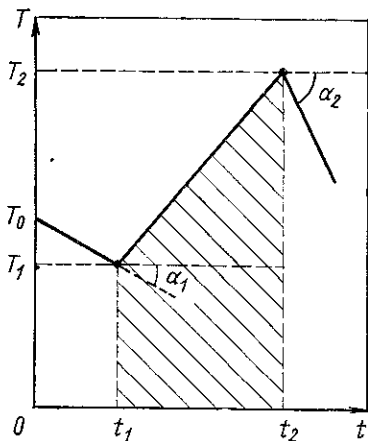
где dT/dt равно скорости изменения температуры поглотителя в реальных условиях измерения.

Для интервала времени от t_1 до t_2 можем написать:

$$\int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{dT}{dt} \right)_a dt = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial T}{\partial t} dt + k \int_{t_1}^{t_2} (T - T') dt. \quad (61.4)$$

Интеграл в левой части уравнения (61.4) равен изменению температуры поглотителя в адиабатическом режиме ΔT_a . Первый интеграл в правой части равен изменению температуры поглотителя в реальном эксперименте:

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial T}{\partial t} dt = T_2 - T_1, \quad (61.5)$$



где T_1 и T_2 — температура поглотителя соответственно в момент времени t_1 и t_2 . Значение второго интеграла в правой части уравнения (61.4) нетрудно получить, если предположить, что интервал времени $(t_2 - t_1)$ настолько мал, что можно принять линейное из-

Рис. 55. Зависимость температуры от времени нагрева чувствительного элемента калориметра

менение температуры поглотителя T и оболочки T' с течением времени.

Обратимся к рис. 55, на котором представлен график зависимости температуры поглотителя от времени. В начальный момент времени поглотитель имел температуру T_0 , несколько более высокую, чем оболочка. При отсутствии подвода тепла поглотитель остывает, и к моменту времени t_1 его температура становится равной T_1 . В момент времени t_1 начинает действовать дополнительный источник тепла (например, ионизирующее излучение), поглотитель нагревается, и к моменту времени t_2 его температура становится равной T_2 . Площадь заштрихованной части на рисунке равна интегралу $\int_{t_1}^{t_2} T dt$. Легко увидеть, что

$$\int_{t_1}^{t_2} T dt = (t_2 - t_1) T_1 + \frac{1}{2} (t_2 - t_1) (T_2 - T_1) = \frac{1}{2} (t_2 - t_1) (T_2 + T_1). \quad (61.6)$$

Точно так же можно написать для температуры оболочки:

$$\int_{t_1}^{t_2} T' dt = \frac{1}{2} (t_2 - t_1) (T'_1 + T'_2). \quad (61.7)$$

Из формул (61.6) и (61.7) получаем уравнение

$$\int_{t_1}^{t_2} (T - T') dt = \frac{1}{2} (t_2 - t_1) [(T_1 - T'_1) + (T_2 - T'_2)]. \quad (61.8)$$

Обратим теперь внимание на то, что $k(T_1 - T'_1)$ и $k(T_2 - T'_2)$ есть скорость изменения температуры поглотителя соответственно в момент времени t_1 и t_2 , обусловленного передачей тепла от поглотителя к внешней оболочке. Используя формулы (61.2) и (61.3) в предположении $P = 0$, получаем

$$\left. \begin{aligned} (dT/dt)_1 &= -k(T_1 - T'_1); \\ (dT/dt)_2 &= -k(T_2 - T'_2). \end{aligned} \right\} \quad (61.9)$$

Теперь вместо уравнения (61.4), применив формулы (61.5), (61.8) и (61.9), напишем уравнение

$$\Delta T_a = (T_2 - T_1) - \left[\left(\frac{dT}{dt} \right)_1 + \left(\frac{dT}{dt} \right)_2 \right] \frac{t_2 - t_1}{2}. \quad (61.10)$$

Из формулы (60.5) получаем непосредственную связь ΔT_a с энерговыделением ΔE_Z за интервал времени Δt :

$$\Delta T_a = P \cdot \Delta t / cm = \Delta E_Z / cm. \quad (61.11)$$

Калориметр, в котором реализуются условия, приводящие к формуле (61.10), называется квазиadiaбатическим. Заметим, что $(dT/dt)_1$ и $(dT/dt)_2$ есть углы наклона α_1 и α_2 графика зависимости температуры поглотителя от времени соответственно в моменты времени t_1 и t_2 при отсутствии дополнительного источника тепла; другими словами, второй член правой части уравнения (61.10) учитывает «остывание» поглотителя в результате передачи тепла оболочке. Если бы этой передачи тепла не было, то обеспечивались бы условия адиабатического режима.

Легко понять, что общность вывода не нарушится, если принять, что поглотитель не «остывает», а «нагревается» вследствие передачи ему тепла от оболочки.

§ 62. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Дифференциальная калориметрическая система состоит из двух одинаковых калориметров, один из которых (измерительный) облучается измеряемым излучением, а другой (контрольный) служит для компенсации теплового эффекта. Главную часть дифференциальной

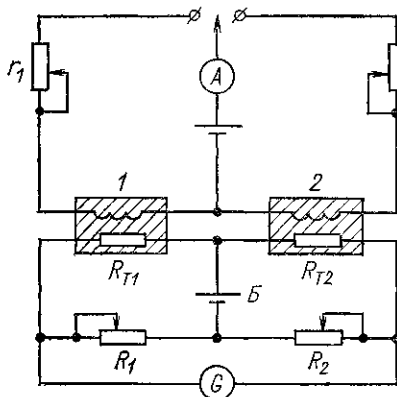


Рис. 56. Дифференциальная калориметрическая система

системы составляют два одинаковых поглотителя 1 и 2 (рис. 56). В каждый из поглотителей вмонтированы нагревательные катушки и термоизмерительные элементы. Нагревательные катушки служат для получения тепла в контрольном калориметре, которое компенсирует нагрев поглотителя в измерительном калориметре. Мощность, рассеиваемая в контрольном калориметре, определяется током, измеряемым амперметром A , и сопротивлением нагревательной катушки. Нагрев регулируется сопротивлениями r_1 и r_2 .

Рассмотрим дифференциальную систему, в которой чувствительными элементами для измерения температуры служат термисторы, имеющие сопротивления R_{T1} и R_{T2} . Сопротивление термисторов изменяется с изменением температуры. Термисторы составляют два плеча моста Уитстона; два других плеча составляют сопротивления R_1 и R_2 .

Из анализа цепи ток, измеряемый гальванометром G , равен

$$i_G = \frac{(R_{T1} R_2 - R_{T2} R_1) U_B}{(R_{T1} + R_1)(R_{T2} R_2 + R_{T2} R_G + R_2 R_G) + R_{T1} R_1 (R_{T2} + R_2)}, \quad (62.1)$$

где U_0 — напряжение батареи; R_G — сопротивление гальванометра. Если мост сбалансирован, то ток через гальванометр равен нулю; при этих условиях $R_{T1} R_2 = R_{T2} R_1$. Баланс моста обеспечивается регулировкой сопротивления R_1 или R_2 .

Найдем чувствительность дифференциальной системы, предполагая, что первый калориметр является измерительным, а второй — контрольным. Чувствительность моста определяется величиной изменения тока, протекающего через гальванометр, которое вызвано изменением сопротивления R_{T1} . Дифференцируя формулу (62.1), получаем для сбалансированного моста

$$\frac{di_G}{dR_{T1}} = \frac{R_2 U_0}{R_{T1} R_2 (R_{T1} + R_{T2} + R_1 + R_2 + 2R_G) + (R_{T1} R_{T2} + R_1 R_2) R_G} \quad (62.2)$$

Существенным условием, которому должны отвечать дифференциальные системы, является идентичность измерительного и контрольного калориметров; оба калориметра должны иметь равную чувствительность, одинаковую теплопередачу, равные постоянные времени и одну и ту же температуру среды, окружающей поглотитель. Практически это обеспечивается тем, что оба поглотителя заключаются в общую термостатическую оболочку.

При полной идентичности условий для двух поглотителей в случае сбалансированного моста $R_{T1} = R_{T2} = R_T$ и $R_1 = R_2 = R$, а чувствительность по формуле (62.2) становится равной

$$\frac{di_G}{dR_T} = \frac{RU_0}{R_G (R + R_T)^2 + 2RR_T (R + R_T)} \quad (62.3)$$

Анализ формулы (62.3) показывает, что при равной мощности, рассеиваемой в термисторе, чувствительность будет тем выше, чем больше сопротивление плеча R по сравнению с сопротивлением термистора R_T .

ДОЗИМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ

§ 63. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

Процессы взаимодействия нейтронов с веществом определяются как энергией нейтронов, так и атомным составом поглощающей среды. Принято различать следующие группы нейтронов в зависимости от их энергии:

ультрахолодные нейтроны — нейтроны с энергией менее 10^{-7} эВ;

холодные нейтроны — нейтроны с энергией менее $5 \cdot 10^{-3}$ эВ;
тепловые нейтроны — нейтроны, находящиеся в термическом термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами окружающей среды и имеющие приближенно максвелловское распределение плотности нейтронов по энергии; наиболее вероятная энергия таких нейтронов при комнатной температуре равна 0,025 эВ;

надтепловые нейтроны — нейтроны, наименьшее значение энергии которых при нормальной температуре окружающей среды находится в интервале 0,1—0,2 эВ и увеличивается с повышением температуры;

промежуточные нейтроны — нейтроны от энергетической границы надтепловых нейтронов до 200 кэВ;

быстрые нейтроны — нейтроны с энергиями от 200 кэВ до 20 МэВ;

сверхбыстрые нейтроны — нейтроны с энергией более 20 МэВ;

подкадмиевые нейтроны — нейтроны с энергией менее эффективной граничной энергии кадмия, используемого для экранирования от тепловых нейтронов;

надкадмиевые нейтроны — нейтроны с энергией более эффективной энергии кадмия, используемого для экранирования от тепловых нейтронов;

нейтроны переходной области — в энергетическом интервале от нижней энергетической границы надтепловых нейтронов до границы, выше которой начинается энергетическое распределение плотности потока нейтронов по закону Ферми.

В данном курсе мы ограничиваемся рассмотрением нейтронов с энергиями от тепловых до 20 МэВ.

Для дальнейшего рассмотрения удобно объединить нейтроны переходной области и тепловые нейтроны в одну группу; эти нейтроны назовем *медленными* нейтронами. Преобразование энергии нейтронов происходит в элементарных актах взаимодействия с ядра-

ми атомов поглощающего вещества. При взаимодействии нейтронов с ядрами могут наблюдаться: упругое рассеяние, неупругое рассеяние, радиационный захват, расщепление с вылетом заряженных частиц, деление ядер. Вероятность того или иного процесса зависит как от энергии нейтронов, так и от вида ядер, с которыми они взаимодействуют.

В процессе упругого рассеяния нейтрон меняет свое направление, а часть его кинетической энергии передается ядру отдачи. При неупругом рассеянии ядро отдачи оказывается в возбужденном состоянии, из которого оно обычно переходит в нормальное состояние, испуская γ -квант. Так как неупругое рассеяние возможно только при энергии нейтронов, большей, чем энергия возбуждения ядра, то этот процесс имеет практическое значение только для быстрых нейтронов. Упругое рассеяние нейтронов происходит при любой энергии и является наиболее эффективным процессом в понижении энергии нейтронов до тепловой.

В элементарном акте упругого рассеяния ядро отдачи получает энергию

$$E_{\text{яд}} = \frac{4Mm}{(M+m)^2} \cos^2 \theta E_0, \quad (63.1)$$

где M — масса ядра; m — масса нейтрона; θ — угол между первоначальным направлением нейтрона и направлением движения ядра отдачи в лабораторной системе координат; E_0 — начальная энергия нейтронов. Средняя энергия, передаваемая нейтронами ядрам отдачи при упругом рассеянии:

$$\bar{E} = \frac{2Mm}{(M+m)^2} E_0 = \frac{2A_i}{(1+A_i)^2} E_0, \quad (63.2)$$

где A_i — относительная атомная масса ядер типа i , на которых происходит рассеяние.

Из формул (63.1) и (63.2) видно, что чем легче ядра поглощающей среды, тем большую долю энергии теряют нейтроны в процессе упругого рассеяния. Первоначально моноэнергетический пучок нейтронов, попадая в поглощающую среду, в результате столкновений нейтронов с ядрами приобретает непрерывный спектр; наибольшее число нейтронов будет в области низких энергий. Можно указать такую энергию нейтронов $E_{\text{ср}}$, ниже и выше которой в спектре будет равное число нейтронов. Приближенное выражение для этой энергии имеет вид

$$E_{\text{ср}} \approx E_0 e^{n\gamma}, \quad (63.3)$$

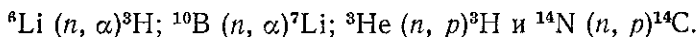
где n — число столкновений нейтрона с ядрами среды;

$$\gamma = 1 - [(A-1)^2/2A] \ln [(A+1)/(A-1)]. \quad (63.4)$$

Радиационный захват — характерный вид взаимодействия тепловых нейтронов — заключается в захвате ядром нейтрона с испусканием γ -кванта. Испускаемое γ -излучение при радиационном

захвате имеет обычно энергию порядка нескольких миллионов электронвольт. Радиационный захват может происходить на ядрах почти всех элементаров.

В процессе расщепления с вылетом заряженных частиц нейтрон захватывается ядром и испускаются заряженные частицы, такие, как α , p , d и т. п. Такой процесс наиболее вероятен для быстрых нейтронов, взаимодействующих с легкими ядрами. Для медленных нейтронов расщепление с вылетом заряженных частиц маловероятно, за исключением четырех случаев:



Радиационный захват и ядерные превращения с вылетом заряженных частиц приводят к тому, что энергия взаимодействующего нейтрона полностью преобразуется в энергию вторичного излучения. В процессе рассеяния (упругого и неупругого) только часть энергии первичного нейтрона преобразуется в энергию вторичного излучения.

Заряженные частицы и ядра отдачи, образующиеся при взаимодействии нейтронов, легко поглощаются средой. Образующиеся при радиационном захвате γ -кванты, напротив, легко проникают через вещество и могут выйти из поглощающей среды без существенного ослабления. Рассеянные нейтроны в зависимости от условий облучения также могут выйти из ограниченной области поглотителя, неполностью растратив свою энергию.

§ 64. ФОРМИРОВАНИЕ ДОЗЫ НЕЙТРОНОВ В ЖИВОЙ ТКАНИ

Тканевая доза нейтронов обусловлена поглощенной энергией вторичного излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с тканью организма. Значимость тех или иных процессов взаимодействия нейтронов определяется составом ткани. Примерный химический состав ткани организма приведен в табл. 9. Приближенно химический состав мягкой биологической ткани можно определить формулой воображаемой тканевой «молекулы» $(\text{C}_5\text{H}_{40}\text{O}_{13}\text{N})_x$.

Для живой ткани характерно, что она состоит в основном из легких элементов. Самый легкий элемент — водород — по числу атомов занимает первое место среди всех элементов ткани. Преобладание того или иного из перечисленных ранее процессов взаимодействия нейтронов с веществом определенного химического состава целиком определяется энергией нейтронов. Из указанных процессов взаимодействия деление тяжелых ядер под действием нейтронов не характерно для ткани и может наблюдаться лишь при наличии инкорпорированных делящихся веществ, таких, как уран, торий, плутоний и т. п. Остальные процессы могут происходить при взаимодействии нейтронов с тканью, хотя роль их будет различной в зависимости от энергии нейтронов.

Рассмотрим поглощенные в ткани дозы нейтронов различных энергетических групп.

Химический состав мягкой биологической ткани

Элемент	Масса, %	Концентрация атомов, см ⁻³	Элемент	Масса, %	Концентрация атомов, см ⁻³
Водород	10,0	$6,02 \cdot 10^{22}$	Фосфор	1,0	$1,94 \cdot 10^{20}$
Углерод	18,0	$9,05 \cdot 10^{21}$	Кальций	1,5	$2,26 \cdot 10^{20}$
Азот	3,0	$1,28 \cdot 10^{21}$	Другие элемен- ты	1,5	$\sim 2,0 \cdot 10^{20}$
Кислород	65,0	$2,45 \cdot 10^{22}$			

Медленные нейтроны с энергиями до 1 кэВ. Для легких ядер основным видом взаимодействия этой группы нейтронов является упругое рассеяние. Из четырех указанных выше элементов, взаимодействие с которыми медленных нейтронов приводит к расщеплению ядер с вылетом заряженных частиц, для ткани имеет значение только ^{14}N . Следовательно, преобразование энергии медленных нейтронов в живой ткани происходит в результате упругого рассеяния и через реакцию $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Ядра отдачи, возникающие в ткани при упругом рассеянии медленных нейтронов, в большинстве своем обладают энергией, недостаточной для ионизации, и их вклад в биологический эффект предполагается незначительным.

Рассеяние приводит к быстрому замедлению нейтронов до тепловых энергий. Тепловые нейтроны, которые образовались в результате замедления более высокоэнергетических нейтронов или попали в ткань извне, захватываются ядрами элементов ткани с образованием новых изотопов. Из всех реакций, протекающих при взаимодействии тепловых нейтронов с элементами ткани, наибольшее значение имеют две: радиационный захват ядрами водорода $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ и уже упомянутая реакция на азоте $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, вероятность которой для тепловых нейтронов значительно выше, чем для нейтронов высоких энергий. Возникающие при радиационном захвате γ -кванты с энергией 2,23 МэВ, взаимодействуя с тканью, дают существенный вклад в дозу. Распределение дозы, обусловленной γ -квантами, по глубине ткани определяется пространственным распределением тепловых нейтронов и характером взаимодействия γ -излучения с тканью организма. Многократное рассеяние γ -квантов усложняет теоретический расчет распределения дозы, который можно сделать лишь приближенно. В реакции на азоте образуются протоны с энергией 0,62 МэВ и радиоактивный углерод ^{14}C . Протоны имеют в ткани малый пробег и практически поглощаются в месте своего возникновения. Распределение тканевой дозы, обусловленной протонами, однозначно определяется распределением тепловых нейтронов. Радиоактивный углерод ^{14}C распадается с вылетом β -частиц, обладающих средней энергией 0,05 МэВ. Вклад в дозу вследствие распада ^{14}C пренебрежимо мал.

Помимо указанных основных реакций, характерных при взаимодействии тепловых нейтронов с ядрами азота и водорода, идут

реакции и на других элементах, входящих в состав ткани. Среди них можно назвать радиационный захват на азоте ^{14}N (n, γ) ^{15}N , сопровождающийся испусканием γ -квантов с энергией около 0,73 МэВ, реакцию ^{31}P (n, γ) ^{32}P и др. Эти дополнительные реакции могут несколько увеличить дозу в тех тканях организма, где имеется повышенное содержание элемента, на ядрах которого возможна реакция захвата нейтрона. Так, реакция на фосфоре увеличивает дозу в костной ткани. В целом дополнительные реакции незначительно увеличивают дозу, обусловленную основными реакциями на водороде и азоте. Весьма незначительную роль играют также радионуклиды, образующиеся в ткани под действием нейтронов.

Как уже отмечалось, основным процессом взаимодействия медленных нейтронов с тканью является упругое рассеяние, однако решающее значение в биологическом действии нейтронов этой группы приписывается вторичному излучению, возникающему в реакциях захвата тепловых нейтронов. Такое положение является справедливым, если полагать, что биологический эффект обусловлен ионизацией ткани. Возникающие при упругом взаимодействии медленных нейтронов ядра отдачи тратят свою энергию на возбуждение и расщепление молекул — процессы, биологический эффект которых недостаточно изучен.

Что касается поглощенной энергии, которая и определяет дозу, то она характеризуется следующими цифрами. Среднее число столкновений, необходимое для замедления в ткани нейтронов с энергией 1 кэВ до тепловой энергии, можно принять равным 15. Макроскопическое сечение рассеяния в ткани равно $1,45 \text{ см}^{-1}$. Следовательно, в процессе замедления единичного потока нейтронов в результате упругого рассеяния теряется энергия $1 \cdot 10^{-3}$ МэВ на 1 г ткани (плотность ткани принята равной 1 г/см^3). Оценка дозы единичного потока тепловых нейтронов дает на поверхности объекта значение $2,6 \cdot 10^{-2}$ МэВ/г, или около $4 \cdot 10^{-10}$ рад. Каждый медленный нейтрон может стать в ткани тепловым, поэтому из сравнения данных видно, что основная доля поглощенной энергии медленных нейтронов приходится на вторичное излучение, возникающее в процессе захвата тепловых нейтронов.

Распределение поглощенной энергии между γ -излучением и протонами, образующимися в реакции на азоте, таково, что доза, обусловленная γ -излучением, примерно в 20 раз больше дозы, вызванной протонами.

Быстрые нейтроны. Основным процессом, определяющим поглощение энергии быстрых нейтронов в ткани, является упругое рассеяние. Почти вся поглощенная энергия распределяется между ядрами отдачи водорода (протоны отдачи), углерода, азота и кислорода. Роль ядер отдачи других элементов, входящих в состав ткани, незначительна.

Вклад в поглощенную энергию нейтронов ядер отдачи углерода, азота и кислорода примерно одинаков, на долю протонов отдачи приходится 70—80% всей поглощенной энергии быстрых нейтронов.

Преимущественная роль водорода при взаимодействии быстрых нейтронов с биологической тканью обусловлена следующими факторами: наибольшее число ядер ткани составляют протоны; при взаимодействии с ядром водорода передается максимальная энергия нейтрона и сечение рассеяния на ядрах водорода больше, чем на ядрах других элементов, входящих в состав ткани. Это позволяет иногда принимать в расчет только атомы водорода.

Ядра отдачи, возникающие при рассеянии нейтронов, имеют сравнительно небольшой пробег, и можно считать, что они поглощаются в месте своего возникновения. В этом случае поглощенная доза D равна керме K . Для моноэнергетических нейтронов

$$D = K = \varphi_N t \sum_i n_i \sigma_i \bar{E}_i, \quad (64.1)$$

где φ_N — плотность нейтронного потока; t — время облучения; n_i — концентрация ядер типа i в ткани; σ_i — сечение рассеяния на ядрах типа i ; \bar{E}_i — средняя энергия, передаваемая ядру типа i в одном акте рассеяния.

Если φ_N означает плотность потока падающих нейтронов без учета их многократного рассеяния в облучаемом объекте, то дозу, вычисленную по формуле (64.1), иногда называют первоударной дозой или дозой первого столкновения. По существу первоударная доза есть доза узкого коллимированного пучка нейтронов. Средний свободный пробег нейтронов в ткани, облучаемой узким пучком нейтронов, по вычислениям М. И. Шальнова в широком энергетическом диапазоне (0,1—50 МэВ) может быть представлен формулой

$$l = 2,8 E^{0,5}, \quad (64.2)$$

где l выражено в сантиметрах, а E — в мегаэлектронвольтах.

Формулы (64.1) и (64.2) позволяют вывести значение дозы узкого пучка нейтронов определенной энергии на различной глубине биологического объекта. Если D_0 — доза на поверхности объекта, то доза на глубине x

$$D_x = D_0 \exp(-x/l). \quad (64.3)$$

Дозу на поверхности можно найти по формуле (64.1), где суммирование достаточно распространить только на водород, углерод, азот и кислород. На долю последних трех элементов приходится не более 10% поглощенной энергии, поэтому приближенно можно положить

$$\sum_i n_i \sigma_i \bar{E}_i \approx a \bar{E}_p \sum_i n_i \sigma_i,$$

где a — коэффициент, близкий к единице, а \bar{E}_p — средняя энергия протонов отдачи. Так как по определению средний пробег нейтронов в ткани $l = 1/\sum_i n_i \sigma_i$, для нейтронов энергии E

$$\sum_i n_i \sigma_i \bar{E}_i = a \bar{E}_p / l = aE/2l. \quad (64.4)$$

Подставляя в выражение (64.4) значение l из формулы (64.2) и полагая $a = 1$, по формуле (64.1) находим

$$D_0 = 0,24 \cdot 10^{-8} \Phi t E^{0,5} \text{ [рад]}. \quad (64.5)$$

Формула (64.5), предложенная М. И. Шальновым для грубой оценки дозы первого соударения, удовлетворяет значениям дозы, вычисленным непосредственно по формуле (64.1), с погрешностью 20% для нейтронов в интервале энергий 0,5—5 МэВ.

Учет многократного рассеяния нейтронов в биологических объектах усложняет вычисление дозы. Расчеты методом Монте-Карло показывают, то для крупных объектов доза на поверхности для широких нейтронных пучков может в полтора раза превышать дозу первого соударения.

Часть быстрых нейтронов, попадающих в биологический объект, замедляется до тепловой скорости, поэтому суммарный эффект воздействия определяется дозой, обусловленной упругими взаимодействиями нейтронов с ядрами ткани, и дозой тепловых нейтронов, появившихся в результате замедления быстрых. Относительный вклад дозы тепловых нейтронов невелик и уменьшается с увеличением энергии нейтронов. Так, для нейтронов с энергией 1 МэВ часть общей дозы, обусловленная тепловыми нейтронами, составляет 11%.

Нейтроны промежуточных энергий. Типичным взаимодействием нейтронов этого диапазона энергий является упругое рассеяние. Возникающие при этом ядра отдачи, особенно протоны, способны производить ионизацию среды. Существенное значение имеют также реакции захвата замедлившихся нейтронов. Характерной особенностью взаимодействия нейтронов промежуточных энергий является наличие резонансных пиков сечения рассеяния на ядрах некоторых элементов ткани. Значения максимальных тканевых доз на единичный нейтронный поток, вычисленные Снайдером и Нойфельдом, составляют $5,5 \cdot 10^{-10}$ рад для нейтронов с энергией 5 кэВ, $1 \cdot 10^{-9}$ рад для нейтронов с энергией 100 кэВ и $2,2 \cdot 10^{-9}$ рад нейтронов с энергией 500 кэВ.

Формирование дозы существенно определяется энергетическим составом нейтронов. Характер энергетического спектра нейтронов, сформированного в результате замедления быстрых нейтронов в рассеивающей среде, может быть установлен на основе следующих представлений. Пусть $n(E) dE$ — число нейтронов в интервале энергий от E до $E + dE$. В этот энергетический интервал нейтроны попадают в результате замедления нейтронов с более высокой энергией. Пусть q — скорость образования нейтронов с энергией E . Это есть число нейтронов, замедляющихся в единицу времени до энергии E . Дальнейшее замедление нейтронов приводит к выводу их из энергетического интеграла dE в область более низких энергий. Следовательно, можно говорить о некотором времени жизни нейтрона dt в энергетическом интервале dE около энергии E .

Тогда

$$n(E) dE = qd\tau. \quad (64.6)$$

Если нейтрон с энергией E в результате взаимодействия со средней теряет в единицу времени энергию ΔE , то

$$d\tau = dE/\Delta E. \quad (64.7)$$

Величину ΔE можно связать со средней потерей энергии в одном столкновении δ . Пусть v — скорость нейтрона, а λ — средний свободный пробег, тогда v/λ представляет число столкновений в единицу времени. Следовательно,

$$\Delta E = \delta v/\lambda. \quad (64.8)$$

Подставляя формулу (64.8) в (64.7), получаем

$$d\tau = \lambda dE/v\delta. \quad (64.9)$$

Подставив это выражение в (64.6), получим следующую формулу для концентрации нейтронов:

$$n(E) dE = (q\lambda/v\delta)dE. \quad (64.10)$$

Плотность потока нейтронов с энергиями от E до $E + dE$, $\varphi(E) dE$ равна произведению скорости нейтронов на их концентрацию:

$$\varphi(E) dE = vn(E) dE. \quad (64.11)$$

Потерю энергии при одном столкновении легко связать со средним логарифмическим декрементом ξ в предположении, что последний не зависит от энергии нейтрона. Это означает, что доля потери энергии нейтрона в процессе замедления предполагается постоянной. При этом условии

$$\delta = \xi E. \quad (64.12)$$

Из формул (64.10), (64.11) и (64.12) получим следующее выражение для спектра замедлившихся нейтронов:

$$\varphi(E) dE = \frac{q\lambda}{\delta} dE = q \frac{\lambda}{\xi} \frac{dE}{E}. \quad (64.13)$$

Длина свободного пробега нейтрона λ обратно пропорциональна замедляющей способности веществ; обозначив $\beta(E)$ энергетическую зависимость замедляющей способности, получим следующее энергетическое распределение плотности нейтронного потока:

$$\varphi(E) \sim 1/\beta(E) E. \quad (64.14)$$

Нейтроны с таким распределением называются фермиевскими нейтронами, а спектр вида (64.14) — спектром Ферми.

Вывод формулы (64.14) содержит упрощающие предположения в частности, принято, что замедляются моноэнергетические нейтро-

ны, а ξ постоянно. Если предположить еще независимость средней длины пробега от энергии нейтронов, то по формуле (64.14) плотность потока в единичном энергетическом интервале будет обратно пропорциональна энергии. Реальная картина оказывается сложней, однако для нейтронов промежуточных энергий, возникающих в результате замедления в средах с преобладанием рассеяния по сравнению с поглощением, спектр приближенно имеет вид (64.13). Это позволяет сделать оценку вклада дозы нейтронов промежуточных энергий по отношению к дозе быстрых нейтронов.

Доза, обусловленная нейтронами промежуточных энергий в энергетическом интервале $E_1 - E_2$, определяется следующим соотношением:

$$D = \frac{q}{\xi} \int_{E_1}^{E_2} \lambda \alpha(E) d \ln E, \quad (64.15)$$

где $\alpha(E)$ — коэффициент перехода от плотности нейтронного потока к дозе.

Оценка по приведенным формулам дает следующие результаты. Доза нейтронов фермиевского спектра в диапазоне энергий 0,4 эВ — 0,5 МэВ составляет 43% дозы быстрых нейтронов спектра деления в энергетическом диапазоне 0,5—5 МэВ. Однако дозовый вклад нейтронов промежуточных энергий быстро возрастает с уменьшением верхней границы энергетического спектра быстрых нейтронов. Так, для диапазона энергий быстрых нейтронов 0,5—1 МэВ дозовый вклад нейтронов фермиевского спектра составляет 280%.

Таким образом, практически важным оказывается определять дозу нейтронов промежуточных энергий. В то же время в области промежуточных энергий нейтронов возникают максимальные трудности дозиметрии.

§ 65. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТКАНЕВОЙ ДОЗЫ

При облучении внешним нейтронным потоком тканевая доза распределяется внутри биологического объекта неравномерно. Дозовое распределение зависит от энергии нейтронов, геометрических размеров объекта и распределения элементов в ткани. В результате многократного рассеяния и накопления нейтронов низких энергий доза может достигнуть максимального значения на некоторой глубине от поверхности объекта. С изменением энергии нейтронов положение максимума дозы смещается по-разному для различных энергетических групп. Так, для медленных нейтронов глубина расположения максимальной дозы увеличивается с ростом энергии нейтронов. Это объясняется тем, что основной вклад в дозу дают нейтроны, замедлившись до тепловых энергий, и положение максимума дозы примерно соответствует максимуму концентрации тепловых нейтронов. Одновременно увеличивается и абсолютное значение максимальной дозы. Так, при облучении нейтронами

с энергией 0,1 кэВ глубина максимальной дозы около 4 см, в то время как для тепловых нейтронов она равна 0,3 см, а абсолютное значение дозы для нейтронов с энергией 0,1 кэВ более чем в два раза выше, чем для тепловых нейтронов. В области промежуточных энергий нейтронов примерно до 30—40 кэВ положение максимума дозы почти не меняется и находится на глубине 4 см. Дальнейшее повышение энергии нейтронов заметно повышает роль ядер отдачи в создании дозы, что приводит к смещению максимума дозы ближе к поверхности объекта. При энергии нейтронов 100—500 кэВ тканевая доза на поверхности максимальна. Для быстрых нейтронов максимальное значение дозы сохраняется на поверхности объекта вплоть до энергии 10 МэВ. Дальнейшее повышение энергии нейтронов снова приводит к смещению положения максимума дозы на некоторую глубину от поверхности объекта облучения.

В связи с неравномерностью распределения дозы по глубине при вычислении или измерении дозы необходимо точно указывать, к какому месту облучаемого объекта эта доза относится. Для радиобиологических целей иногда полезно знать среднюю тканевую дозу

$$\bar{D} = \frac{1}{h} \int_0^h D_x dx,$$

где D_x — доза на глубине x биологического объекта, имеющего толщину h .

При контроле радиационной опасности в целях обеспечения необходимой защиты следует ориентироваться на максимальные значения тканевой дозы. Зависимость максимальной тканевой дозы от энергии нейтронов выводится из кривых распределения глубинной дозы нейтронов различных энергий. Наиболее полные расчеты глубинной дозы первоначально сделали Снайдер и Нойфельд. Важные теоретические и экспериментальные исследования глубинной нейтронной дозы выполнили советские ученые Б. М. Исаев, М. И. Шальнов, П. А. Ямпольский, Л. А. Чудов, Г. Г. Петров, А. М. Коган.

Особенностью биологического действия нейтронов является то, что различные виды вторичного излучения, создающего тканевую дозу, имеют различную относительную биологическую эффективность. Вклад в тканевую дозу того или иного вида вторичного излучения изменяется с изменением энергии нейтронов, поэтому зависимость эквивалентной дозы, выраженной в бэрах, от энергии нейтронов будет отличаться от энергетической зависимости тканевой дозы, выраженной в радах. Тканевую дозу нейтронов можно представить в виде суммы составляющих, обусловленных протонами отдачи D_{π} , тяжелыми ядрами отдачи $D_{\text{яд}}$, ионизирующими частицами, возникающими в ядерных реакциях D_p , и γ -квантами, возникающими при захвате нейтронов D_{γ} :

$$D_{\text{тк}} = D_{\pi} + D_{\text{яд}} + D_p + D_{\gamma}. \quad (65.1)$$

Чтобы определить эквивалентную дозу, необходимо значение каждой составляющей в формуле (65.1) умножить на соответствующий коэффициент качества:

$$D_{\text{э}} = \kappa_{\text{п}} D_{\text{п}} + \kappa_{\text{яд}} D_{\text{яд}} + \kappa_{\text{р}} D_{\text{р}} + \kappa_{\gamma} D_{\gamma}. \quad (65.2)$$

Зная зависимость каждой составляющей в формуле (65.1) от энергии нейтронов, можно по формуле (65.2) установить энергетическую зависимость эквивалентной дозы. Заметим, что вклад отдельных компонентов в эквивалентную дозу может существенно отличаться от вклада тех же компонентов в тканевую поглощенную дозу. Так, для медленных нейтронов роль γ -излучения в создании тканевой дозы значительно больше, чем роль протонов, возникающих в реакции на азоте ($D_{\gamma} \gg D_{\text{р}}$). Однако коэффициент качества для протонов намного больше, чем для γ -квантов, и, следовательно, оба вида излучения вносят примерно одинаковый вклад в эквивалентную дозу ($\kappa_{\text{п}} D_{\text{п}} \approx \kappa_{\gamma} D_{\gamma}$).

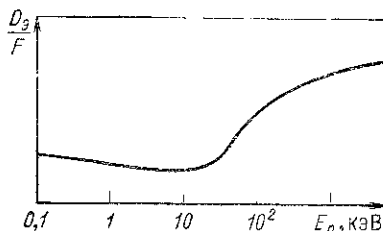


Рис 57. Зависимость эквивалентной дозы единичного флюенса от энергии нейтронов

На основании работ различных исследователей зависимость эквивалентной дозы для единичного нейтронного флюенса от энергии нейтронов имеет вид, показанный на рис. 57. Вид энергетической зависимости эквивалентной дозы определяется выбранными значениями κ . Коэффициенты κ , в свою очередь, зависят не только от вида излучения, но и от того биологического эффекта, по которому они определяются. Поэтому при построении энергетической зависимости эквивалентной дозы нужно исходить из тех значений κ , которые наиболее правильно характеризуют биологическое действие излучения на организм в целом. Единство в оценке биологического действия ионизирующих излучений обеспечивается установлением определенных значений κ для различных видов излучений соответствующими правилами и рекомендациями. Рекомендуемые значения κ изменяются по мере расширения наших знаний о механизме биологического действия излучений. Следовательно, к энергетической зависимости эквивалентной дозы следует относиться, как к некоторой условной характеристике поля нейтронного излучения.

Кривую зависимости эквивалентной дозы от энергии нейтронов, построенную для единичного нейтронного потока, можно использовать для градуировки нейтронных дозиметров в единицах эквивалентной дозы. Дозиметр не будет иметь энергетической зависимости чувствительности, если энергетическая зависимость его показаний в поле единичного нейтронного флюенса будет аналогична кривой на рис. 57.

§ 66. ДОЗИМЕТРИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР

При взаимодействии быстрых нейтронов с веществом возникающие в процессе рассеяния ядра отдачи способны производить ионизацию среды. На этом основано применение ионизационных камер, регистрирующих быстрые нейтроны. Энергия ΔE_r , передаваемая в единицу времени нейтронами ядрам отдачи в единице объема газа камеры, содержащего при температуре T и давлении p число молекул $M_{T, p}$, определяется равенством

$$\Delta E_r = \varphi_n M_{T, p} \sum_i n_i \sigma_i \bar{E}_i, \quad (66.1)$$

где φ_n — плотность потока нейтронов; n_i — число атомов типа i в молекуле газа; σ_i — сечение рассеяния на ядрах типа i ; \bar{E}_i — средняя энергия, передаваемая ядру типа i в одном акте рассеяния. Если $M_{T, 760}$ есть число молекул газа при $p = 760$ мм рт. ст., то $M_{T, p} = M_{T, 760} p/760$.

Поглощенная энергия зависит от пробега ядер отдачи в газе, наполняющем камеру. Если пробег значительно меньше линейных размеров камеры, то энергия нейтронов, переданная ядрам отдачи ΔE_r , будет равна поглощенной энергии ΔQ :

$$\Delta Q = q \bar{w}, \quad (66.2)$$

где q — ионизация, определяемая числом пар ионов, ежесекундно образующихся в единице объема камеры в результате поглощения ядер отдачи; \bar{w} — энергия ионообразования, усредненная по ядрам различных типов. Предполагая, что происходит только упругое рассеяние и что облучение производится моноэнергетическими нейтронами с энергией E_0 , для ионизации в камере, размеры которой значительно превосходят пробег ядер отдачи, из формул (66.1) и (66.2) получим

$$q = \frac{M_{T, 760}}{\bar{w}} \frac{p}{760} \varphi_n E_0 \sum_i n_i \sigma_i \frac{2A_i}{(1+A_i)^2}. \quad (66.3)$$

Из (66.3) следует, что в этом случае ионизация прямо пропорциональна давлению газа в камере и плотности потока нейтронов.

В газовой камере, размеры которой меньше пробега ядер отдачи, поглощенная энергия $\Delta Q < \Delta E_r$, так как часть энергии ядер отдачи уносится за пределы объема камеры. Пусть $b/R = r_i$ — отношение пути ядра отдачи типа i в пределах объема камеры к полному пробегу в данном газе при нормальном давлении (рис. 58). При давлении p отношение $b/R = r_i p/760$. По аналогии с рассмотренным выше случаем легко получить для ионизации в камере, линейные размеры которой меньше пробега ядер отдачи, выражение

$$q = \frac{M_{T, 760}}{\bar{w}} \left(\frac{p}{760} \right)^2 \varphi_n E_0 \sum_i n_i \sigma_i r_i \frac{2A_i}{(1+A_i)^2}. \quad (66.4)$$

Итак, для камер подобного типа *ионизация пропорциональна квадрату давления* и при постоянном давлении пропорциональна плотности потока нейтронов.

Формулы (66.3) и (66.4) справедливы, если можно пренебречь ионизацией, обусловленной ядрами отдачи, выбитыми из стенок камеры.

При низких давлениях ионизация пропорциональна p^2 в соответствии с формулой (66.4), при высоких давлениях $q \sim p$ в соответствии с формулой (66.3). Переход из одной области в другую осуществляется при давлении p_0 (переходное давление). Ядра отдачи

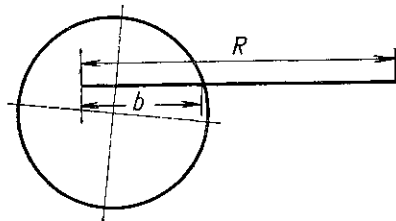


Рис. 58. Путь ядра отдачи в объеме камеры

имеют разные пробеги при одном и том же давлении, поэтому в действительности резкое изменение зависимости q от p не наблюдается, а имеется некоторая переходная область давлений, ниже которой $q \sim p^2$, а выше $q \sim p$.

Газовые камеры без стеночного эффекта можно использовать для измерения плотности потока нейтронов после предварительной градуировки; мощность дозы в этом

случае можно определить расчетным путем при известной энергии падающих нейтронов.

Если газ, наполняющий камеру, тканеэквивалентен по атомному составу, то ионизация может служить мерой тканевой дозы нейтронов. Хорошим приближением к такому газу может служить смесь: метан 64,4%, углекислый газ 32,5%, азот 3,1% (числа указывают парциальное давление). Более удобно использовать маленькие ионизационные камеры, к которым применим принцип Брэгга—Грея. Энергия, поглощенная в единице объема материала стенки:

$$\Delta E = q\omega S_{ст}/S_r, \quad (66.5)$$

где ω — средняя энергия ионообразования; $S_{ст}$ и S_r — тормозная способность стенки и газа для ионизирующих частиц. Формула (66.5) имеет общий вид как для γ -излучения, так и для нейтронов, однако значения ω и $S_{ст}/S_r$ различны; в первом случае ионизирующими частицами являются электроны, во втором — протоны и тяжелые ядра отдачи.

Нейтронный поток практически всегда сопровождается γ -излучением, поэтому полезно рассмотреть работу маленькой ионизационной камеры в смешанном потоке γ -нейтронного излучения. Для нейтронов

$$\Delta E_n = q_n \omega_n (S_{ст}/S_r)_n.$$

Для γ -излучения

$$\Delta E_\gamma = q_\gamma \omega_\gamma (S_{ст}/S_r)_\gamma.$$

Отсюда суммарная ионизация, производимая в газовой полости электронами и ядрами отдачи, выбитыми из стенок камеры:

$$q = q_n + q_\gamma = \frac{(S_r/S_{ст})_n}{\omega_n} \Delta E_n + \frac{(S_r/S_{ст})_\gamma}{\omega_\gamma} \Delta E_\gamma; \quad (66.6)$$

q есть та величина, которая фактически измеряется в камере. Суммарная энергия, поглощаемая в стенке камеры: $\Delta E = \Delta E_n + \Delta E_\gamma$. Из формулы (66.6) следует, что в общем случае по измеренной ионизации нельзя определить суммарную поглощенную дозу в стенках камеры, если неизвестен вклад в дозу γ -излучения или нейтронов. Положение облегчается, если используется однородная камера, у которой материал стенки и газ близки по атомному составу.

Наибольший практический интерес представляют однородные тканеэквивалентные камеры. Стенки такой камеры, наполненной указанной выше смесью газов, выполняются из токопроводящей тканеэквивалентной пластмассы. Пластмасса может иметь следующий состав (%): водород — 10,1; азот — 3,5, углерод со следами кислорода — 86,4. Для однородной камеры $(S_r/S_{ст})_n = (S_r/S_{ст})_\gamma = \rho_r/\rho_{ст}$, где ρ_r и $\rho_{ст}$ — плотность газа и материала стенки. Для тканеэквивалентной камеры ΔE_n и ΔE_γ соответствуют поглощенной тканевой дозе нейтронов и γ -излучения, поэтому $\Delta E = \Delta E_n + \Delta E_\gamma$ определяет поглощенную в ткани дозу смешанного излучения. По измеренной ионизации q в тканеэквивалентной однородной камере можно однозначно определить ΔE , если положить $\omega_n = \omega_\gamma = \omega$. В этом случае

$$q = (\Delta E_n + \Delta E_\gamma) \frac{\rho_r/\rho_{ст}}{\omega} = \Delta E \frac{\rho_r/\rho_{ст}}{\omega}. \quad (66.7)$$

Поглощенная доза

$$D = \frac{\Delta E}{\rho_{ст}} = \frac{\omega}{\rho_r} q. \quad (66.8)$$

Итак, с помощью наперстковых тканеэквивалентных однородных камер можно измерять поглощенную дозу (выраженную, например, в радах) смешанного γ -нейтронного излучения. При этом следует иметь в виду, что ω_n и ω_γ могут заметно различаться между собой.

Практически более важно измерять эквивалентную дозу. Основная трудность при этом заключается в различном значении коэффициента качества γ - и нейтронного излучений. При более строгом подходе следует учитывать также, что ядра отдачи различных типов имеют различные коэффициенты качества.

Эквивалентная доза D_o для смешанного излучения определяется соотношением

$$D_o = \kappa \Delta E_n + \Delta E_\gamma, \quad (66.9)$$

где k — коэффициент качества, усредненный по всем ядрам отдачи. Из сопоставления соотношений (66.8) и (66.9) видно, что тканеэквивалентной ионизационной камерой нельзя измерить эквивалентную дозу без разделения нейтронной и γ -составляющих. Такое разделение обеспечивает дифференциальная система из двух ионизационных камер, одна из которых малочувствительна к нейтронам, а другая тканеэквивалентна. Разность токов двух камер будет соответствовать поглощенной дозе, обусловленной нейтронами. При проектировании такой системы следует иметь в виду возможную энергетическую зависимость чувствительности нетканеэквивалентной камеры.

Одной из трудностей, связанных с применением ионизационных камер для целей нейтронной дозиметрии, является обеспечение наилучшей тканеэквивалентности и гомогенности.

Тканеэквивалентность требует, чтобы вещество, из которого сделана камера, и биологическая ткань были как можно ближе по составу. Однако ткани различных органов и частей одного и того же живого организма могут существенно различаться по составу (например, мышечная ткань и кости). Обычно за основу берут мягкую биологическую ткань, состав которой указан в табл. 9. В специальных случаях возникает необходимость обеспечить одинаковость атомного состава камеры с другими видами тканей.

Требование гомогенности сводится к тому, чтобы состав материала стенок и наполняющего камеру газа был одинаковым. Жесткость выполнения этого условия определяется прежде всего относительным вкладом в общую ионизацию вторичных частиц, возникающих в газе (эффект газа), и вторичных частиц, возникающих в стенке (эффект стенки). Чем больше эффект газа, тем жестче требования к гомогенности. Наоборот, если эффектом газа можно пренебречь, то состав может быть произвольным.

Основным критерием эффекта газа является соотношение между линейными размерами газовой полости и пробегом вторичных частиц. В случае нейтронов возникает много короткопробежных заряженных частиц. Это требует особой осторожности при оценке газового эффекта. Исследования показывают (Ю. И. Брегадзе), что, например, для нейтронов с энергией ниже 2 МэВ применение в качестве рабочего газа воздуха, который не является тканеэквивалентным, практически невозможно без существенного нарушения гомогенности.

Соотношение между стеночным и газовым эффектами зависит от энергии нейтронов. Это обстоятельство позволило в упомянутых исследованиях развить метод экспериментальной оценки средней энергии нейтронов в смешанных γ -нейтронных полях путем измерения негомогенными камерами. Сущность метода заключается в следующем. Пусть имеются: 1) гомогенная камера с водородсодержащими стенками, наполненная водородсодержащим газом; 2) камера с графитовыми стенками, наполненная газом CO_2 ; 3) камера с графитовыми стенками, наполненная водородсодержащим газом,

Обозначим измеряемый ионизационный ток в каждой камере соответственно i_1 , i_2 и i_3 . Ток в гомогенной камере обусловлен электронами, возникающими под действием γ -излучения (i_1^{γ}), и протонами (i_1^p). Ток во второй камере, не содержащей водорода, целиком обусловлен γ -излучением (i_2^{γ}). Ток в третьей камере обусловлен γ -излучением (i_3^{γ}) и протонами, возникающими только в газе (i_3^p). Таким образом, можно написать: $i_1 = i_1^{\gamma} + i_1^p$; $i_2 = i_2^{\gamma}$; $i_3 = i_3^{\gamma} + i_3^p$.

Величины тока i_1^{γ} и i_3^{γ} , обусловленные γ -излучением, поддаются расчету на основании измерения тока во второй камере $i_2 = i_2^{\gamma}$. Это позволяет получить отношение стеночного эффекта к полному току в гомогенной камере за счет нейтронов в следующем виде:

$$\beta = \frac{(i_1 - i_1^{\gamma}) - (i_3 - i_3^{\gamma})}{i_1 - i_1^{\gamma}}.$$

Однако для заданного состава камер это отношение можно считать как функцию энергии нейтронов. Сравнивая экспериментальное значение β с расчетным, можно оценить среднюю энергию нейтронов, которыми облучаются камеры.

Применение ионизационных камер для дозиметрии нейтронов имеет ограничения, обусловленные неопределенностью средней энергии ионообразования w для тяжелых заряженных частиц низких энергий.

Тщательный анализ работ по исследованию величины w (Б. М. Исаев с сотр.) показывает, что в области нейтронов низких энергий, под действием которых возникает значительное число тяжелых заряженных частиц с относительно небольшой скоростью, использование общепринятого значения w для расчета переданной энергии по ионизационному эффекту может привести к заметным погрешностям.

§ 67. ПРИМЕНЕНИЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ СЧЕТЧИКОВ ДЛЯ ДОЗИМЕТРОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Пропорциональный счетчик с постоянным коэффициентом газового усиления можно использовать для дозиметрии нейтронов, если измеряется сумма амплитуд импульсов, возникающих в счетчике. В этом случае результат измерения будет пропорционален полной ионизации в газовом объеме счетчика за время измерения.

Херст, Ритчи и Миллс предложили применять счетчик с тканеэквивалентными стенками и с тканеэквивалентным газом. К такому счетчику полностью применима теория Брэгга—Грея. Ионизация производится частицами вторичного излучения, возникающими как в стенке счетчика, так и в газовом объеме. Газ и стенка имеют одинаковый атомный состав, поэтому к размерам газовой полости никаких особых требований не предъявляется.

Пусть при попадании i -й частицы в газовом объеме образуется q_i пар ионов. Если в газовый объем попадает N частиц, то столько же

создается электрических импульсов. Число пар ионов, образующихся в единице объема, будет $\frac{1}{V} \sum_{i=1}^N q_i$, где V — объем газовой полости. Пусть w_i — средняя энергия ионообразования для i -й частицы, тогда в соответствии с принципом Брэгга—Грея энергия, поглощаемая в единице объема стенки:

$$\Delta E = \frac{\rho_{ст}}{\rho_{г} V} \sum_{i=1}^N q_i w_i. \quad (67.1)$$

Так как стенка счетчика тканеэквивалентна, поглощенная доза в ткани

$$D_{тк} = \frac{1}{\rho_{г} V} \sum_{i=1}^N q_i w_i. \quad (67.2)$$

Амплитуда электрического импульса, обусловленного i -й частицей, будет

$$U_i = akq_i, \quad (67.3)$$

где a — постоянный множитель, учитывающий размерность единиц; k — коэффициент газового усиления. Из формул (67.2) и (67.3)

$$D_{тк} = \frac{\sum_{i=1}^N U_i w_i}{ak\rho_{г} V}. \quad (67.4)$$

Полагая, что $w_i = w$ — величина постоянная, получаем

$$D_{тк} = \frac{w}{ak\rho_{г} V} \sum_{i=1}^N U_i. \quad (67.5)$$

Таким образом, сумма амплитуд импульсов, возникающих в тканеэквивалентном пропорциональном счетчике, однозначно определяет поглощенную дозу в ткани. При облучении смешанным потоком γ - и нейтронного излучения $D_{тк}$ равна суммарной поглощенной дозе нейтронов и γ -квантов. Под действием нейтронов основной вклад в ионизацию вносится протонами отдачи. При облучении γ -квантами ионизация обусловлена электронами. Линейная плотность ионизации для электронов значительно меньше, чем для протонов, поэтому импульсы, обусловленные электронами, должны иметь меньшую амплитуду, чем импульсы, обусловленные протонами. Это обстоятельство позволяет отсекал импульсы, обусловленные электронами, и измерять только импульсы, вызванные протонами. Таким образом, представляется возможным измерять нейтронную дозу на фоне γ -излучения.

Работа пропорционального счетчика может быть охарактеризована кривой интегрального спектра импульсов (рис. 59). По оси абсцисс отложен уровень дискриминации B , по оси ординат —

число импульсов, имеющих амплитуду больше, чем V . V_0 соответствует порогу дискриминации, выше которого импульсы от γ -квантов не регистрируются. Площадь под интегральной кривой пропорциональна поглощенной дозе. Из рисунка видно, что при установлении определенного порога дискриминации отсекаются не только импульсы, обусловленные γ -квантами, но и часть импульсов, обусловленных нейтронами (заштрихованная область). Наблюдается подпороговая потеря ионизации, которая вносит погрешность в измеренное значение поглощенной дозы нейтронов. Погрешность определяется отношением заштрихованной части к полной площади под интегральной кривой для нейтронов. Подпороговые потери обусловлены двумя обстоятельствами:

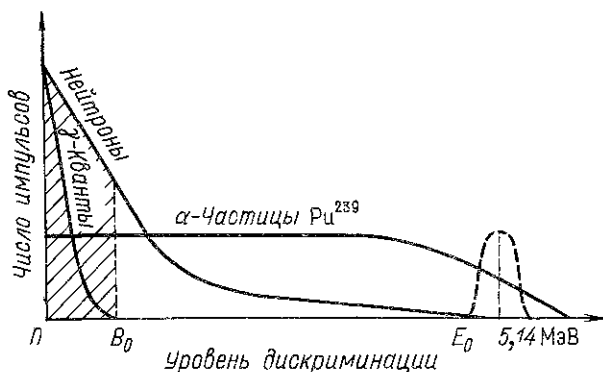


Рис. 59. Интегральный спектр импульсов в пропорциональном счетчике

1) под действием нейтронов образуются протоны, обладающие энергиями от нулевой до максимальной; протоны низких энергий могут создать импульсы, величина которых ниже установленного порога дискриминации;

2) протоны в газовом объеме проходят по различным направлениям, поэтому некоторые протоны, имеющие энергию больше V_0 , теряют лишь незначительную часть своей энергии в пределах газового объема. Эти протоны также могут создать импульсы, величина которых лежит ниже уровня дискриминации.

Херст указывает, что практически следует считаться лишь с потерями, обусловленными первой причиной. Оценку подпороговых потерь в этом случае можно произвести следующим образом.

Энергия протона отдачи, вылетающего под углом θ к направлению движения нейтрона: $E = E_0 \cos^2 \theta$, где E_0 — максимальная энергия протона, равная энергии нейтрона. Пусть $\mathcal{P}(E) dE$ — вероятность того, что вылетающий протон имеет энергию в пределах от E до $E + dE$, а $\mathcal{P}(\theta) d\theta$ — вероятность того, что протон вылетит в пределах угла от θ до $\theta + d\theta$. Очевидно, $\mathcal{P}(E) dE =$

$= -\mathcal{P}(\theta) d\theta$ или $\mathcal{P}(\theta) = -\mathcal{P}(E) \frac{dE}{d\theta}$. При упругом рассеянии протоны отдачи равновероятно могут обладать любой энергией — от 0 до E_0 , поэтому $\mathcal{P}(E) = 1/E_0$; учитывая, что $dE/d\theta = -E_0 2 \sin \theta \cos \theta$, получаем $\mathcal{P}(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta$.

Вероятность того, что протон вылетит в пределах угла от 0 до θ :

$$\mathcal{P}(<\theta) = \int_0^{\theta} 2 \sin \theta \cos \theta d\theta = \sin^2 \theta.$$

Вероятность того, что протон вылетит под углом, бóльшим θ :

$$\mathcal{P}(>\theta) = 1 - \sin^2 \theta = \cos^2 \theta. \quad (67.6)$$

Пусть уровень дискриминации B соответствует энергии протонов, летящих под углом θ_1 :

$$B = E_0 \cos^2 \theta_1. \quad (67.7)$$

Из N_p образованных протонов в соответствии с соотношением (67.6) $N_p \cos^2 \theta_1$ протонов вылетят под углами, бóльшими θ_1 , и будут обладать энергией меньше B . Число незарегистрированных протонов, следовательно, равно

$$N_p \cos^2 \theta_1 = N_p B/E_0. \quad (67.8)$$

Средняя энергия этих протонов $B/2$, и незарегистрируемая поглощенная энергия оказывается равной $N_p B^2/2E_0$. Полная поглощенная энергия равна $N_p E_0/2$. Отсюда относительная погрешность, обусловленная подпороговыми потерями, равна $(B/E_0)^2$. Погрешность оказывается небольшой, если B значительно меньше E_0 . В действительности небольшой уровень дискриминации можно использовать лишь при малом γ -фоне. При достаточно большой интенсивности γ -излучения импульсы от электронов могут накладываться друг на друга, создавая импульсы большой амплитуды. В этом случае необходимо увеличить порог дискриминации, и погрешность возрастет. При большом пороге дискриминации следует также учитывать подпороговые потери, обусловленные разными траекториями протонов в счетчике.

Пропорциональный счетчик можно проградуировать по α -излучению источника известной активности, помещенного непосредственно в газовый объем. На рис. 59 показан интегральный спектр импульсов от α -частиц Pu^{239} . С небольшим разбросом энергия α -частиц равна 5,14 МэВ. Эту энергию можно приписать положению максимума, получающемуся при дифференцировании интегральной кривой. По известной активности источника можно определить полную энергию, выделяющуюся в газовом объеме, а следовательно, полную ионизацию, которая приравнивается к площади под интегральной кривой. Таким образом определяется цена единицы площади под интегральной кривой в приборном спектре.

Погрешность в результате подпороговых потерь в пропорциональном счетчике можно существенно уменьшить, если импульсы,

обусловленные γ -квантами, не отсекают, а направляют по другому каналу. На этом принципе был предложен дозиметр смешанного излучения, который может измерять как суммарную поглощенную дозу излучения, так и эквивалентную дозу (В. И. Иванов).

В каждом канале, протонном и электронном, с помощью электронных устройств амплитуда импульса преобразуется в длительность, так что на выходе возникает число стандартных импульсов, пропорциональное сумме амплитуд импульсов входных сигналов. Следовательно, простое суммирование числа выходных импульсов определяет дозу излучения. Кроме того, можно установить такой масштаб перехода от амплитуды к длительности, что в расчете на одинаковую поглощенную дозу число выходных импульсов в протонном канале будет в k раз больше, чем в электронном. Если k принять равным коэффициенту качества нейтронов, то суммарное число стандартных импульсов на выходе обоих каналов будет пропорционально эквивалентной дозе излучения.

§ 68. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

Световые вспышки в сцинтилляторе при облучении его нейтронами возникают в результате поглощения протонов и тяжелых ядер отдачи. Если $\Delta E'$ — поглощенная в единицу времени энергия в сцинтилляторе, то ток на выходе фотоумножителя сцинтилляционного счетчика определяется соотношением

$$i_{\Phi} = \frac{aMg\eta}{(h\nu)_{\Phi}} \Delta E', \quad (68.1)$$

где M — коэффициент усиления фотоумножителя; g — оптическая эффективность (выход фотоэлектронов с фотокатода ФЭУ на один испущенный сцинтиллятором фотон); η — конверсионная эффективность сцинтиллятора, показывающая, какая доля поглощенной энергии преобразуется в световую энергию; $(h\nu)_{\Phi}$ — средняя энергия фотонов, испускаемых сцинтиллятором; a — коэффициент пропорциональности, учитывающий размерность единиц.

Если иметь в виду только процесс упругого рассеяния, то

$$\Delta E' = \left(\frac{1}{2} \sigma_{\text{H}} n_{\text{H}} + \sum_i \frac{2A_i}{(1+A_i)^2} \sigma_i n_i \right) S h \varphi_n E_0, \quad (68.2)$$

где σ_{H} — сечение рассеяния на ядрах водорода; n_{H} — число атомов водорода в 1 см³ фосфора; n_i — число атомов тяжелых ядер типа i в 1 см³ фосфора; S и h — соответственно площадь и толщина фосфора. Сумма учитывает взаимодействие нейтронов с тяжелыми элементами сцинтиллятора, а первый член в скобках — взаимодействие только с атомами водорода.

Для целей дозиметрии целесообразно применять водородсодержащие сцинтилляторы; в этом случае можно пренебречь вкладом в поглощенную энергию тяжелых ядер. Чувствительность дозиметра

определяется измеряемым током, отнесенным к одному падающему нейтрону:

$$\frac{i_{\Phi}}{\varphi_n} = \frac{ahSn_H M\sigma_H}{2(h\nu)_{\Phi}} \eta g E_0. \quad (68.3)$$

Сцинтилляционный счетчик будет отвечать дозиметрическим требованиям, если зависимость чувствительности i_{Φ}/φ_n от энергии нейтронов E_0 подобна зависимости тканевой дозы от энергии. Определяющую роль в энергетической зависимости чувствительности играют величины η , σ_H и E_0 . В нейтронных дозиметрах используются сцинтилляторы двух типов: однородные органические и смесь водородсодержащих веществ с неорганическим сцинтиллятором. Органические однородные сцинтилляторы обладают удовлетворительной тканеэквивалентностью, но имеют недостаток — при их применении затруднена дискриминация γ -фона.

Ток на выходе фотоумножителя, обусловленный γ -излучением, в соответствии с формулой (41.4)

$$i_{\gamma} = \frac{aM\eta_{\gamma}\rho_B Shg}{(h\nu)_{\Phi}} \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{kB}} \frac{1 - \exp(-\mu_Z h)}{\mu_Z h} P_0, \quad (68.4)$$

где μ_{kZ} и μ_{kB} — линейные коэффициенты передачи энергии для вещества сцинтиллятора и воздуха; μ_Z — линейный коэффициент ослабления в сцинтилляторе; P_0 — мощность экспозиционной дозы γ -излучения. Индекс γ у i и η означает, что речь идет о γ -квантах. Для достаточно высокоэнергетического излучения $\mu_Z h \ll 1$ и

$$i_{\gamma} = \frac{aMg\eta_{\gamma}\rho_B}{(h\nu)_{\Phi}} Sh \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{kB}} P_0.$$

Мощность экспозиционной дозы выражается через плотность потока γ -квантов: $P_0 = \varphi_{\gamma} E_{\gamma} \cdot \mu_{kB}/\rho_B$, где E_{γ} — энергия γ -квантов. Отсюда чувствительность счетчика для γ -излучения

$$\frac{i_{\gamma}}{\varphi_{\gamma}} = \frac{aMg\eta_{\gamma}}{(h\nu)_{\Phi}} S \mu_{kZ} h E_{\gamma}. \quad (68.5)$$

Сравнивая выражения (68.3) и (68.5), для одинаковой энергии γ -квантов и нейтронов получаем

$$\frac{i_{\Phi}/\varphi_n}{i_{\gamma}/\varphi_{\gamma}} = \frac{1}{2} \frac{\eta}{\eta_{\gamma}} \frac{n_H \sigma_H}{\mu_{kZ}}. \quad (68.6)$$

Конверсионная эффективность органических сцинтилляторов для протонов обычно в несколько раз меньше конверсионной эффективности для электронов; в то же время $n_H \sigma_H > \mu_{kZ}$. Это приводит к тому, что отношение чувствительности, вычисленное по уравнению (68.6), равно единице или меньше единицы. Так, для антрацена при энергиях нейтронов и γ -квантов, равных 1 МэВ, $\frac{i_{\Phi}/\varphi_n}{i_{\gamma}/\varphi_{\gamma}} = 0,7$. Следовательно, γ -кванты регистрируются органическим сцинтилля-

тором так же хорошо, как и нейтроны. Дискриминация импульсов, обусловленных γ -квантами, затруднена тем, что $\eta_\gamma > \eta$ и импульсы от электронов по амплитуде сравнимы или даже больше импульсов от протонов.

Положение несколько улучшается, если измерять не ток умножителя, а частоту импульсов. Частота импульсов от γ -квантов ν_γ и нейтронов ν_n определяется соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \nu_\gamma &= \varphi_\gamma \mu_Z S h; \\ \nu_n &= \varphi_n \sigma_H n_H S h, \end{aligned} \right\} \quad (68.7)$$

отсюда

$$\frac{\nu_\gamma}{\nu_n} = \frac{\varphi_\gamma}{\varphi_n} \frac{\mu_Z}{\sigma_H n_H}.$$

Так как $\mu_Z < \sigma_H n_H$, то для одинаковых потоков γ -квантов и нейтронов $\nu_\gamma/\nu_n < 1$.

При счете импульсов чувствительность к нейтронам оказывается выше, чем к γ -квантам, но зависимость чувствительности от энергии нейтронов будет далеко нетканеэквивалентной.

Наконец, можно сравнить показания сцинтилляционного дозиметра при одинаковой поглощенной дозе γ -излучения и нейтронов. Отношение измеряемого тока, очевидно, будет

$$i_\gamma/i_\Phi = \eta_\gamma/\eta > 1.$$

Таким образом, при измерении смешанного γ -нейтронного излучения прибором с органическим одородным сцинтиллятором ток на выходе фотоумножителя не только не пропорционален эквивалентной дозе, но также не определяет и поглощенной дозы, если неизвестен вклад γ -квантов.

Фосфор, составленный из смеси водородсодержащих веществ с неорганическим сцинтиллятором, обладает лучшими дозиметрическими характеристиками по сравнению с однородными органическими сцинтилляторами. Более высокая конверсионная эффективность неорганических сцинтилляторов для протонов позволяет производить амплитудную дискриминацию импульсов от электронов. Преобразование энергии первичного излучения происходит в несцинтиллирующем органическом веществе. Возникающие электроны и протоны часть своей энергии тратят в неорганическом сцинтилляторе. Примером такого фосфора может служить полистирол или плексиглас с равномерным распределением по всему объему ZnS. При использовании такого детектора следует иметь в виду возможность реакции $S^{32}(n, p)P^{32}$ с порогом около 2 МэВ, которая приводит к возникновению сцинтилляций, не связанных с образованием протонов отдачи.

§ 69 АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

В результате ядерных реакций, протекающих под действием нейтронов, могут образовываться радиоактивные ядра. Пусть n — число ядер данного нуклида в 1 см^3 , а N — число радиоактивных ядер в 1 см^3 , возникающих в результате облучения этого нуклида нейтронами, плотность потока которых равна

$$\varphi_n = \int_E \varphi(E) dE, \quad (69.1)$$

где $\varphi(E) dE$ — плотность потока нейтронов, имеющих энергию в интервале от E до $E + dE$. Изменение в единицу времени числа радиоактивных ядер определенного сорта описывается уравнением

$$dN/dt = n \int_E \varphi(E) \sigma(E) dE - \lambda N, \quad (69.2)$$

где $\sigma(E)$ — сечение активации для нейтронов с энергией E в веществе детектора; λ — постоянная распада образующихся радиоактивных атомов. Уравнение (69.2) справедливо в предположении, что число стабильных ядер активационного детектора остается неизменным; это означает, что лишь незначительная часть общего числа ядер становится радиоактивной. Кроме того, предполагается, что сам детектор не влияет на величину нейтронного потока.

Решение уравнения (69.2) дает

$$\lambda N_t = [1 - \exp(-\lambda t)] n \int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \sigma(E) dE, \quad (69.3)$$

где N_t — число радиоактивных ядер в 1 см^3 при облучении детектора в течение времени t . Пределы интегрирования E_1 и E_2 соответствуют нижней и верхней границам энергий в спектре нейтронов. При использовании активационного метода измеряется наведенная активность, равная $A = \lambda N_t$.

Для дозиметрических целей необходимо установить связь между активностью детектора и дозой нейтронов. Сечение активации $\sigma(E)$ зависит от энергии нейтронов, поэтому применять формулу (69.3) можно только, если известен нейтронный спектр или по крайней мере сделаны определенные предположения относительно энергетического распределения нейтронов. В дозиметрической практике часто приходится иметь дело с тремя группами нейтронов: быстрыми нейтронами деления, промежуточными, образовавшимися в результате замедления нейтронов деления, и тепловыми. Такое деление типично для излучения ядерно-энергетических установок. Каждая из указанных групп характеризуется своим спектральным распределением. Спектр быстрых нейтронов деления хорошо известен. Промежуточные нейтроны, образующиеся в результате замедления быстрых, часто имеют энергетический спектр, соответствующий изменению энергии по закону $1/E$ (см. § 64). Тепловые нейтроны имеют максвелловское распределение скорости и обладают наиболее

вероятной энергией 0,025 эВ. Сечение активации также специфично в каждом рассмотренном энергетическом интервале.

В смешанном нейтронном потоке тепловые нейтроны можно выделить с помощью кадмиевого экрана. Кадмий практически поглощает все нейтроны, которые имеют энергию ниже примерно 0,4 эВ. Активность детектора, покрытого кадмием, обусловлена практически полностью надтепловыми нейтронами; разность в активности участков детектора, не покрытого и покрытого кадмием, характеризует поток тепловых нейтронов. Сечение активации тепловыми нейтронами, как правило, хорошо известно.

Интеграл в уравнении (69.3) для тепловых нейтронов принимает вид

$$\int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) \sigma(E) dE = \sigma_0 \Phi_{\text{тепл}}, \quad (69.4)$$

где σ_0 — сечение активации тепловыми нейтронами; $\Phi_{\text{тепл}}$ — плотность потока тепловых нейтронов. Спектр нейтронов с энергией больше 0,4 эВ (надкадмиевые нейтроны) можно представить как $\Phi(E) = a/E$, где a — постоянная величина. Тогда интеграл в уравнении (69.3)

$$\int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) \sigma(E) dE = a \int_{E_1}^{E_2} \frac{\sigma(E) dE}{E} = a \int_{E_{\text{Cd}}}^{E_2'} \frac{\sigma(E) dE}{E} = a \bar{\Sigma}, \quad (69.5)$$

где E_2' — верхняя граница энергии в спектре медленных нейтронов;

E_{Cd} — энергетический порог кадмия (0,4 эВ); $\bar{\Sigma} = \int_{E_{\text{Cd}}}^{E_2'} \sigma(E) dE/E$ —

резонансный интеграл.

Сечение активации в области надкадмиевых нейтронов может иметь резонансные пики. До резонансного пика сечение активации нейтронами изменяется по закону $1/v$ (v — скорость нейтронов). Резонансный интеграл характеризует суммарную активацию под действием нейтронов с энергией, превышающей кадмиевый порог. Если большой резонансный пик попадает в область низких энергий, то резонансный интеграл определяется преимущественно этим пиком, а вклад сечения, пропорционального $1/v$, оказывается незначительным. В этом случае точное знание границ спектра E_{Cd} и E_2' необязательно, так как небольшие изменения этих границ практически не влияют на резонансный интеграл, который полностью обусловлен резонансным пиком.

Количественно роль сечения, пропорционального $1/v$, характеризуется интегралом

$$\int_{0,4 \text{ эВ}}^{\infty} \sigma_0 \frac{v_0}{v} \frac{dE}{E} = \int_{0,4 \text{ эВ}}^{\infty} \sigma_0 \left(\frac{0,025}{E} \right)^{1/2} \frac{dE}{E} \approx 0,5 \sigma_0, \quad (69.6)$$

где v_0 — скорость тепловых нейтронов.

Если резонансный интеграл много больше, чем $0,5\sigma_0$, то он определяется резонансным пиком. У некоторых нуклидов резонансные пики расположены при высоких энергиях, и для них резонансный интеграл определяется преимущественно сечением, изменяющимся по закону $1/v$. Подобные детекторы удобны для спектральных измерений. На резонансный интеграл в этом случае существенно влияет нижняя граница спектра. Для спектра быстрых нейтронов деления

$$\int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \sigma(E) dE = \Phi_{\text{быстр}} \int_0^{\infty} f(E) \sigma(E) dE, \quad (69.7)$$

где $\Phi_{\text{быстр}}$ — плотность потока быстрых нейтронов; $f(E)$ — функция распределения для спектра быстрых нейтронов, подчиняющаяся условию $\int_0^{\infty} f(E) dE = 1$. Хотя спектр нейтронов деления известен, точно определить $\sigma(E)$ затруднительно. В этом случае удобны пороговые детекторы. Последние характеризуются большим и приблизительно постоянным значением сечения активации для нейтронов с энергиями выше некоторого порога. Если $\sigma_{\text{п}}$ — сечение активации порогового детектора, имеющего энергетический порог E_1 , то

$$\int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \sigma(E) dE = \sigma_{\text{п}} \Phi_{\text{быстр}}. \quad (69.8)$$

Применяя одновременно несколько пороговых детекторов, можно оценить плотность потока нейтронов в пределах отдельных энергетических интервалов.

Активационный метод практически связан с измерением наведенной активности. В некоторых случаях при измерении слабых нейтронных потоков наведенная активность оказывается слишком малой для надежных измерений обычными методами. Чувствительность метода можно существенно повысить, используя сцинтилляционные счетчики, в которых активируемое вещество входит непосредственно в состав сцинтиллятора.

Активационный метод широко применяют для измерений нейтронных потоков и дозы. Его основные преимущества: нечувствительность к фотонному излучению, простота конструкции детекторов, дешевизна, малые габариты, возможность разделения процессов облучения и измерения. Активационный метод удобен при оценке дозы в аварийных ситуациях, когда происходит кратковременное облучение большими потоками нейтронов. В этом случае время облучения мало и $\lambda t \ll 1$. Активность детектора в результате облучения

$$A = \lambda N_t = \lambda n \int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \sigma(E) dE. \quad (69.9)$$

Применительно к различным энергетическим группам на основании формул (69.4), (69.5) и (69.8) при кратковременном облучении будем иметь

для тепловых нейтронов

$$A_{\text{тепл}} = \lambda_{\text{тепл}} t n \sigma_{\theta} \Phi_{\text{тепл}}; \quad (69.10)$$

для промежуточных нейтронов

$$A_{\text{пром}} = \lambda_{\text{мелл}} t n a \bar{\Sigma}; \quad (69.11)$$

для быстрых нейтронов

$$A_{\text{быстр}} = \lambda_{\text{быст}} t n \sigma_{\text{п}} \Phi_{\text{быстр}}. \quad (69.12)$$

Различные значения λ соответствуют тому, что в общем случае нейтронные потоки различных энергетических групп измеряют разными детекторами

В результате длительного облучения детектора постоянным нейтронным потоком наступает равновесное состояние, при котором число образующихся радиоактивных ядер равно числу распадающихся. В этом случае вместо формул (69.10) — (69.12) будем иметь

$$\left. \begin{aligned} A_{\text{тепл}} &= n \sigma_{\theta} \Phi_{\text{тепл}}; \\ A_{\text{пром}} &= n a \bar{\Sigma}; \\ A_{\text{быстр}} &= n \sigma_{\text{п}} \Phi_{\text{быстр}}. \end{aligned} \right\} \quad (69.13)$$

Формулы (69.10)—(69.12) для импульсного облучения и соотношения (69.13) для равновесного состояния при длительном облучении позволяют оценить интегральный нейтронный поток и дозу по измеренным значениям активности. При выборе активационных детекторов следует учитывать сечение активации, период полураспада образующихся радиоактивных нуклидов, наличие «мешающих» реакций, а также условия облучения. В табл. 10 и 11 приведены основные характеристики наиболее распространенных активационных детекторов тепловых нейтронов и пороговых детекторов.

Приведем пример оценки нейтронной дозы с помощью активационных детекторов. Пусть имеется набор активационных детекторов, который используют в качестве дозиметра при кратковременном облучении (например, аварийная ситуация). Будем исходить из наличия трех групп нейтронов — тепловых, промежуточных и быстрых, рассмотренных выше. Необходимо определить эквивалентную дозу нейтронного потока, состоящего из указанных трех групп нейтронов.

Искомую величину можно выразить в виде суммы трех составляющих:

$$D_{\text{э}} = D_{\text{тепл}} + D_{\text{пром}} + D_{\text{быстр}}. \quad (69.14)$$

Тепловая составляющая нейтронной дозы при облучении в течение времени t выражается соотношением

$$D_{\text{тепл}} = t k_{\text{тепл}} \Phi_{\text{тепл}}, \quad (69.15)$$

где $k_{\text{тепл}}$ — коэффициент, численно равный эквивалентной дозе при прохождении одного теплового нейтрона через 1 см^2 .

Характеристика активационных детекторов

Исходный нуклид	Сечение активации для тепловых нейтронов, барн	Образующийся нуклид	Период полураспада	Энергия β частиц, МэВ	Энергия γ -квантов, МэВ	Резонансный интеграл, б
Na ²³	0,54	Na ²⁴	15,1 ч	0,54	1,4 2,8	0,24
Mn ⁵⁵	13	Mn ⁵⁶	2,6 ч	2,8	1,5	11,8
Co ⁵⁹	36	Co ⁶⁰	5,2 года	0,31	1,17 1,33	49,3
Au ¹⁹⁷	96	Au ¹⁹⁸	2,7 дня	0,96	0,41	1158
In ¹¹⁵	145	In ¹¹⁶	54 мин	1	2	2640

Для промежуточных нейтронов, обладающих спектром $1/E$:

$$D_{\text{пром}} = t \int_{E_1}^{E_2} \frac{ak(E)}{E} dE = taa_1, \quad (69.16)$$

где

$$a_1 = \int_{E_1}^{E_2} \frac{k(E) dE}{E}.$$

Коэффициент $k(E)$ связывает эквивалентную дозу с единичным нейтронным потоком и зависит от энергии нейтронов в соответствии с кривой на рис. 57.

Для группы быстрых нейтронов

$$D_{\text{быстр}} = t\Phi_{\text{быстр}} \int_0^{\infty} f(E) k(E) dE = t\Phi_{\text{быстр}} a_2, \quad (69.17)$$

где $a_2 = \int_0^{\infty} f(E) k(E) dE$.

Подставляя значения трех составляющих искомой дозы по формулам (69.15)—(69.17) в выражение (69.14), получаем

$$D = t(k_{\text{тепл}} \Phi_{\text{тепл}} + aa_1 + a_2 \Phi_{\text{быстр}}). \quad (69.18)$$

Коэффициент $k_{\text{тепл}}$ и зависимость коэффициента $k(E)$ от энергии нейтронов определяются по кривой типа кривой Снайдера (см. рис. 57). Спектр деления известен, и коэффициенты a_1 и a_2 можно рассчитать заранее. Таким образом, чтобы вычислить дозу по формуле (69.18), нужно экспериментально определить интегральный поток тепловых и быстрых нейтронов и коэффициент a . В качестве дозиметра можно использовать комбинацию трех активационных детекторов: порогового, резонансного с кадмиевым экраном и ре-

Характеристики пороговых детекторов

Реакция	Эффективный порог, МэВ	Эффективное сечение, б	Энергия частиц, МэВ	Период полураспада продуктов реакции
$\text{Np}^{237}(n, f)$	0,75	1,7	—	—
$\text{U}^{238}(n, f)$	1,5	0,6	—	—
$\text{P}^{31}(n, p) \text{S}^{31}$	2,5	0,075	1,5	160 мин
$\text{S}^{32}(n, p) \text{P}^{32}$	2,5	0,25	1,7	14,5 дня
$\text{Ag}^{107}(n, 2n) \text{Ag}^{106}$	9,6	—	2	24,5 мин
$\text{I}^{127}(n, 2n) \text{I}^{126}$	11	1,3	0,87	13 дней
$\text{N}^{158}(n, 2n) \text{N}^{157}$	13	1,1	0,83	36 ч
$\text{Cu}^{63}(n, 2n) \text{Cu}^{62}$	12	0,9	2,91	9,7 мин
$\text{C}^{13}(n, 2n) \text{C}^{11}$	22	0,2	0,99	20,4 мин
$\text{V}^{509}(n, f)$	50	—	—	—

зонансного без экрана. В нашем случае следует воспользоваться формулами (69.10)–(69.12). Для порогового детектора, измеряющего быстрые нейтроны:

$$t\Phi_{\text{быстр}} = \frac{A_{\text{быстр}}}{\lambda_{\text{быстр}} n \sigma_{\text{н}}} \quad (69.19)$$

Пусть $A_{\text{общ}}$ — активность участка резонансного детектора, не покрытого кадмиевым экраном. Эта активность обусловлена как тепловыми нейтронами, так и промежуточными:

$$A_{\text{общ}} = A_{\text{тепл}} + A_{\text{пром}},$$

где $A_{\text{пром}}$ — наведенная активность на участке, закрытом кадмиевым экраном, так как кадмий не пропускает тепловых нейтронов. Отсюда

$$A_{\text{тепл}} = A_{\text{общ}} - A_{\text{пром}}. \quad (69.20)$$

Из формулы (69.10)

$$t\Phi_{\text{тепл}} = \frac{A_{\text{тепл}}}{\lambda \sigma_0 n}.$$

Подставляя $A_{\text{тепл}}$ из выражения (69.20), получаем

$$t\Phi_{\text{тепл}} = \frac{A_{\text{общ}} - A_{\text{пром}}}{\lambda \sigma_0 n}. \quad (69.21)$$

Постоянная распада $\lambda = \lambda_{\text{тепл}} = \lambda_{\text{пром}}$, так как используется один и тот же материал активатора.

Для промежуточных нейтронов из формулы (69.11)

$$ta = \frac{A_{\text{пром}}}{\lambda n \Sigma}. \quad (69.22)$$

Подставляя полученные в формулах (69.19), (69.21) и (69.22) значения в выражение (69.18), получаем окончательную формулу для

оценки эквивалентной дозы смешанного нейтронного излучения:

$$D_э = k_{\text{тепл}} \frac{A_{\text{общ}} - A_{\text{пром}}}{\lambda_0 n} + a_1 \frac{A_{\text{пром}}}{\lambda n \bar{\Sigma}} + a_2 \frac{A_{\text{быстр}}}{\lambda_{\text{быстр}} n \bar{\Sigma}}. \quad (69.23)$$

В формуле (69.23) величины $A_{\text{общ}}$, $A_{\text{пром}}$ и $A_{\text{быстр}}$ получают в результате измерения наведенной активности, остальные либо вычисляют, либо находят по таблицам как физические характеристики активационных детекторов. При выборе резонансного детектора в данном случае следует стремиться к большому значению резонансного интеграла, что делает метод нечувствительным к нижней границе спектра медленных нейтронов. Таким детектором может быть, например, золотая фольга.

Рассмотренный пример ограничен условием $\lambda t \ll 1$. Однако для получения возможно большей наведенной активности величина λ должна быть как можно больше. Это ограничивает применение данного метода измерением большой единичной дозы, получаемой в течение короткого времени.

§ 70. МЕТОД СЛЕДОВ ПОВРЕЖДЕНИИ

Метод основан на том, что в твердых веществах с большим электрическим сопротивлением (изоляторах) тяжелые заряженные частицы образуют вдоль своей траектории зону повреждений вещества диаметром порядка 50 \AA . В некоторых случаях эти поврежденные области можно непосредственно наблюдать через электронный микроскоп. В местах повреждения вещество обладает повышенной растворимостью и химической активностью. Это приводит к тому, что при химическом травлении удаление вещества из зон повреждения идет более интенсивно, чем из неповрежденных областей, в результате в местах пролета заряженных частиц проявляются видимые треки, которые можно обнаружить и сосчитать с помощью обычного оптического микроскопа.

Этот эффект первоначально (1958 г.) был обнаружен во фтористом литии, а затем оказалось, что треки образуются во всех материалах, имеющих удельное электрическое сопротивление более $2 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Предметом исследования явились стекла, органические пластики и некоторые силикатные минералы, такие, как естественная и искусственная слюда.

В результате травления треки становятся видимыми только в том случае, если частицы обладают достаточной линейной потерей энергии. Одним из наиболее чувствительных материалов оказалась нитроцеллюлоза; все частицы, имеющие энергетические потери не менее чем $1,2 \text{ МэВ}/(\text{мг} \cdot \text{см}^{-2})$, могут быть зарегистрированы. Все другие материалы требуют значительно больших потерь энергии. Например, в фосфатных стеклах только осколки деления образуют видимые треки, в то время как α -частицы и легкие ядра отдачи не могут быть зарегистрированы. В некоторых материалах треки α -частиц после химического травления стано-

вятся видимыми, но их легко отличить от треков, образованных осколками деления. Последнее обстоятельство делает особенно практичным применение этого метода регистрации для нейтронной дозиметрии. Из делящихся материалов для целей дозиметрии нейтронов наиболее пригодны Np^{227} с пороговой энергией около 0,6 МэВ, природный Th^{232} с пороговой энергией приблизительно 2 МэВ, природный уран и его изотопы U^{235} и U^{238} .

В качестве «травителя» может служить любое химическое соединение, разъедающее вещество детектора с достаточной скоростью. Им могут быть неорганические основания, кислоты, органические комплексные соединения. Кинетика проявления треков зависит от химического состава материала детекторов, химического состава травителя, его концентрации и температуры, при которой происходит травление.

Наиболее распространенными травителями являются гидроокись калия KOH , гидроокись натрия NaOH , плавиковая кислота HF .

Выбор материала детектора и химического травителя определяется диапазоном измеряемой дозы, способом измерения числа проявленных треков, устойчивостью вещества детектора по отношению к травителю и другими факторами.

Измеряемое число треков n , возникающих на единице площади детектора при облучении в течение времени t , определяется формулой

$$n = \varepsilon \xi N \int_0^t \varphi(t) dt \int_{E_1}^{E_2} \sum_{i=1}^K \alpha_i \sigma_{fi}(E) f(E) dE, \quad (70.1)$$

где ε — счетная эффективность детектора, т. е. число проявленных и сосчитанных треков, деленное на число образованных следов; ξ — коэффициент, учитывающий ту долю образованных в делящемся материале осколков, которая попадает в детектор. α_i — относительное число ядер i -го делящегося изотопа; σ_{fi} — сечение деления i -го изотопа для нейтронов с энергией E ; $f(E)$ — функция распределения нейтронов по энергиям, нормированная таким образом, что $\int f(E) dE = 1$; E_1 и E_2 — соответственно минимальная и максимальная энергия нейтронов. Пробег осколков деления в делящихся материалах обычно порядка 10 мкм. Практически легко обеспечить, чтобы толщина делящегося материала, окружающего детектор, была больше этого пробега. Энергетический спектр и угловое распределение осколков практически одинаковы для всех делящихся веществ. Эти обстоятельства приводят к тому, что коэффициент ξ можно считать одинаковым для любых детекторов; N — общее число ядер всех делящихся нуклидов в единице объема; $\varphi(t)$ — плотность потока нейтронов, имеющих энергию от E_1 до E_2 в момент времени t . Следовательно, интеграл по времени дает полное число нейтронов, прошедших за все время облучения через единичную площадь нормально расположенной

Данные по чувствительности s

$s, 10^{-5}$ трек нейтр. · б	Автор	$s, 10^{-5}$ трек нейтр. · б	Автор
1,3 ($\pm 10\%$) 1,2	Беккер (1965 г.) Баумгартнер и др. (1966 г.)	1,16 ($\pm 3\%$) 1,17 (вычисл.)	Претре и др. (1966 г.) То же

поверхности, т. е. флюенс нейтронов F :

$$F = \int_0^t \varphi(t) dt. \quad (70.2)$$

Пусть $\bar{\sigma}_f$ — среднее эффективное сечение деления вещества, состоящего из k делящихся нуклидов, для нейтронов заданного энергетического диапазона.

Очевидно,

$$\bar{\sigma}_f = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sum_{i=1}^k \alpha_i \sigma_{fi}(E) f(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} f(E) dE} = \int_{E_1}^{E_2} \sum_{i=1}^k \alpha_i \sigma_{fi}(E) f(E) dE. \quad (70.3)$$

Полагая $\varepsilon = 1$, после подстановки формул (70.2) и (70.3) в (70.1) получаем следующее выражение для числа треков:

$$n = \xi N F \bar{\sigma}_f. \quad (70.4)$$

Из формулы (70.4) следует, что чувствительность s , рассчитанная на один нейтрон и на единицу эффективного сечения, должна быть постоянной величиной:

$$s = \frac{n}{F \bar{\sigma}_f} = \xi N. \quad (70.5)$$

В табл. 12 приведены данные по s , полученные различными исследователями. Из таблицы видно, что чувствительность s с погрешностью, не превосходящей нескольких процентов, можно принять постоянной и равной $1,2 \cdot 10^{-5}$ трек/(нейтр. · б).

Зная чувствительность s , можно определить эквивалентную дозу в бэрах:

$$D_0 = \frac{Kn}{\bar{\sigma}_f s}, \quad (70.6)$$

где K — коэффициент, равный эквивалентной дозе на один нейтрон данной энергии, бэр/(нейтр. · см²).

Отсюда для дозовой чувствительности дозиметра получим следующую формулу:

$$n/D_0 = \sigma_f/K. \quad (70.7)$$

Так как σ_f и K зависят от энергии нейтронов, в общем случае имеется сильная зависимость дозовой чувствительности от энергии. Поэтому для практической дозиметрии нейтронов различной энергии необходимо либо знать энергетический спектр, либо создать такую комбинацию нескольких детекторов, по показаниям которых можно определить спектр нейтронов.

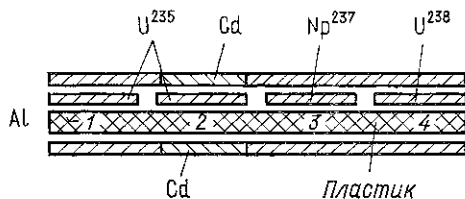


Рис. 60 Трековый дозиметр с пластиковым детектором

Рассмотрим вариант комбинированного дозиметра, который был испытан в экспериментальных условиях. На рис. 60 показано его принципиальное устройство. В качестве детектора принят пластик. Делящимися материалами служат U^{235} , Np^{237} и U^{238} . Пластины из делящегося материала находятся в контакте с пластиком. Поверхность пластика разделена на четыре участка, над каждым из которых находится своя комбинация делящегося вещества и поглотителя. Алюминий играет роль оболочки.

Участок 1 регистрирует треки, возникающие в результате деления U^{235} нейтронами до энергий 0,4 МэВ.

Участок 2 регистрирует треки, возникающие в результате деления U^{235} , покрытого кадмиевым фильтром, который поглощает тепловые нейтроны.

Участок 3 регистрирует треки, возникающие в результате деления Np^{237} нейтронами с энергиями от 0,4 до 1,3 МэВ.

Участок 4 регистрирует треки, возникающие в результате деления U^{238} быстрыми нейтронами с энергиями выше 1,3 МэВ.

Весь энергетический диапазон нейтронов разбивается на следующие четыре группы: тепловые — 0,5 эВ; 0,5 эВ — 0,4 МэВ; 0,4 — 1,3 МэВ; выше 1,3 МэВ. Обозначим для каждой из этих групп эквивалентную дозу соответственно D_1, D_2, D_3 и D_4 . Для каждой группы имеется свое значение коэффициента K , дающего дозу на один нейтрон. Обозначим эти коэффициенты соответственно K_1, K_2, K_3 и K_4 .

Число треков, сосчитанных на 1 см^2 в каждом участке детектора, пусть будет соответственно n_1, n_2, n_3 и n_4 . Тогда эквивалентная доза для каждой энергетической группы определяется следующими соотношениями.

Для тепловых и промежуточных нейтронов

$$D_1 = K_1 f_1 (n_1 - n_2), \quad (70.8)$$

где f_1 — коэффициент, равный числу нейтронов данной энергетической группы на один регистрируемый трек. Если сечение деления U^{235} есть σ_1 , то

$$f_1 = \frac{1}{s\sigma_1}.$$

Так как сечение деления меняется для нейтронов от тепловых энергий до 0,5 эВ, при расчете f_1 это изменение необходимо учитывать. Критерием энергетического состава излучения в рассматриваемом диапазоне энергий может служить отношение числа треков на участке 1, где U^{235} не экранирован кадмием, к числу треков на участке 2, где U^{235} покрыт кадмием, т. е. n_1/n_2 . Если отношение n_1/n_2 мало, значит, присутствует большое число промежуточных нейтронов; если это отношение велико, то преобладают тепловые нейтроны. В зависимости от этого отношения можно выбрать подходящее значение сечения σ_1 и рассчитать коэффициент f_1 .

Для нейтронов с энергиями 0,5 эВ — 0,4 МэВ

$$D_2 = K_2 f_2 (n_2 - a n_3),$$

где a — корректирующий коэффициент для нейтронов с энергией выше 0,4 МэВ. Он должен иметь такое значение, чтобы $a n_3$ равнялось числу треков, образованных на втором участке (U^{235} покрыт кадмием) нейтронами с энергией выше 0,4 МэВ.

Для нейтронов с энергией выше 1,3 МэВ

$$D_4 = K_4 f_4 (n_4 - b n_1). \quad (70.9)$$

Формула (70.9) учитывает то обстоятельство, что в делящемся материале над участком 4 помимо U^{238} содержится некоторое количество U^{235} , зависящее от степени обеднения использованного урана.

Примесный U^{235} дает добавочное число треков $b n_1$, которое надо вычесть из общего числа треков n_4 , измеренного на участке 4. Очевидно, число треков на участках 1 и 4, обусловленное U^{235} , будет одинаковым при расчете на один атом изотопа. Коэффициент b учитывает содержание U^{235} в U^{238} .

Для нейтронов с энергиями 0,4—1,3 МэВ

$$D_3 = K_3 [f_3 n_3 - f_4 (n_4 - b n_1)]. \quad (70.10)$$

Укажем дозиметрические характеристики детектора, состоящего из двух пластинок природного урана толщиной 2 мм каждая, между которыми помещена слюдяная пленка толщиной 2 мг/см². Подобные дозиметры испытывали в поле реакторного излучения. Для измерения быстрых нейтронов применяли кадмиевый фильтр толщиной 1 мм.

Спонтанное деление урана вызывает фон, равный примерно 2 трек/(см² · сут). Если считать, что минимально измеримое число треков должно составлять 3Δ над фоном, где Δ — стандартное откло-

нение, то нижний предел измерения составит около 30 трек/см² при облучении в течение месяца. Это дает следующую оценку нижнего предела измерения для различных групп нейтронов (мбэр):

Быстрые нейтроны	200
Промежуточные нейтроны	100
Тепловые нейтроны	2

Верхний предел измерения характеризуется следующими данными (бэр):

Быстрые нейтроны	50
Промежуточные нейтроны	50
Тепловые нейтроны	1

Верхний предел можно варьировать, изменяя режим травления. Так, если травление производить короткое время (1 ч) в 40%-ной HF при 20° С, то верхний предел измерения быстрых и промежуточных нейтронов увеличивается до 5000 бэр.

Наконец, в качестве делящегося материала можно использовать уран, содержащийся в обычной слюде (концентрация порядка 10⁻⁷%). В этом случае вычисления дают следующую оценку верхнего предела измерения флюенса нейтронов (нейтр./см²):

Быстрые нейтроны	2 · 10 ²⁰
Промежуточные нейтроны	1 · 10 ²⁰
Тепловые нейтроны	5 · 10 ¹⁹

§ 71. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

Индивидуальный фотоконтроль. Толстослойные ядерные фотоэмульсии можно использовать для дозиметрии быстрых нейтронов. Фотографический эффект состоит в образовании следов протонов отдачи, возникающих в результате рассеяния нейтронов на водороде, который входит в состав эмульсии и окружающей среды. Исходя из эффективного сечения рассеяния и числа измеренных следов, можно определить падающий нейтронный поток.

Для технических толстослойных эмульсий след минимальной длины, состоящий из трех зерен, образуется нейтронами, энергия которых не менее 0,25 МэВ. Этим определяется нижний энергетический порог метода. При наличии тепловых нейтронов протоны могут возникать в реакции $N^{14}(n, p)C^{14}$. Протоны, образующиеся при захвате тепловых нейтронов, имеют энергию 0,63 МэВ. Если регистрировать следы, длина которых соответствует энергии протонов больше 0,6 МэВ, то число зарегистрированных следов будет характеризовать поток только быстрых нейтронов. В зависимости от угла вылета моноэнергетические нейтроны могут создавать протоны любой энергии — от нуля до энергии нейтрона, поэтому часть следов быстрых нейтронов не будет зарегистрирована. Расчеты показывают, что нейтроны с энергией 1 МэВ создают 50% протонов отдачи с энергией менее

0,6 МэВ. Это означает, что если не регистрировать протоны, возникающие в результате захвата тепловых нейтронов, то половина провзаимодействовавших нейтронов с энергией 1 МэВ также не будет зарегистрирована. Для энергии 2 МэВ число незарегистрированных следов уменьшается до 10%, а для нейтронов с энергией 5 МэВ составляет только 3%.

Фотодозиметр отвечает своему назначению, если число зарегистрированных следов пропорционально тканевой дозе независимо от энергии нейтронов. Приблизительно это удастся обеспечить в ограниченном энергетическом интервале путем покрытия эмульсии специальными фильтрами.

Чувствительность метода для быстрых нейтронов характеризуется следующими цифрами. При облучении ядерных фотопластинок Я-2 НИКФИ, соответствующей флюенсу, в дозе нейтронов от полониево-бериллиевого источника ($2,6 \cdot 10^5$ нейтр./см²) число регистрируемых треков протонов отдачи на 1 см² пластинки составляет около 2000. Число фоновых следов на необлученной пластинке обычно не превышает 80 на 1 см². Погрешность метода ядерных эмульсий для быстрых нейтронов определяется зависимостью чувствительности от энергии нейтронов и фактического содержания водорода в эмульсии от влажности. Суммарная погрешность определения дозы может достигать до 200%.

Применение ядерных фотоэмульсий для дозиметрии медленных нейтронов по протонам, возникающим в реакции захвата, ограничено тем, что следы тепловых нейтронов трудно отличать от следов протонов отдачи. Чувствительность ядерных эмульсий к тепловым нейтронам можно значительно повысить, добавив в них бор или литий.

Для дозиметрии тепловых нейтронов при наличии γ -излучения можно применять обычные фото пленки, которые используют в дозиметрии γ -излучений. Они сами по себе практически нечувствительны к нейтронам. В методе, разработанном И. Б. Кеирим-Маркусом, используются люминесцирующие экраны из ZnS (Ag), содержащие бор. Ядра лития и α -частицы, возникающие в результате захвата тепловых нейтронов, вызывают свечение люминофора, которое действует на фото пленку. Фото пленка помещается в кассету с фильтрами, компенсирующими ЭЗЧ для γ -излучения. Часть пленки прикрыта люминесцирующим экраном. После облучения кассеты γ -квантами и тепловыми нейтронами измеряются оптическая плотность почернения $s_{\text{н}}$ вне люминесцирующего экрана и плотность почернения $s_{\text{д}}$ под экраном. Предварительно строится градуировочная кривая зависимости плотности почернения пленки в фотодозиметре от γ -излучения (без люминофора). Плотность почернения $s_{\text{д}}$ соответствует дозе γ -излучения $D_{\text{д}}$, находимой непосредственно по градуировочной кривой, так как нейтроны не создают добавочного почернения на этом участке пленки. Почернение обусловлено непосредственным действием γ -излучения и светом люминофора. В свою очередь, люминофор высвечивается под действи-

ем как нейтронов, так и γ -излучения. При отсутствии нейтронов почернение под люминофором дало бы по градуировочной кривой значение дозы ΓD_{Π} , где Γ — коэффициент, характеризующий усиливающее действие люминофора.

Пусть D_0 — доза излучения, найденная по градуировочной кривой для плотности почернения s_0 при одновременном действии γ -излучения и тепловых нейтронов. Тогда разность $D_0 - \Gamma D_{\Pi}$ равна дозе γ -излучения, которая создает такое же почернение на пленке, не покрытой люминофором, как почернение под люминофором под действием данного нейтронного потока. Если D_n — доза тепловых нейтронов в бэрах, то

$$D_n = (D_0 - \Gamma D_{\Pi})/H, \quad (71.1)$$

где H — чувствительность пленки с люминесцирующим экраном к тепловым нейтронам.

Этот метод позволяет регистрировать дозу тепловых нейтронов от 0,002 до 0,3 бэр. Погрешность измерения дозы — несколько десятков процентов.

Индивидуальную дозиметрию в полях смешанного γ -излучения и нейтронов различной энергии можно осуществить, применяя одновременно ядерные фотоэмульсии и обычные фотопленки. Кассета для пленки в этом случае состоит по крайней мере из двух металлических фильтров равной массы: кадмиевого и оловянного. В кассету одновременно помещают пакетики с ядерной фотоэмульсией и обычной фотопленкой. Для обычной фотопленки при наличии тепловых нейтронов оптическая плотность под кадмиевым фильтром будет выше, чем под оловянным, так как эффективное сечение реакции (n, γ) для олова значительно меньше, чем для кадмия, а фотографическое действие обусловлено γ -излучением, возникающим в фильтре. Но в ядерной фотоэмульсии при наличии тепловых нейтронов число протонных следов под кадмиевым фильтром будет меньше, чем под оловянным. При отсутствии тепловых нейтронов фотозффект в обычной пленке обусловлен только γ -излучением, а в ядерной эмульсии — только быстрыми нейтронами. При этом эффект в каждом случае под кадмиевым и оловянным фильтрами будет одинаковым.

Таким образом, дозу γ -излучения можно оценить по почернению обычной фотопленки под оловянным фильтром, дозу быстрых нейтронов — по числу следов в ядерной фотоэмульсии под кадмиевым фильтром, а дозу тепловых нейтронов — по разности эффектов под оловянным и кадмиевым фильтрами.

Современные индивидуальные фотодозиметры конструируются таким образом, чтобы они обладали наибольшими возможностями как по энергетическому диапазону и видам контролируемых излучений, так и по числу решаемых дозиметрических задач. Универсальность подобных дозиметров обеспечивается применением различных по толщине и сорту материалов фильтров и пленок.

Эффект замедления. Если на парафиновый блок перпендикулярно к его поверхности направить поток нейтронов, создающий дозу 1 бэр, то можно указать такую глубину (примерно 15 см) внутри блока, где концентрация тепловых нейтронов будет постоянной, практически не зависящей от энергии падающих нейтронов. Качественно это можно понять из рассмотрения рис. 61, на котором показано изменение концентрации тепловых нейтронов с увеличением глубины для падающих нейтронов различной энергии, создающих дозу 1 бэр.

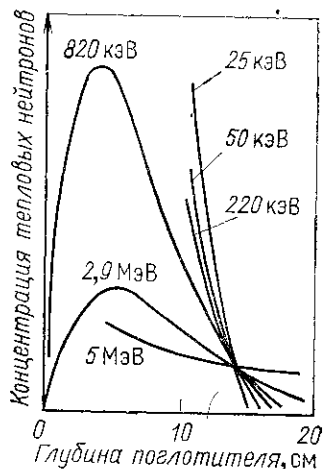


Рис. 61. Изменение концентрации тепловых нейтронов с увеличением глубины парафинового поглотителя

Тепловые нейтроны образуются в результате замедления падающих на поглотитель нейтронов, и их концентрация вначале возрастает, достигает максимума, а затем непрерывно убывает. Начиная с максимального значения концентрация тепловых нейтронов изменяется в соответствии с изменением потока замедляющихся нейтронов. Чем выше энергия падающих нейтронов, тем меньше изменяется концентрация тепловых нейтронов с изменением глубины; иначе говоря, с повышением энергии падающих нейтронов уменьшается крутизна спада концентрации тепловых нейтронов по глубине (после максимального значения). В то же время с повышением энергии падающих нейтронов поток нейтронов, создающий дозу 1 бэр, уменьшается. Это и приводит к тому, что на некоторой глубине концентрация тепловых нейтронов пропорциональна эквивалентной дозе падающих нейтронов.

Указанное обстоятельство позволило построить дозиметры, использующие эффект замедления в водородсодержащей среде. Подобный дозиметр состоит из двух основных частей: замедляющего блока и детектора тепловых нейтронов. К детектору тепловых нейтронов никаких специфических требований не предъявляется. В качестве детектора можно использовать борный счетчик, сцинтилляционный счетчик, активационные фольги, фотопленки и т. п. Форма и размеры замедляющего блока должны обеспечивать наличие такой области внутри блока, в которой концентрация тепловых нейтронов была бы пропорциональна эквивалентной дозе падающих нейтронов; в эту область и помещается детектор тепловых нейтронов. Наибольшее распространение получили сферические замедлители, в центре которых расположен детектор тепловых нейтронов. Приборы, работающие на этом принципе, обеспечивают удовлетво-

рительное измерение дозы нейтронов в бэрах в широком энергетическом диапазоне, перекрывающем спектр деления.

Используемые в мировой практике нейтронные дозиметры с замедлителями условно можно подразделить на два типа: без внутреннего поглотителя и с внутренним поглотителем. Наиболее распространены приборы второго типа. В качестве замедлителя часто применяют полиэтилен или парафин. Распространены также многосферные дозиметры, у которых с одним и тем же детектором тепловых нейтронов используются различные сферические замедлители, а также многодетекторные приборы, у которых несколько детекторов расположены в пределах одного сферического замедлителя.

Недостатком детекторов с замедлителями является громоздкость, затрудняющая их применение в переносных приборах.

Измерение дозы нейтронов индивидуальными гамма-дозиметрами. Обычные конденсаторные камеры индивидуального дозиметрического контроля типа ДК-0,2 позволяют измерять дозу быстрых нейтронов. Специальные исследования показали, что интегральный поток $6,5 \cdot 10^6$ нейтр./см² от источника соответствует 25 мР по шкале дозиметра ДК-0,2. Разброс в показаниях оказался менее $\pm 10\%$. Эти дозиметры были использованы и для измерения нейтронной дозы на циклотроне с бериллиевой мишенью, бомбардируемой дейтронами 8—13 МэВ. Применение подобных дозиметров для нейтронных измерений ограничено их большой чувствительностью к γ -излучению. Дозиметры индивидуального люминесцентного контроля с вспышечным фосфором (ИЛК) при наличии специального кадмиевого фильтра могут измерять смешанную дозу γ -излучения и тепловых нейтронов в единицах эквивалентной дозы. Кадмий захватывает тепловые нейтроны, а возникающее при этом γ -излучение регистрируется фосфором.

Альбедные дозиметры. Для целей индивидуальной дозиметрии нейтронов могут быть использованы замедляющие и рассеивающие свойства тела человека. В силу этих свойств около тела, находящегося в нейтронном поле, формируется поле обратно рассеянного излучения. Обозначим F_n — флюенс падающих нейтронов, а F_s — флюенс частиц обратно рассеянного излучения. При этом под обратным рассеянным мы понимаем любое излучение, выходящее из тела в результате взаимодействия с ним первично падающих нейтронов. Отношение F_s к F_n даст величину альбеда β :

$$\beta = F_s/F_n.$$

Принцип метода состоит в том, что оценка эквивалентной дозы падающих нейтронов D_s производится по показанию детектора, реагирующего на обратно рассеянное излучение. Дозиметры, основанные на этом принципе, получили название альбедных дозиметров.

Пусть n_s — показания детектора в поле обратно рассеянного излучения. Тогда

$$n_s = \epsilon F_s, \quad (71.2)$$

где ε — чувствительность детектора к рассеянному излучению. Эквивалентная доза падающих нейтронов связана с их флюенсом соотношением

$$D_0 = kF_n, \quad (71.3)$$

где k зависит от энергии так, как представлено на рис. 57. Комбинируя формулы (71.2)—(71.3), получаем следующую формулу для чувствительности детектора по отношению к определяемой эквивалентной дозе:

$$n_s/D_0 = \varepsilon\beta/k. \quad (71.4)$$

Практически таким дозиметром можно пользоваться, если чувствительность n_s/D_0 не зависит или мало зависит от энергии падающих нейтронов. В общем случае все величины в правой части формулы (71.4) зависят от энергии первичных нейтронов. В частном случае, если детектор сильно избирателен к какому-то одному виду излучения, величина ε может не зависеть от энергии падающих нейтронов. Такая ситуация реализуется, например, для детектора тепловых нейтронов. Если в качестве обратно рассеянного излучения иметь в виду тепловые нейтроны, то β оказывается убывающей функцией энергии падающих нейтронов. Это приводит к тому, что отношение β/k в формуле (71.4) слабо зависит от энергии нейтронов в некотором энергетическом диапазоне. Практичными детекторами для этих целей оказались некоторые виды ядерных фотоэмульсий. Возможно применение и других детекторов тепловых нейтронов.

Предложены различные варианты практического применения альбедного принципа дозиметрии. Возможности управления характеристиками дозиметра расширяются, если использовать такое обратное рассеянное излучение, для которого чувствительность ε зависит от энергии первичных нейтронов.

В заключение этой главы обратим внимание на следующее обстоятельство, связанное с дозиметрией нейтронов при аварийной ситуации. Обычно в этих случаях имеют в виду импульсное облучение в течение сравнительно короткого промежутка времени. Относительная биологическая эффективность нейтронов при кратковременном облучении в большой дозе оказывается другой по сравнению с ОБЭ при непрерывном облучении в течение длительного времени. Это вносит коррективы и в коэффициент качества, который на современном уровне знаний не может быть надежно рекомендован для любых аварийных ситуаций. Поэтому целесообразно характеризовать аварийное облучение поглощенной дозой, ее распределением по телу, а также составом и энергией излучения.

ДОЗИМЕТРИЯ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

§ 72. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Дозиметрия любого вида ионизирующего излучения сводится в конечном итоге к измерению и анализу результата взаимодействия заряженных частиц с веществом. Возможность дозиметрии косвенно ионизирующего излучения на основе измерения сопряженного с ним излучения заряженных частиц определяется наличием однозначной связи между характеристиками поля первичного и вторичного излучений. Однозначность упомянутой связи обеспечивается определенными условиями измерения, например электронным равновесием (§ 15). Обозначим φ_γ плотность потока косвенно ионизирующего излучения, φ_e — плотность потока сопряженных с ним заряженных частиц. Связь между этими характеристиками поля излучения легко устанавливается при наличии равновесия:

$$\varphi_\gamma \bar{E} \bar{\mu}_k = \varphi_e \bar{L}, \quad (72.1)$$

где \bar{L} — усредненное по спектру заряженных частиц значение ЛПЭ; $\bar{\mu}_k$ — усредненное по спектру первичного косвенно ионизирующего излучения значение коэффициента передачи энергии; \bar{E} — средняя энергия частиц первичного излучения. От плотности потока частиц можно перейти к другим характеристикам. Таким образом, формула (72.1) дает фундаментальное соотношение между первичным и вторичным излучением.

Поток заряженных частиц может возникнуть, однако, не только в результате взаимодействия косвенно ионизирующего излучения с веществом. Есть большое число радионуклидов, которые в результате β -распада испускают электроны (β -частицы). Энергетический спектр β -излучения радионуклидов всегда непрерывен; максимальная энергия β -частиц не превосходит нескольких мегаэлектронвольт. Другой вид заряженных частиц, испускаемых радионуклидами, — это α -частицы, которые бывают моноэнергетичны. Энергия α -частиц, испускаемых радионуклидами, также не превосходит нескольких мегаэлектронвольт.

Вопросы дозиметрии корпускулярного излучения радионуклидов особенно сложны, когда нуклиды распределены внутри облучаемого объекта. Эти вопросы рассматриваются в гл. 14.

Мощными источниками потоков заряженных частиц являются ускорители. При использовании ускорителей возникает необходимость дозиметрии внешних потоков заряженных частиц, обладающих различной ионизирующей способностью в широком энергетическом диапазоне.

В следующих параграфах рассматриваются принципы дозиметрии внешних потоков β -излучения и ускоренных частиц.

§ 73. РАСЧЕТНЫЕ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ β -ИЗЛУЧЕНИЯ

Будем рассматривать электроны, энергия которых достаточно низка, так что потерями энергии на тормозное излучение по сравнению с ионизационными потерями можно пренебречь. Так, для энергии электронов $E_e \leq 5$ МэВ такое пренебрежение возможно с максимальной погрешностью $\pm 6\%$, если поглощающей средой являются легкие вещества с атомным номером $Z \leq 13$. Тогда для моноэнергетического излучения с плотностью потока частиц φ_e мощность дозы в материале с атомным номером Z

$$P = (dE/dx)_Z \varphi_e,$$

где $(dE/dx)_Z$ — тормозная способность вещества Z .

Рассмотрим направленный пучок электронов, падающий на плоский бесконечно толстый поглотитель под углом θ_0 (рис. 62).

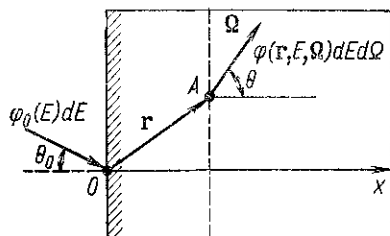


Рис. 62. Прохождение направленных электронов через толстый поглотитель

Поглотитель можно считать бесконечно толстым, если его толщина больше пробега самых быстрых электронов спектра. Пусть $\varphi_0(E)$ — функция энергетического распределения электронов в рассматриваемом пучке до его входа в поглотитель, так что $\varphi_0(E) dE$ есть плотность потока частиц в интервале энергий от E до $E + dE$.

По мере проникновения в глубину поглотителя будет изменяться угловое и энергетическое распределение частиц. Пусть $\varphi(r, E, \vartheta, \varphi)$ — угловое и энергетическое распределение плотности потока частиц в точке $A(r)$, определяемой радиус-вектором r (ϑ и φ в скобках обозначают угловые координаты).

Интегральная плотность потока в точке A

$$\varphi_A = \int_E \int_{\Omega} \varphi(r, E, \vartheta, \varphi) dE d\Omega, \quad (73.1)$$

а плотность тока частиц в этой же точке

$$j_A = \int_E \int_{\Omega} \varphi(r, E, \vartheta, \varphi) \Omega dE d\Omega. \quad (73.2)$$

Плотность тока частиц j_A через плоскость, параллельную передней поверхности поглотителя и проходящую через точку A (r), равна проекции плотности тока \mathbf{j}_A на направление, перпендикулярное к рассматриваемой плоскости (см. рис. 62):

$$j_A = \int_E \int_{\Omega} \varphi(r, E, \vartheta, \varphi) \cos \vartheta dE d\Omega. \quad (73.3)$$

Путь, проходимый в слое dx электроном, летящим в направлении Ω , равен $d\bar{l} = dx/\cos \vartheta$.

Средний путь всех электронов в слое dx около точки A (r) определяется соотношением

$$d\bar{l}_A = \frac{\int_E \int_{\Omega} \frac{dx}{\cos \vartheta} \varphi(r, E, \vartheta, \varphi) \cos \vartheta dE d\Omega}{\int_E \int_{\Omega} \varphi(r, E, \vartheta, \varphi) \cos \vartheta dE d\Omega} = \frac{\varphi_A dx}{j_A}. \quad (73.4)$$

Обозначим $\bar{r} = d\bar{l}/dx$; по физическому смыслу \bar{r} есть средний путь частицы, выраженный в единицах толщины слоя dx . Теперь мы можем написать следующее выражение для мощности дозы P_A в точке A поглотителя:

$$\begin{aligned} P_A &= \int_E \int_{\Omega} \varphi(r, E, \Omega) \frac{dE}{dx} dE d\Omega = \\ &= \frac{\int_E \int_{\Omega} \varphi(r, E, \Omega) \frac{dE}{dx} dE d\Omega}{\int_E \int_{\Omega} \varphi(r, E, \Omega) dE d\Omega} \varphi_A = \varphi_A \left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right)_A = j_A \bar{r}_A \left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right)_A. \end{aligned} \quad (73.5)$$

Чтобы перейти от плотности потока в точке A к плотности потока частиц перед поглотителем φ_0 , введем функцию ослабления плотности потока

$$f_{\varphi} = \varphi_A/\varphi_0.$$

Аналогично можно ввести функцию ослабления плотности тока:

$$f_j = j_A/j_0 = j_A/(\varphi_0 \cos \theta_0),$$

где

$$\varphi_0 = \int_E \varphi_0(E) dE.$$

Подставив эти функции в формулу (73.5), получим следующее выражение для мощности дозы:

$$P_A = \varphi_0 f_{\varphi} \left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right)_A = j_0 f_j \bar{r}_A \left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right)_A = \varphi_0 \cos \theta_0 f_j \bar{r}_A \left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right)_A. \quad (73.6)$$

Входящая в формулу величина $\left(\frac{dE}{dx}\right)_A$ определяется действующим энергетическим спектром в веществе поглотителя около точки A , а r_A зависит от углового распределения частиц в этой же точке. Точный теоретический расчет глубинного спектра, углового распределения и функции ослабления f при заданных характеристиках поля излучения до поглотителя в общем случае не представляется возможным. В основе этого расчета лежит кинетическое уравнение для электронов, которое может быть решено лишь в частных случаях при упрощающих предположениях.

В последние годы наметился другой подход в расчетных методах дозиметрии, основанный на изучении тонкого направленного моноэнергетического пучка частиц (тонкий луч).

Тонкий луч можно рассматривать как элементарный источник. Суперпозицией полей излучения таких элементарных источников можно описать поле излучения реального источника. Этот метод оказался плодотворным применительно к фотонному излучению при расчете радиационных полей в защитных средах (в СССР этот метод развит О. И. Лейпунским, Л. Р. Кимелем, А. М. Панченко). Применительно к электронному излучению метод тонкого луча, однако, развит значительно хуже.

Трудности теоретического анализа поля электронного излучения заставляют использовать приближенные полуэмпирические методы расчета дозы.

Один из таких методов основан на возможности построения универсальной функции ослабления мощности дозы f_P , применимой для широкого диапазона энергий электронов (Д. П. Осанов, Г. Б. Радзиевский).

Из анализа экспериментальных данных обнаружено, что если толщину поглотителя выражать в долях пробега электронов, то функция ослабления зависит от углового распределения исходного излучения и мало зависит от энергии. Метод учитывает также влияние обратно рассеянных частиц. Мощность дозы в бесконечно тонком слое поглотителя на глубине x можно записать в виде

$$P(x) = \int_E [1 + \Delta(E)] \varphi_0(E) \frac{dE}{dx} f_P(x, E, \theta_0) dE, \quad (73.7)$$

где $f_P(x, E, \theta_0)$ — функция ослабления мощности дозы за счет электронов, падающих под углом θ_0 ; $\Delta(E)$ — относительный прирост мощности дозы за счет обратно рассеянных электронов (дозный коэффициент обратного рассеяния): $\Delta(E) = (P_h - P_0)/P_0$; P_h — мощность дозы в тонком поверхностном слое поглотителя, толщина которого h ; P_0 — мощность дозы в изолированном тонком слое вещества поглотителя.

Дозный коэффициент обратного рассеяния определяется на основе экспериментальных данных.

Дозный коэффициент обратного рассеяния можно связать с энергетическим коэффициентом обратного рассеяния $p(E)$, который равен относительному увеличению энергии излучения перед поглотителем из-за обратно рассеянных электронов:

$$p(E) = \frac{\int_E \varphi_{\text{расс}}(E) E dE}{\int_E \varphi_0(E) E dE},$$

где $\varphi_{\text{расс}}(E)$ — энергетический спектр обратно рассеянных электронов перед слоем поглотителя.

Полная энергия, поглощенная в облучаемом образце в расчете на единицу площади, равна интегралу по мощности дозы по всей толщине образца.

В образце поглотится энергия всех входящих в него электронов за вычетом энергии всех обратно рассеянных электронов (толщина образца больше пробега электронов) равна поглощенной энергии; для электронов с энергией E_0

$$(1 - p) E_0 \varphi_e = \int_0^{\infty} P(x) dx = P(0) \int_0^{\infty} f_P(x) dx. \quad (73.8)$$

Для поверхностного слоя поглотителя ($x = 0$) функция $f_P(x) = 1$ по определению. Учитывая это, из формулы (73.7) получаем для моноэнергетических электронов следующее значение мощности дозы в поверхностном слое:

$$P(0) = [1 + \Delta(E_0)] \varphi_e \frac{dE}{dx}(E_0). \quad (73.9)$$

Сравнив формулы (73.8) и (73.9), получим соотношение между коэффициентами p и Δ :

$$\frac{(1-p) E_0}{\int_0^{\infty} f_P(x) dx} = (1 + \Delta) \frac{dE}{dx}(E_0).$$

Коэффициент p можно определить экспериментально, а по нему уже найти коэффициент Δ .

Чтобы окончательно вычислить мощность дозы по этому методу, необходимо знать энергетический спектр и угловое распределение падающего излучения.

В случае неизвестного спектрального состава исходного излучения можно использовать косвенные методы определения действующих спектров на разных глубинах поглотителя. Так, метод, предложенный В. Ф. Барановым, основан на изучении функции ослабления тока частиц $f_j(x)$. Здесь также используется тот факт, что вид функции, описывающей ослабление тока моноэнергетических электронов в барьерной геометрии, фактически не зависит от начальной энергии электронов, а определяется лишь углом падения

на поглотитель. Это позволяет по измеренной кривой ослабления тока рассчитать форму глубинного спектра, не имея детальных сведений об энергетическом составе падающего на поглотитель излучения. Мощность дозы определяется по формуле (73.6). Усредненное значение $\overline{(dE/dx)}_A$ вычисляется по глубинному спектру. Средний путь электронов r_A в тонком слое на глубине x берется из анализа экспериментальных данных. Оценки показывают (В. Ф. Баранов), что при толщине поглотителя $h \gg R_0 \bar{r} \approx 2$.

Полуэмпирические методы не всегда дают удовлетворительную точность определения дозы. Иногда они пригодны лишь для оценочных расчетов. Однако практическое удобство этих методов и трудности теоретического анализа поля электронного излучения приводят к интенсивным работам по усовершенствованию полуэмпирических методов.

§ 74 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ β -ДОЗИМЕТРИИ

Принципиально все методы дозиметрии фотонного излучения могут быть использованы для дозиметрии β -излучения. Применяя тот или иной метод на практике, следует учитывать быструю поглощаемость β -частиц, их малый пробег и энергетический спектр. Распрост-

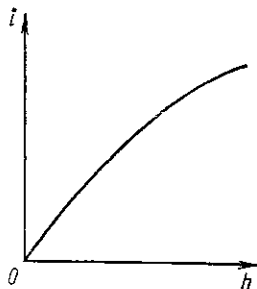


Рис. 63 Типичная зависимость ионизационного тока i в экстраполяционной камере от расстояния между электродами h

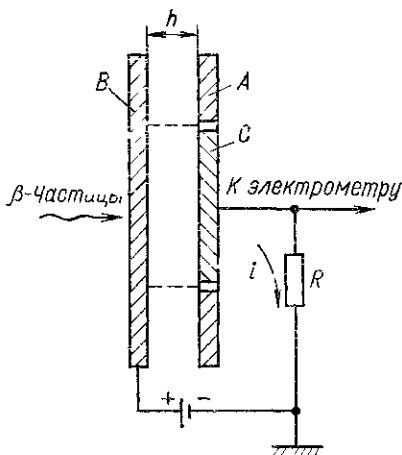


Рис. 64 Схема плоскопараллельной экстраполяционной камеры

раненный ионизационный метод наиболее удачно реализуется в экстраполяционных камерах. Наличие в сложном β -спектре частиц с низкой энергией и соответственно с малой длиной пробега приводит к неравномерной ионизации по направлению лучей. С помощью обычной ионизационной камеры можно получить лишь усредненный по всему ионизационному объему результат; это ограничивает точность определения координат точки, к которой следует отнести измеренную ионизацию. К β -излучению применима теория Брэгга—

Грея, если ионизационный объем много меньше пробега электронов. Вследствие конечных размеров ионизационного объема условия Брэггз—Грея для случая β -излучения могут быть существенно нарушены.

Принцип экстраполяционной камеры заключается в том, что измеряется ионизация между электродами, расстояние между которыми может изменяться. Типичная кривая зависимости ионизационного тока i от расстояния между электродами h представлена на рис. 63. Величина $i_0 = (di/dh)_{h=0}$ называется экстраполяционным током и представляет собой предельное значение ионизационного тока насыщения на единицу ширины зазора; таким образом, исключается влияние зазора.

Наиболее употребительна плоскопараллельная ионизационная камера (рис. 64). β -Частицы проходят через передний электрод B и производят ионизацию газа между электродами B и C . Электрод A служит для выравнивания электрического поля и точного определения ионизационного объема. Энергия, поглощенная в единице объема материала электрода B на границе около зазора:

$$\Delta E = \omega q S_Z / S_T, \quad (74.1)$$

где ω — средняя энергия ионообразования в воздухе; q — число пар ионов, образующихся в единице объема зазора в единицу времени; S_Z и S_T — тормозная способность материала переднего электрода и газа в зазоре. Величина q определяется по экстраполяционному току: $q = i_0 / S_0 e$, где S_0 — площадь переднего электрода; e — заряд одного иона.

С учетом зависимости плотности газа от температуры и давления мощность поглощенной дозы P_Z в материале переднего электрода на границе около зазора при температуре $t^\circ \text{C}$ и давлении p [мм рт. ст.] определяется формулой

$$P_Z = 10^5 \omega \frac{i_0}{S_0} \frac{760}{p} \frac{273+t}{273} \frac{S_Z/S_T}{\rho_0} \quad [\text{рад/с}]. \quad (74.2)$$

В этой формуле величина ω выражена в электронвольтах; i_0 — в амперах на 1 см; S_0 — в квадратных сантиметрах; ρ_0 — плотность газа при $p = 760$ мм рт. ст. и $t = 0^\circ \text{C}$ в граммах на 1 см³.

Меняя толщину переднего электрода, можно определить распределение поглощенной дозы по глубине.

Для целей β -дозиметрии можно использовать сцинтилляционную технику. Однако в сцинтилляционных дозиметрах с толстыми кристаллами усреднение дозы по толщине может привести к грубым ошибкам. Изготовление тонких кристаллов, толщина которых меньше пробега электронов, связано с определенными трудностями. Дозу β -излучения можно определить достаточно точно по измеренному с помощью сцинтилляционного спектрометра спектру β -частиц. Пусть $F(E) dE$ — флюенс электронов с энергией в интервале

от E до $E + dE$. Интегральный флюенс электронов $F_0 = \int_0^{E_0} F(E) dE$, где E_0 — максимальная энергия электронов. Поглощенная доза в материале Z

$$D_Z = \int_0^{E_0} F(E) \left(\frac{dE}{dx} \right)_Z dE, \quad (74.3)$$

где $(dE/dx)_Z$ — тормозная способность вещества Z для электронов с энергией E . Средняя доза, приходящаяся на одну β -частицу, определится соотношением

$$D_1 = \frac{D_Z}{F_0} = \frac{\int_0^{E_0} F(E) (dE/dx)_Z dE}{\int_0^{E_0} F(E) dE} = \left(\overline{\frac{dE}{dx}} \right)_Z. \quad (74.4)$$

Таким образом, средняя доза, приходящаяся на одну частицу, равна тормозной способности, усредненной по всему спектру. Величина $(dE/dx)_Z$ зависит от энергии β -частицы, и эта зависимость достаточно хорошо известна. Определив экспериментально спектр β -излучения, по известной зависимости $(dE/dx)_Z$ от энергии можно найти $\overline{(dE/dx)}_Z$, т. е. D_1 . Тогда искомая доза $D_Z = D_1 F_0$, где флюенс F_0 измеряется одновременно с энергетическим спектром сцинтиляционным спектрометром.

Этот удобный метод β -дозиметрии разработал К. К. Аглинцев. Если dE/dx выражено в мегаэлектронвольтах на 1 г/см^2 , то

$$D_1 = 1,6 \cdot 10^{-8} (\overline{dE/dx}) [\text{рад}/\beta\text{-част.}]. \quad (74.5)$$

Спектрометрический метод особенно удобен при дозиметрии β -излучения от плоских источников. Специальные исследования показали, что D_1 для данного нуклида и данного типа подложки имеет постоянное значение с отклонениями $\pm 10\%$ независимо от глубины среды и размеров источника. Это обстоятельство делает метод особенно ценным.

Рассмотрим особенности фотографического метода дозиметрии β -излучения. Пробег β -частиц, обладающих энергией до нескольких сот килоэлектронвольт, в материале фотопленки сравним с толщиной пленки. Толщина эмульсии обычно бывает около 6 мг/см^2 , а целлулоидной основы — около 26 мг/см^2 . При облучении направленным пучком частиц пленки с двусторонним эмульсионным слоем электроны с энергиями до 60 кэВ закончат свой путь в переднем эмульсионном слое; электроны с энергиями от 60 до 200 кэВ задержатся целлулоидной основой; электроны с несколько большей энергией задержатся задним эмульсионным слоем, и лишь частицы, обладающие энергией выше 250 кэВ , пройдут через оба эмульси-

онных слоя. По мере повышения энергии частиц их путь становится более прямолинейным. Электроны низкой энергии могут иметь полную длину пути в эмульсионном слое значительно больше, чем электроны высокой энергии, длина пути которых приближается к толщине эмульсии. Указанные обстоятельства определяют заметную зависимость чувствительности фотопленки от энергии падающих заряженных частиц. Наличие светозащитного экрана не позволяет регистрировать электроны, пробег которых меньше, чем толщина экрана. Помимо энергетической зависимости существенное значение имеет зависимость чувствительности от угла падения β -частиц. Следует различать чувствительность по дозе и чувствительность по потоку частиц. Угловая зависимость в том и другом случае оказывается различной.

Сравним чувствительность по дозе и по потоку для пленки с бесконечно тонким эмульсионным слоем, т. е. будем считать, что толщина эмульсии значительно меньше пробега β -частиц. Рассмотрим два случая: диффузионное падение частиц из всего полупространства над пленкой (это может быть, если источники равномерно распределены в пространстве над пленкой) и направленное перпендикулярное падение β -частиц.

Пусть $j(\theta) d\theta$ — число электронов, проходящих через единицу площади пленки около точки A под углом от θ до $\theta + d\theta$ (рис. 65). Другими словами, это есть дифференциальная плотность тока частиц через поверхность пленки. Если в единицу времени в единице объема пространства над пленкой dV возникает n_e электронов, то функция углового распределения плотности тока частиц

$$j(\theta) d\theta = \int_V \frac{n_e dV}{4\pi r^2} \cos \theta, \quad (74.6)$$

где интегрирование производится по всему объему V , из которого частицы могут достичь пленки; r — расстояние от точки A до элемента объема dV .

Каждый элемент объема рассматривается как точечный источник, плотность потока частиц от которого уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния. Элемент объема в сферических координатах $dV = r^2 \sin \theta d\theta dr d\varphi$. Подставляя его значение в выражение (74.6) и интегрируя по объему, радиус которого равен пробегу частиц в пространстве над пленкой R_0 , получаем

$$j(\theta) d\theta = \int_0^{R_0} \frac{1}{2} n_e \sin \theta \cos \theta dr d\theta = \frac{R_0}{2} n_e \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (74.7)$$

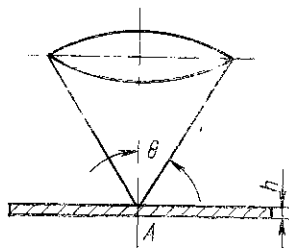


Рис 65 К расчету влияния углового распределения β -частиц на оптическую плотность фотграфической пленки

Формула (74.7) определяет угловое распределение плотности тока частиц через пленку при диффузионном падении.

Почернение пленки пропорционально полному пути, пройденному заряженной частицей в эмульсионном слое. Если толщина слоя эмульсии равна h , то частица, попадающая на эмульсию под углом θ , пройдет путь $h/\cos \theta$. Отсюда почернение пленки при диффузионном падении может быть определено выражением

$$s_{\text{диф}} = a \int_0^{\pi/2} j(\theta) \frac{h}{\cos \theta} d\theta = a \frac{R_0}{2} n_e h, \quad (74.8)$$

где a — постоянный коэффициент.

Интегральную плотность тока частиц получим интегрированием функции распределения по всем углам:

$$j_{\text{диф}} = \int_0^{\pi/2} j(\theta) d\theta = \frac{R_0}{4} n_e. \quad (74.9)$$

Из формул (74.8) и (74.9) находим значение чувствительности по плотности тока частиц при диффузионном падении:

$$\frac{s_{\text{диф}}}{j_{\text{диф}}} = 2ah. \quad (74.10)$$

Рассмотрим теперь направленное перпендикулярное падение. В этом случае путь, проходимый каждой частицей в эмульсии, равен толщине слоя h . Почернение пленки при направленном падении пропорционально произведению плотности тока частиц на толщину эмульсионного слоя; плотность тока в этом случае совпадает с плотностью потока:

$$s_{\text{напр}} = a j_{\text{напр}} h.$$

Отсюда чувствительность при направленном падении равна

$$\frac{s_{\text{напр}}}{j_{\text{напр}}} = ah. \quad (74.11)$$

Сравнив выражения (74.10) и (74.11), можно сделать вывод, что чувствительность по плотности тока частиц для тонкого эмульсионного слоя в случае ненаправленного диффузионного падения в два раза выше, чем в случае направленного перпендикулярного падения.

Рассмотрим теперь излучение плоского бесконечно тонкого источника, находящегося на расстоянии y от поверхности пленки; пленка и источник параллельны друг другу. Пусть в единицу времени с единицы площади источника вылетает во все стороны n_s электронов. Под углами в пределах от θ до $\theta + d\theta$ в точку A придут электроны из кольца радиусом ρ и шириной $d\rho$.

Функцию углового распределения частиц можно записать

$$j(\theta) d\theta = 2\pi\rho d\rho \frac{n_s}{4\pi r^2} \cos \theta.$$

Так как

$$\rho = y \operatorname{tg} \theta, \quad y = r \cos \theta, \quad d\rho = \frac{y}{\cos^2 \theta} d\theta,$$

то

$$j(\theta) d\theta = \frac{1}{2} n_s \sin \theta d\theta.$$

При определении почернения пленки $s_{\text{пл}}$ и плотности тока частиц через ее поверхность $j_{\text{пл}}$ для плоского источника необходимо производить интегрирование в пределах от $\theta = 0$ до $\theta = \theta_0$, где θ_0 — предельный угол, для которого расстояние r равно пробегу частиц в воздухе R . Электроны, летящие под большим углом, не долетят до пленки:

$$s_{\text{пл}} = a \int_0^{\theta_0} j(\theta) \frac{h}{\cos \theta} d\theta = a \frac{1}{2} n_s h \ln \frac{1}{\cos \theta_0},$$

$$j_{\text{пл}} = \int_0^{\theta_0} j(\theta) d\theta = \frac{1}{2} n_s (1 - \cos \theta_0).$$

Заменив $\theta_0 = y/R$, получим формулу для чувствительности по плотности тока частиц в случае моноэнергетических электронов, выходящих из тонкого непоглощающего слоя:

$$\frac{s_{\text{пл}}}{j_{\text{пл}}} = ah \frac{\ln(R/y)}{1 - y/R}. \quad (74.12)$$

При выводе этой формулы предполагается, что каждый электрон, попавший в эмульсионный слой толщиной h , обязательно пересечет его. В действительности при углах, близких к θ_0 , часть электронов остановится в эмульсионном слое. Величина этого эффекта в общем случае зависит от толщины эмульсии h и расстояния y между пленкой и источником.

Теоретически чувствительность по дозе для тонкого слоя не должна зависеть от угла падения частиц. Действительно, поглощенная доза в эмульсионном слое пропорциональна произведению плотности тока частиц на средний путь одной частицы в слое. Плотность тока частиц обратно пропорциональна $\cos \theta$, средний путь пропорционален $\cos \theta$, а их произведение от угла не зависит. Так как почернение пропорционально поглощенной дозе, следовательно, и чувствительность по дозе не зависит от угла падения частиц.

В действительности наличие светонепроницаемого экрана и низкоэнергетических частиц в спектре излучения может привести к появлению угловой зависимости.

Кроме того, при большом угле падения путь электронов в эмульсии увеличивается настолько, что заметная часть электронов заканчивает в ней свой пробег. Этот эффект тем сильнее, чем больше

угол. Следовательно, даже для «голового» эмульсионного слоя конечной толщины дозовая чувствительность уменьшается при достаточно большом угле падения электронов.

На рис. 66 показана типичная зависимость плотности почернения пленки от энергии и угла падения электронов.

Необходимость измерять чистое β -излучение для оценки радиационной опасности возникает довольно редко. Гораздо чаще требуется производить измерения в смешанном корпускулярно-фотонном поле излучения. Индивидуальную дозиметрию в этих

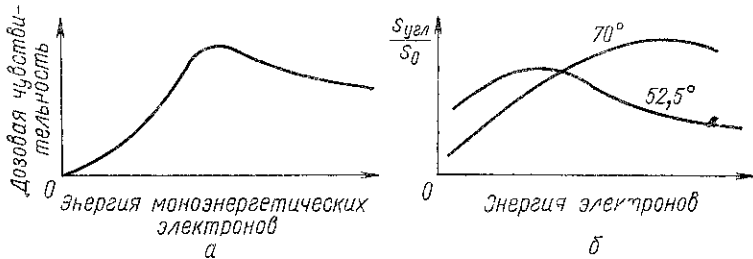


Рис 66 Типичная зависимость оптической плотности фотографической пленки от энергии (а) и угла падения (б) электронов

условиях можно произвести фотографическим методом. Для одновременной оценки степени опасности от различных видов излучений в смешанном поле все большее распространение получают многопольные фотодозиметры.

§ 75 ДОЗИМЕТРИЯ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Пучки тяжелых заряженных частиц (протонов, дейтронов, тяжелых ионов и т. п.), получаемые в ускорительных установках, находят все более широкое применение в радиобиологических исследованиях, можно ожидать, что ускоренные тяжелые частицы будут применяться в медицине, а также для воздействия на различные материалы в целях изучения их свойств. Поэтому все большее значение приобретает дозиметрия тяжелых заряженных частиц и особенно (в связи с космическими полетами) дозиметрия заряженных частиц высоких энергий.

Поглощенную дозу заряженных частиц можно определить, либо непосредственно измеряя энергию, переданную заряженными частицами облучаемому объекту, либо расчетным путем по известным плотности потока частиц и линейной потере энергии. Для тяжелых частиц в принципе можно применять все экспериментальные методы дозиметрии, практически, однако, приходится учитывать особенности взаимодействия ускоренных тяжелых частиц с веществом

Обладая значительно большей массой, чем электроны, тяжелые частицы создают более направленные пучки, поскольку в элемен-

тарном акте взаимодействия рассеяние происходит на меньшие углы. Тяжелые частицы создают большую плотность ионизации, что часто приводит к преобладанию колонной рекомбинации и затрудняет соби́рание ионов в ионизационных камерах. При высоких энергиях частиц возможны специфические ядерные реакции, которые необходимо учитывать при оценке поглощенной дозы.

Средняя энергия ионообразования для тяжелых частиц сохраняет свое приблизительно постоянное значение. Так, для протонов с энергиями выше 2 МэВ она может быть равной 34 эВ. Однако экспериментальных данных по средней энергии ионообразования тяжелых частиц высоких энергий сравнительно мало и они не всегда согласуются между собой.

Для дозиметрии пучков заряженных частиц практически применяются плоскопараллельные ионизационные камеры, миниатюрные камеры с тонкими стенками, люминесцентные и химические дозиметры, а также активационные методы; иногда используется цилиндр Фарадея. В цилиндре Фарадея собирается заряд, переносимый заряженными частицами. По величине собранного заряда можно подсчитать число частиц.

Плоскую ионизационную камеру можно применять в двух вариантах: 1) силовые линии собирающего электрического поля перпендикулярны к направлению пучка частиц и 2) силовые линии поля параллельны пучку.

В первом случае частицы проходят параллельно электродам, не касаясь их; такая ориентировка камеры позволяет свести к минимуму поглощение частиц по пути в измерительный объем. Измерительный объем определяется площадью сечения пучка и длиной измерительного электрода; геометрическая расходимость пучка и рассеяние частиц вносят некоторую неопределенность в величину измерительного объема.

Во втором случае частицы при входе и выходе из измерительного объема пересекают электроды по перпендикуляру. Такая ориентировка камеры позволяет точно определять измерительный объем. Для уменьшения поглощения пучка электроды должны быть по возможности тоньше. Собирающий электрод в форме диска окружен охранным кольцом. Площадь собирающего электрода берется несколько меньшей, чем сечение пучка. Измерительный объем определяется площадью собирающего электрода и глубиной камеры.

Для плотноионизирующих частиц, если преобладает колонная рекомбинация, в камерах первого типа легче обеспечивается полное соби́рание ионов.

Взаимодействие ускоренных заряженных частиц с атомными ядрами во многих случаях сопровождается образованием радиоактивных нуклидов. При облучении биологической ткани быстрыми заряженными частицами наведенная активность в основном определяется изотопами O^{15} ($T_{1/2} = 2,8$ мин), N^{13} ($T_{1/2} = 11$ мин) и C^{11} ($T_{1/2} = 20,4$ мин), образующимися в реакции (p, pn). Все эти

нуклиды испускают позитроны, которые в процессе замедления аннигилируют с электронами. Возникающее при этом аннигиляционное излучение можно легко измерить.

Активность A облученного участка ткани через время t после прекращения облучения выражается суммой

$$A = A_0 \exp(-\lambda_0 t) + A_N \exp(-\lambda_N t) + A_C \exp(-\lambda_C t), \quad (75.1)$$

где A_0 , A_N , A_C — начальная активность радионуклидов O^{15} , N^{13} и C^{11} ; λ_0 , λ_N , λ_C — соответствующие постоянные распада.

Измеряя суммарную активность A через различные промежутки времени, можно составить систему уравнений, из которой легко определить A_0 , A_N и A_C . Поскольку содержание кислорода, азота и углерода в ткани известно, то при заданных сечениях реакций можно найти плотность потока заряженных частиц. Подобный метод был использован при изучении пространственного распределения плотности потока заряженных частиц в теле облучаемого животного.

Для абсолютного определения плотности потока частиц в пучке удобно применять полиэтиленовые фольги, в которых активируется нуклид ^{12}C .

Вычисляя поглощенную дозу по измеренной плотности потока частиц, следует учитывать передачу энергии в результате взаимодействия как с электронами среды (ионизация и возбуждение атомов), так и с ядрами. Расчеты показывают, что в легких веществах можно пренебречь вкладом в поглощенную дозу ядерного взаимодействия протонов с энергией ниже 200 МэВ. С увеличением энергии протонов роль их взаимодействия с ядрами возрастает; так, при энергии протонов 660 МэВ вклад в дозу в результате передачи энергии в ядерных взаимодействиях составляет 10% в биологической ткани и 21% в свинце*.

Для дозиметрии тяжелых заряженных частиц с успехом можно применять ядерные фотоэмульсии. Вдоль трека заряженной частицы в эмульсии образуется скрытое изображение, которое проявляется в результате химической обработки. Число проявленных зерен галоидного серебра, входящего в состав эмульсии, можно сосчитать, и оно пропорционально энергетическим потерям заряженных частиц. При очень больших значениях dE/dx пропорциональность нарушается. Диапазон энергетических потерь, для которых сохраняется пропорциональность между числом зерен и величиной dE/dx , можно расширить, применяя набор эмульсий различной чувствительности. Для частиц с большими значениями dE/dx счет зерен следует производить в менее чувствительной эмульсии. Такой набор можно составить, например, из следующих типов эмульсий: БР-2 — для регистрации протонов практически любых энергий, К — для протонов с энергиями до 150—300 МэВ, Я-2 — для протонов с энер-

* Расчеты выполнены И. Б. Кеирим-Маркусом с сотрудниками.

гиями до 50—100 МэВ, Т-3 — для протонов с энергиями до 30—50 МэВ и П-8 — для регистрации многозарядных ионов.

Подсчет числа зерен вдоль трека частиц дает величину dE/dx , а общее число треков можно связать с током частиц J через поверхность эмульсии за все время облучения. В соответствии с формулой (73.6) поглощенная доза в веществе эмульсии равна

$$D = J \overline{(dE/dx)} \bar{r}, \quad (75.2)$$

где $\overline{(dE/dx)}$ — усредненное значение энергетических потерь частиц, которое определяется по числу проявленных зерен; \bar{r} — средний путь, пройденный частицами в слое эмульсии, выраженный в единицах ее толщины. Величину \bar{r} можно приближенно вычислить в каждом конкретном случае, если известно угловое распределение регистрируемых частиц.

ДОЗИМЕТРИЯ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

§ 76. ОСОБЕННОСТИ ДОЗИМЕТРИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

До сих пор, когда речь шла о фотонном излучении, мы имели в виду излучение с энергией не выше нескольких мегаэлектрон-вольт. В этой главе мы рассмотрим принципы измерения излучения с энергией фотонов в десятки и сотни мегаэлектронвольт. Такое излучение генерируется в ускорителях в результате торможения ускоренных заряженных частиц. Особенности взаимодействия фотонов высоких энергий с веществом определяют и особенности измерения поля высокоэнергетического излучения. Основным эффектом взаимодействия в рассматриваемой области энергий является образование электрон-позитронных пар. Образованные электроны и позитроны обладают столь высокими энергиями, что потери энергии при прохождении их через вещество на тормозное излучение играют решающую роль. Наряду с образованием пар происходит обратный процесс — аннигиляция электронов и позитронов, приводящая к образованию фотонного излучения.

Образование пар, с одной стороны, их аннигиляция и возникновение тормозного излучения — с другой, создают благоприятные условия для образования лавины излучения. На рис. 67 схематически показан этот процесс. Фотон в первом взаимодействии преобразуется в пару электрон—позитрон. Электрон и позитрон, обладая достаточно высокой энергией, значительную часть своей энергии преобразуют в тормозное излучение. Тормозные фотоны далее вновь образуют пары заряженных частиц, те в свою очередь создают новые тормозные фотоны и т. д. В результате чередующихся процессов образования пар и возникновения тормозного излучения создается огромное количество фотонов и заряженных частиц. В процессе образования лавины происходит обмен энергиями, в результате которого каждые последующие фотоны и заряженные частицы обладают меньшими энергиями, чем предыдущие. Это приводит в конце концов к затуханию лавины по двум причинам: энергия заряженных частиц становится столь малой, что преобладают ионизационные потери, и вероятность образования пар из фотонов тормозного излучения уменьшается.

Из рассмотренной схемы ясно, что лавинообразное нарастание потока фотонов и заряженных частиц должно быть тем существеннее, чем толще слой вещества, в котором происходит преобра-

зование энергии. Минимальная толщина поглотителя, необходимая для возникновения лавины, определяется энергией излучения и веществом поглотителя.

Как и в области низких энергий фотонов, в данном случае можно рассматривать преобразование энергии первичного излучения в кинетическую энергию заряженных частиц и в энергию фотонного излучения. Однако до сих пор мы полагали, что кинетическая энергия заряженных частиц целиком передается среде и полностью определяет собой поглощенную энергию. Такое предположение справедливо до тех пор, пока радиационными потерями электронов можно пренебречь. В этом случае коэффициент передачи энергии характеризует ту часть энергии излучения, которая фактически поглощена веществом. Для фотонов высоких энергий коэффициент передачи не определяет поглощенной энергии, поскольку часть энергии электронов и позитронов преобразуется в энергию тормозного излучения. Для целей дозиметрии важна энергия излучения, которая фактически оставлена в среде. Для фотонов низких энергий она приблизительно равна кинетической энергии электронов, освобожденных в элементарных актах взаимодействия фотонов с веществом. Для фотонов высоких энергий только часть кинетической энергии заряженных частиц фактически будет оставлена в среде.

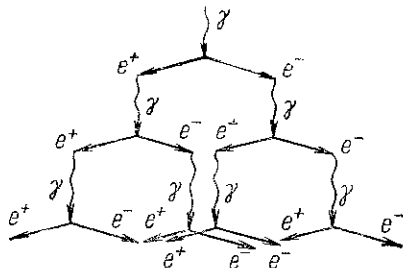


Рис 67 Схема образования лавины излучения

По аналогии с фотонным излучением низкой энергии коэффициент ослабления излучения можно представить в виде суммы двух коэффициентов

$$\mu = \mu_{k0} + \mu_{s0}. \quad (76.1)$$

Однако за формальным сходством между выражениями (76.1) и (14.1) кроется существенное различие. Коэффициент μ_s определяет часть энергии первичного излучения, преобразованную в энергию фотонного излучения непосредственно в актах взаимодействия первичных фотонов с веществом. Коэффициент μ_{s0} тоже характеризует преобразование энергии первичного излучения в энергию вторичного фотонного излучения, но не в актах взаимодействия первичных фотонов с веществом, а в процессе торможения и при аннигиляции заряженных частиц, рожденных в этих актах взаимодействия. Коэффициент μ_{k0} уже не является коэффициентом передачи энергии; между μ_{k0} и коэффициентом передачи энергии μ_k имеется связь

$$\mu_{k0} = \beta \mu_k, \quad (76.2)$$

где β определяет долю энергии заряженных частиц (электронов и позитронов), идущую непосредственно на ионизацию среды, причем $\beta < 1$. Легко увидеть, что коэффициент μ_{k0} представляет собой коэффициент поглощения энергии, введенный в § 14. Коэффициент передачи энергии в данном случае есть коэффициент образования пар. Соотношение между мощностью экспозиционной дозы P_0 и интенсивностью фотонного излучения I в общем случае будет равно

$$P_0 = a\beta\mu_k I, \quad (76\ 3)$$

где a — постоянный коэффициент, учитывающий размерность.

Для низких энергий фотонов $\beta \approx 1$. Для излучения высокой энергии β зависит как от материала среды, так и от энергии фотонов. Это делает зависимость μ_{k0} от энергии излучения отличной от энергетической зависимости коэффициента μ_k , и переход к экспозиционной дозе от других дозиметрических величин усложняется.

Особенности взаимодействия высокоэнергетического фотонного излучения с веществом вносят свои коррективы и в условия обеспечения электронного равновесия, что подробно рассмотрено в § 15.

Напомним, что для низкоэнергетического фотонного излучения абсолютное равновесие около газовой полости практически наступает при толщине окружающего вещества, равной пробегу наиболее быстрых вторичных электронов (при $x = R_0$ на рис. 10).

Для высокоэнергетического излучения абсолютное равновесие наступает лишь при строго определенной толщине стенки x_0 , соответствующей пересечению кривых 1 и 2. Ослабление излучения в стенках равновесной толщины сильнее сказывается с увеличением энергии фотонов. Так, для γ -излучения радионуклида ^{60}Co ослабление на равновесной толщине составляет приблизительно 1%, а для тормозного излучения с максимальной энергией фотонов 100 МэВ — более 30%. Равновесная толщина x_0 оказывается меньше максимального пробега заряженных частиц. При большей толщине окружающего вещества может наблюдаться относительное равновесие.

В заключение следует отметить, что в настоящее время средняя энергия ионообразования надежно измерена пока только для энергии фотонов не выше нескольких десятков миллионов электронвольт. Это обстоятельство вместе с особенностями высокоэнергетического излучения затрудняет определение экспозиционной дозы для рассматриваемой области энергии. Ионизационные методы позволяют достаточно надежно измерять плотность потока энергии (интенсивность) высокоэнергетического фотонного излучения.

§ 77. ТОЛСТОСТЕННАЯ КАМЕРА

Толстостенная камера (рис. 68) предназначена для измерения интенсивности тормозного излучения электронных ускорителей с максимальной энергией в десятки и сотни миллионов электрон-вольт*.

В плоском блоке толщиной d имеется газовая полость, размеры которой r много меньше пробега освобожденных в газе электронов. Толщина d несколько больше или равна максимальному пробегу электронов R_0 в стенке камеры.

Дополнительная насадка толщиной x служит для компенсации ЭЗЧ камеры по интенсивности. Интенсивность излучения I определяется по измерению тока насыщения i в газовой полости. Зависимость отношения i/I от максимальной или средней энергии спектра излучения и определяет ЭЗЧ по интенсивности. Пусть имеются два моноэнергетических пучка γ -квантов интенсивностью I_1 и I_2 , имеющих энергию соответственно $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$. Рассмотрим ионизацию в газовой полости без насадки и с насадкой толщиной x .

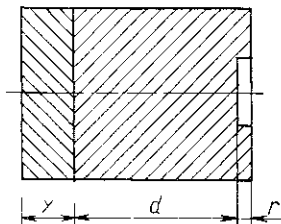


Рис 68 Схема толстостенной камеры

Без насадки соответствующие токи

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= as_1 I_1; \\ i_2 &= as_2 I_2, \end{aligned} \right\} \quad (77.1)$$

где a — постоянный коэффициент; s — чувствительность камеры определяющая долю энергии падающих γ -квантов, переданную заряженным частицам в единице объема материала стенки около полости и идущую на ионизационные потери. Действительно, sI есть энергия, поглощенная в единице объема стенки около полости, или по крайней мере величина, пропорциональная этой энергии. В силу соотношения Брэгга—Грея ионизация в малой газовой полости должна быть пропорциональна sI .

При наличии насадки толщиной x соответствующие токи будут равны

$$\left. \begin{aligned} i'_1 &= as_1 I_1 \exp(-\mu_1 x); \\ i'_2 &= as_2 I_2 \exp(-\mu_2 x), \end{aligned} \right\} \quad (77.2)$$

где μ_1 и μ_2 — коэффициенты ослабления, соответствующие энергиям $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$.

ЭЗЧ отсутствует, если при равной интенсивности равны ионизационные токи. Полагая, что для $I_1 = I_2$ ионизационный ток $i'_1 = i'_2$,

* Анализ энергетической зависимости чувствительности толстостенной камеры одним из первых выполнил В. В. Фролов

из соотношений (77.2) находим толщину насадки x_0 , обеспечивающую компенсацию ЭЗЧ:

$$x_0 = \ln (s_1/s_2)/(\mu_1 - \mu_2). \quad (77.3)$$

Формула (77.3) определяет необходимую толщину насадки только для двух определенных энергий излучения. Можно построить зависимость x_0 от энергии γ -квантов и выбрать такое значение толщины насадки, которое обеспечивает наименьшую погрешность из-за ЭЗЧ в заданном диапазоне энергий. Все величины в формуле (77.3) зависят от энергии γ -излучения. Коэффициенты μ_1 и μ_2 определяются сечением взаимодействия γ -квантов с атомами вещества стенки, и их энергетическая зависимость хорошо известна. Что же касается чувствительности s , то ее вычисление связано с определенными трудностями. Принципы вычисления величины s основаны на следующем.

Пусть $F(E_\gamma)$ — средняя доля энергии γ -кванта E_γ , расходуемая на ионизационные потери в единичном столкновении; другими словами, $F(E_\gamma)$ есть та доля энергии γ -кванта, которая определяется ионизационными потерями заряженных частиц (электронов и позитронов), образованных в единичном акте столкновения γ -кванта с атомами поглощающей среды. Если μ — линейный коэффициент ослабления γ -излучения в материале стенки, то средний путь между двумя столкновениями будет $1/\mu$. Тогда $F(E_\gamma)\mu(E_\gamma)$ — средняя доля энергии, теряемая на ионизацию одним γ -квантом на единице пути. Средняя энергия, расходуемая на ионизацию всеми γ -квантами на пути от y до $y + dy$ вдоль направления распространения излучения с интенсивностью I , будет равна

$$d(\Delta E_Z) = F(E_\gamma)\mu(E_\gamma)I \exp(-\mu y) dy. \quad (77.4)$$

Средняя поглощенная энергия в единице объема стенки около полости

$$\Delta \bar{E}_Z = \frac{1}{R_0} \int_{d-R_0}^d d(\Delta E_Z). \quad (77.5)$$

Отсюда для чувствительности можно получить

$$s(E_\gamma) = \frac{\Delta \bar{E}_Z}{I} = \frac{1}{R_0} \int_{d-R_0}^d F(E_\gamma)\mu(E_\gamma) \exp[-\mu(E_\gamma)y] dy. \quad (77.6)$$

Чтобы вычислить $F(E_\gamma)$, необходимо знать энергетическое распределение заряженных частиц и долю энергии электрона $\beta(E_\gamma)$, идущую на ионизационные потери.

Пусть $N(E_\gamma, E_e) dE_e$ — число заряженных частиц, имеющих энергию в интервале от E_e до $E_e + dE_e$ и образованных

γ -квантами с энергиями E_γ . Тогда средняя энергия, теряемая на ионизацию одним электроном:

$$\Delta \bar{E}_i = \frac{\int_{E_e} \beta(E_e) E_e N(E_\gamma, E_e) dE_e}{\int_{E_e} \Lambda(E_\gamma, E_e) dE_e} \quad (77.7)$$

При единичном столкновении γ -кванта образуются две заряженные частицы, т. е. энергия, расходуемая в единичном столкновении γ -кванта на ионизационные потери, равна $2\Delta \bar{E}_i$. Отсюда

$$F(E_\gamma) = \frac{2}{E_\gamma} \frac{\int_{E_e} \beta(E_e) E_e \Lambda(E_\gamma, E_e) dE_e}{\int_{E_e} \Lambda(E_\gamma, E_e) dE_e} \quad (77.8)$$

Формулы (77.6) и (77.8) позволяют вычислить чувствительность как функцию энергии фотонного излучения для разных материалов стенки камеры.

§ 78. КВАНТОМЕТР

Измерения квантометром основаны на том, что при полном поглощении пучка излучения энергия, отданная поглотителю, служит непосредственной мерой интенсивности излучения.

Представим себе бесконечно толстый плоский поглотитель, на который перпендикулярно падает направленный поток γ -квантов. Энергия γ -квантов, поглощаемая в таком поглотителе в единицу времени, отнесенная к площади поперечного сечения пучка, должна равняться интенсивности излучения. Пусть на глубине x поглотителя расположен газовый промежуток шириной h , много меньшей, чем пробег электронов и позитронов в газе. Тогда в силу соотношения Брэгга—Грея энергия, поглощенная в слое dx поглотителя около газовой полости, будет равна

$$d(\Delta E) = q\omega \overline{(S_z/S_r)} dx, \quad (78.1)$$

где q — число пар ионов, образующихся в единицу времени в газовом зазоре единичной ширины; ω — средняя энергия ионообразования; $\overline{(S_z/S_r)}$ — отношение ионизационных потерь в веществе поглотителя и в газе, усредненное по всем энергиям электронов. При этом предполагается, что незначительной долей энергии, расходуемой на ядерные реакции и изменения в кристаллической структуре, можно пренебречь по сравнению с энергией, идущей на ионизацию и возбуждение атомов среды.

Если газовую цель перемещать по толщине поглотителя, измеряя ионизационный ток насыщения, то для полной энергии,

поглощенной в единицу времени во всем бесконечно толстом блоке, получим

$$\Delta E = \frac{w}{e} \left(\frac{S_z}{S_r} \right) \int_0^{\infty} i(x) dx, \quad (78.2)$$

где e — заряд одного иона; $i(x)$ — ток ионизации на глубине x , приведенный к единичной ширине газового промежутка.

Энергетический спектр каскадных электронов слабо меняется с изменением глубины вещества x , поэтому можно предположить, что отношение (S_z/S_r) не зависит от x .

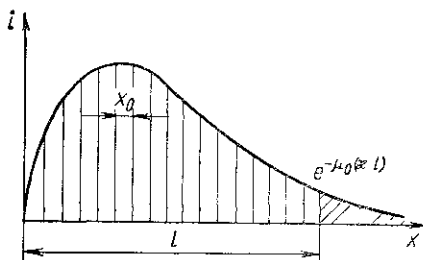


Рис 69 Переходная кривая

Зависимость ионизационного тока $i(x)$ от глубины расположения газового промежутка называется переходной кривой. Типичный вид переходной кривой показан на рис. 69. Очевидно, интеграл в формуле (78.2) представляет собой полную площадь под переходной кривой. Особенностью переходной кривой является то, что начиная с некоторой глубины $x = l$ ее форма хорошо описывается

экспонентой $\exp[-\mu_0(x-l)]$, где μ_0 приблизительно равно минимальному коэффициенту ослабления γ -квантов в данном веществе. Полную площадь под кривой можно представить как сумму двух площадей:

$$S = \int_0^{\infty} i(x) dx = \int_0^l i(x) dx + i_n \int_l^{\infty} \exp[-\mu_0(x-l)] dx.$$

Последний интеграл равен i_n/μ_0 , где i_n — значение тока на глубине $x = l$.

Квантометр представляет собой плоскопараллельную ионизационную камеру, состоящую из нескольких газовых промежутков, разделенных слоями поглощающего вещества. При подходящем выборе интервалов между зазорами и ширины зазора сумма ионизационного тока от всех зазоров будет пропорциональна площади под переходной кривой и, следовательно, интенсивности излучения.

Площадь под переходной кривой до глубины l можно определить по одной из формул приближенного интегрирования. Если использовать формулу Симпсона (метод парабол), то площадь под кривой до глубины l будет

$$S_l = \frac{\lambda_0}{3} [4(i_1 + i_3 + \dots + i_{n-1}) + 2(i_2 + i_4 + \dots + i_{n-2}) + i_n + i_0], \quad (78.3)$$

где i_1, i_2, i_3, \dots — ионизационный ток в газовых промежутках, разделенных интервалом x_0 . Вся площадь под кривой разделена на четное число n участков. В нашем случае $i_0=0$. Полная площадь под кривой

$$S = S_l + \frac{i_n}{\mu_0}. \quad (78.4)$$

В квантометре процесс вычисления по формулам (78.3) и (78.4) заменяется одним актом измерения суммарного ионизационного тока. Как видно из формулы (78.3), ионизационная камера должна иметь четное число зазоров, разделенных слоями вещества толщиной x_0 . Нечетные зазоры должны быть в два раза шире четных и в четыре раза шире последнего зазора. Это основано на предположении, что ток прямо пропорционален ширине зазора.

Такая конструкция камеры обеспечивает непосредственное измерение величины S_l . Для учета площади под конечным участком кривой можно увеличить ширину последнего зазора на некоторую величину Δ . Если исходная ширина последнего зазора, на основе которой вычислены все предыдущие зазоры, равна h , то $\Delta = h/\mu_0$.

Квантометр измеряет полную площадь под каскадной кривой S , и искомая интенсивность излучения

$$I = \frac{wS}{S_{\text{пуч}}} \left(\frac{S_z}{S_r} \right), \quad (78.5)$$

где $S_{\text{пуч}}$ — площадь поперечного сечения пучка. Все величины в формуле (78.5), кроме S , можно вычислить, и квантометр можно применять для абсолютного измерения интенсивности.

В соответствии с переходной кривой необходимо, чтобы толщина поглощающего вещества в квантометре была не меньше l . Диаметр камеры, строго говоря, должен быть бесконечно большим, чтобы не происходила утечка вторичных γ -квантов. Вторичное фотонное излучение состоит из рассеянных γ -квантов, аннигиляционных γ -квантов и тормозного излучения. В камере конечных размеров такая утечка неизбежна, и поэтому квантометр, построенный по указанной выше схеме, дает заниженные значения интенсивности. Возникает необходимость увеличить измеряемый ионизационный ток на некоторую величину, определяемую утечкой γ -квантов. Приближенно эту величину можно найти следующим путем.

Если измерять ток в концентрических зазорах равной толщины, расположенных на различном расстоянии r от оси камеры, то можно ожидать, что изменение тока по радиусу будет следовать закону $\exp[-\mu(r - r_0)]$, где r_0 — диаметр квантометра. Это утверждение основано на предположении, что вторичные γ -кванты распространяются перпендикулярно к оси камеры и многократное рассеяние их не происходит. Эти условия строго не соблюдаются, поэтому оценить величину необходимого увеличения тока на основе закона $\exp[-\mu(r - r_0)]$ можно лишь очень приближенно.

Для учета утечки γ -квантов ионизационный ток необходимо увеличить на величину Δi , определяемую соотношением

$$\Delta i = \int_{r_0}^{\infty} i_{r_0} \exp[-\mu(r-r_0)] dr = \frac{i_{r_0}}{\mu}, \quad (78.6)$$

где i_{r_0} — ионизационный ток в полости на расстоянии r_0 от оси, рассчитанный на единицу толщины зазора. Компенсировать утечку можно, окружив квантометр цилиндрической камерой с внутренним радиусом r_0 . Размер зазора определяется из условия, чтобы ток в этой добавочной камере равнялся Δi .

Квантометр является одним из лучших ионизационных приборов, позволяющих производить абсолютное измерение интенсивности. Его можно использовать для измерения в пучках тормозного излучения с энергией γ -квантов в несколько сот мегаэлектронвольт. Исследования А. П. Комара и С. П. Круглова показали, что устройства подобного типа пригодны также для измерений в пучках γ -квантов с максимальной энергией ниже 100 МэВ.

§ 79. МЕТОД РАЗНОСТИ ПАР (МЕТОД ТОНКИХ КОНВЕРТОРОВ)

Рассмотрим систему, состоящую из двух плоскопараллельных ионизационных камер с общим измерительным электродом А (рис. 70) и находящуюся в поле γ -излучения. Потенциальные электроды каждой камеры сделаны из различных материалов с атомными

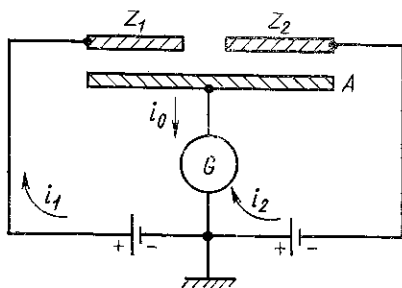


Рис. 70. Иллюстрация к методу разности пар

номера Z_1 и Z_2 . Если измеряемое излучение распространяется перпендикулярно к плоскости электродов, то электроды Z_1 и Z_2 играют роль конверторов, в которых энергия γ -квантов преобразуется в энергию корпускулярного излучения. Электроны и позитроны, возникающие при взаимодействии γ -квантов высокой энергии с веществом, летят преимущественно в направлении распространения γ -излучения, поэтому ионизационные токи обусловлены заряженными частицами, выбитыми из конверторов. Толщина конверторов выбирается такой, чтобы число электронов среды n_e на 1 см^2 поверхности электродов было одинаковым. Если площади электродов равны, то составляющая ионизационного тока, обусловленная комптоновскими электронами, для двух камер будет одинаковой. Камеры включены таким образом, что гальванометр G регистрирует разность ионизационных токов $i_0 = i_1 - i_2$.

Преобладающими эффектами взаимодействия в рассматриваемой области энергий γ -излучения являются образование пар и комптоновское рассеяние.

Пусть φ_γ — плотность потока γ -квантов, падающих на поверхность конвертора; предполагаем, что заметного ослабления излучения в конверторах не происходит; $f(E_\gamma) dE_\gamma$ — доля γ -квантов, приходящаяся на интервал энергий от E_γ до $E_\gamma + dE_\gamma$ в спектре первичного излучения. Тогда плотность тока насыщения в камере с электродом Z_1 будет равна

$$j_1 = \varphi_\gamma n_e h e \int_0^{E_0} \kappa_{e1}(E_\gamma, Z_1) f(E_\gamma) \chi(E_\gamma) dE_\gamma + j_k, \quad (79.1)$$

где h — расстояние между электродами камеры; e — заряд одного иона; $\kappa_{e1}(E_\gamma, Z_1)$ — сечение образования пар в веществе Z_1 для γ -квантов с энергией E_γ , рассчитанное на один электрон среды; $\chi(E_\gamma)$ — число пар ионов на единице пути заряженной частицы, усредненное по всем электронам и позитронам, образованным в конверторе γ -квантами с энергией E_γ ; j_k — плотность тока, обусловленного ионизацией комптоновскими электронами. Интегрирование производится по всему спектру γ -излучения. Первый член в выражении (79.1) определяет составляющую тока, обусловленную парами электрон—позитрон. Второй член есть ток, обусловленный ионизационным действием комптоновских электронов.

Аналогично для камеры с электродом Z_2

$$j_2 = \varphi_\gamma n_e h e \int_0^{E_0} \kappa_{e2}(E_\gamma, Z_2) f(E_\gamma) \chi(E_\gamma) dE_\gamma + j_k. \quad (79.2)$$

Плотность ионизационного тока j_k в обоих случаях одна и та же, так как в конверторах образуется одинаковое число комптоновских электронов.

Сечение образования пар, рассчитанное на один электрон среды, растет пропорционально атомному номеру вещества:

$$\kappa_{e1}(E_\gamma, Z_1) = \kappa(E_\gamma) Z_1; \quad (79.3)$$

$$\kappa_{e2}(E_\gamma, Z_2) = \kappa(E_\gamma) Z_2.$$

Функция $\kappa(E_\gamma)$ определяет зависимость сечения образования пар от энергии γ -излучения. Учитывая соотношения (79.3), для разности плотности токов j_1 и j_2 получаем

$$j_1 - j_2 = (Z_1 - Z_2) \varphi_\gamma n_e h e \int_0^{E_0} \kappa(E_\gamma) f(E_\gamma) \chi(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (79.4)$$

Между интенсивностью излучения I и плотностью потока γ -квантов Φ_γ выполняется соотношение

$$I = \int_0^{E_0} \Phi_\gamma f(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma. \quad (79.5)$$

Отсюда

$$\Phi_\gamma = \frac{I}{\int_0^{E_0} f(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma}. \quad (79.6)$$

Введем обозначение

$$R = \frac{\int_0^{E_0} \kappa(E_\gamma) f(E_\gamma) \chi(E_\gamma) dE_\gamma}{\int_0^{E_0} f(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma}. \quad (79.7)$$

Подставляя в формулу (79.4) значение Φ_γ по формуле (79.6) и учитывая обозначение (79.7), получаем для чувствительности по интенсивности

$$\frac{i_0}{I} = R n_e h e (Z_1 - Z_2) \cdot S_0, \quad (79.8)$$

где S_0 — площадь собирающего электрода.

Для абсолютного измерения интенсивности методом парных конверторов необходимо расчетным путем определить чувствительность по формуле (79.8). Основную трудность представляет вычисление величины R . Сечения образования пар известны с погрешностью $\pm 2\%$; погрешность расчета R может составить 6% . Заметим, что изменение энергетического спектра γ -излучения приводит к изменению величины R . Поэтому необходимо вычислять R с учетом реального спектра в каждом конкретном случае.

Формула (79.8) получена в предположении, что фотоэффект отсутствует. Однако в тормозном излучении всегда присутствуют γ -кванты низкой энергии, которые высвобождают фотоэлектроны. Исследования показывают, что при измерении тормозного излучения высокоэнергетических ускорителей фотоэффектом пренебрегать нельзя, если атомный номер конвертора $Z \geq 29$. Теоретически учесть роль фотоэффекта при измерении интенсивности методом разности пар чрезвычайно трудно.

Чтобы исключить влияние фотоэффекта, внутреннюю поверхность конвертора с большим значением Z следует покрыть фольгой из легкого материала, поглощающего фотоэлектроны (например, алюминиевой фольгой толщиной 50 мкм).

Точность абсолютных измерений с помощью конверторов можно повысить, если учесть многократное рассеяние заряженных частиц в конверторе и длиннопробежные δ -электроны. Рассеяние элект-

ронов в конвертере приводит к тому, что они проходят в газовом промежутке путь, несколько больший, чем расстояние между электродами h . Если α — угол, под которым электрон пересекает рабочий объем камеры, то эффективное расстояние, проходимое им в газовом промежутке:

$$h_{\text{эф}} = h / \cos \alpha. \quad (79.9)$$

Среднее значение $\overline{\cos \alpha}$ можно вычислить, зная угловое распределение электронов и позитронов, выходящих из конверторов. Величиной $h_{\text{эф}}$ нужно заменить значение h в формуле (79.8).

Наличие длиннопробежных δ -электронов приводит к тому, что фактическая ионизация в газовом промежутке оказывается несколько меньше, чем вычисленная по формулам (79.4) и (79.5). Среднее значение числа пар ионов на единице пути заряженной частицы $\chi(E_\gamma)$ в формулах (79.1) и (79.2) вычисляется в предположении, что вторичные электроны* полностью расходуют свою энергию в пределах газового промежутка. Однако среди вторичных электронов могут быть такие, которые сами способны ионизовать газ (δ -электроны) и имеют достаточно большой пробег, чтобы выйти за пределы газового промежутка. Роль δ -электронов тем выше, чем меньше газовый зазор, и при использовании метода разности пар занижение результатов может достигать 12%.

При учете δ -электронов, а также рассеяния заряженных частиц в конвертере и фотоэффекта можно получить точность абсолютного измерения интенсивности около 10%. Такая же точность обеспечивается толстостенной камерой и квантометром.

* Здесь электроны, которые высвобождаются в процессе ионизации газа заряженными частицами, попавшими в газовый объем из конвертора.

ДОЗИМЕТРИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 80. ОСОБЕННОСТИ ДОЗИМЕТРИИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Общепринятой классификации условий облучения в зависимости от интенсивности излучения или связанных с ней величин в настоящее время нет. Тем не менее понятия «слабоинтенсивное излучение», «высокоинтенсивное излучение» часто применяются в практике. Какие потоки энергий или частиц следует считать малыми, а какие высокими? Излучение природных источников (естественный фон) относится к малоинтенсивному излучению. Поглощенная доза излучения естественного фона в тканезквивалентном веществе оценивается величиной порядка 100 мрад в год. Пределы безопасной дозы, регламентируемые нормами радиационной безопасности, в зависимости от категории облучаемых лиц (например, профессиональные работники, все население и т. п.) находятся в диапазоне от фоновых значений до нескольких рад в год. При аварийных ситуациях может возникнуть необходимость в определении дозы порядка 10^3 — 10^4 рад, полученной за сравнительно короткий отрезок времени. При медицинском применении ионизирующих излучений имеют дело с дозами порядка тысячи рад при мощности дозы порядка 10 рад/мин. В радиационной технологии возникает необходимость создания радиационных полей, обеспечивающих дозы порядка 10^6 — 10^9 рад. Таким образом, диапазон доз, требующий дозиметрического обеспечения, чрезвычайно широк (10^{-3} — 10^9 рад). Столь же широк оказывается и диапазон мощности дозы: 10^{-6} — 10^6 рад/с.

Ограничивающими факторами со стороны низких значений измеряемых величин являются чувствительность дозиметрических детекторов и фоновые, шумовые эффекты. Со стороны высоких значений измеряемых величин ограничения связаны в основном с особенностями тех процессов, которые протекают в детекторе под действием интенсивных потоков ионизирующего излучения. Например, в химических дозиметрах под действием ионизирующего излучения могут возникать продукты радиолиза, накопление которых изменяет радиационно-химический выход основной реакции. В ионизационных камерах при интенсивных потоках излучения процесс рекомбинации в исчезновении ионов может оказаться преобладающим при любой практически достижимой напряженности электрического поля. Отражением процессов, протекающих в фотоэмульсии под действием интенсивных потоков, является эффект соляризации. В лю-

минесцентных дозиметрах при больших дозах начинает проявляться ограниченность числа локальных уровней захвата электронов в заперенной зоне. Эти примеры легко продолжить.

В интенсивных полях излучения начинают сказываться нелинейные эффекты взаимодействия излучения с веществом, сущность которых можно пояснить следующим образом.

Пусть измеряемый сигнал дозиметрического детектора пропорционален поглощенной энергии в его чувствительном объеме. В заданном поле излучения поглощенная энергия пропорциональна числу актов взаимодействия излучения с веществом. Обозначим n концентрацию атомов вещества детектора, взаимодействие излучения с которыми определяет поглощенную энергию. Примем, что каждый атом, испытавший взаимодействие, выбывает из рассмотрения; концентрация атомов как бы меняется под действием излучения. Обозначим ν число актов взаимодействия за некоторый интервал времени на единицу объема детектора. Очевидно, число актов взаимодействия за единицу времени равно скорости «исчезновения» атомов детектора:

$$d\nu/dt = -dn/dt. \quad (80.1)$$

При плотности потока частиц φ_N и сечении взаимодействия σ

$$d\nu/dt = -\sigma\varphi_N n. \quad (80.2)$$

Из уравнений (80.1) и (80.2) несложно получить следующую формулу, связывающую частоту взаимодействий с временем t :

$$d\nu/dt = \sigma\varphi_N \cdot n_0 \exp(-\sigma\varphi_N t), \quad (80.2a)$$

где n_0 — начальная концентрация атомов среды. Интегрируя уравнение (80.2a) от 0 до t , получаем число актов взаимодействия за некоторое время t :

$$\nu = n_0 [1 - \exp(-\sigma\varphi_N t)]. \quad (80.3)$$

Если бы концентрация атомов среды не изменялась под действием излучения, то полное число взаимодействий ν_0 за время t определялось бы формулой

$$\nu_0 = \varphi_N \sigma n_0 t. \quad (80.4)$$

Отношение ν/ν_0 может служить количественной мерой нелинейного эффекта:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{1 - \exp(-\varphi\sigma t)}{\varphi\sigma t} \quad (80.5)$$

Из формулы (80.5) видно, что при малом времени (малые дозы) или при малой плотности потока (слабая интенсивность) нелинейный эффект мал. Такая же зависимость и от эффективного сечения взаимодействия. Отсюда вывод: *в интенсивных полях излучения следует применять детекторы с малым эффективным сечением реакции, определяющей измеряемый сигнал.*

Типичным примером нелинейного эффекта может служить эффект «выгорания» при использовании активационных детекторов. Нелинейные эффекты, связанные с изменением числа реагирующих атомов среды, в принципе могут проявляться и при измерении фотонного излучения, если учесть, что при возбуждении атомов изменяется эффективное сечение взаимодействия.

Для дозиметрии интенсивных потоков излучения могут быть использованы различные процессы и явления, происходящие при взаимодействии излучения с веществом. В качестве примера укажем на изменение угла вращения плоскости поляризации раствора глюкозы в воде. Измеряемой физической величиной здесь является оптическая активность раствора, которая пропорциональна поглощенной дозе в диапазоне 10^6 — 10^9 рад при мощности дозы 20—6000 рад/с. Дозиметр, разработанный на этой основе под руководством С. В. Стародубцева, нашел применение при внутривреакторной дозиметрии.

В последующих параграфах рассмотрены закономерности некоторых ионизационных и зарядовых детекторов в интенсивных радиационных полях.

§ 81. ЖИДКОСТНЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАМЕРЫ

В жидкостных камерах ионизационной средой является жидкость, обладающая высоким электрическим сопротивлением. Принцип работы жидкостных ионизационных камер основан на том, что под действием ионизирующих излучений увеличивается проводимость жидких диэлектриков. Можно предполагать, что увеличение проводимости обусловлено ионизацией жидкости аналогично тому, как это происходит в газах. Первые опыты по исследованию проводимости жидких диэлектриков под действием ионизирующих излучений провел в 1902 г. П. Кюри, который обнаружил увеличение проводимости жидкостей под действием излучения радия. В дальнейшем ионизацию жидкостей исследовали отечественные и зарубежные ученые.

В 30-х годах Тейлор, наблюдая ионизацию диэлектрических жидкостей под воздействием рентгеновского излучения, определил среднюю энергию ионообразования в жидком CS_2 , которая оказалась примерно такой же, что и для воздуха.

Принципиально вместо воздуха в ионизационных камерах можно использовать жидкости. Целесообразность применения жидкостных камер можно обосновать следующими причинами.

Органические жидкости и их смеси, имеющие высокое удельное сопротивление, по своей плотности и эффективному атомному номеру близки к биологическим тканям; применение различных жидкостей и их смесей позволяет в определенных пределах менять эффективный атомный номер ионизационной среды. Можно ожидать, что вследствие большой плотности чувствительность жидкостных камер должна быть выше, чем воздушных. Большое содержание водорода

в органических жидкостях, возможно, позволит применять жидкостные камеры для дозиметрии нейтронов и смешанного излучения.

Специальные исследования показывают, однако, что ионизация жидкостей под действием излучений имеет особенности, затрудняющие практическое использование жидкостных ионизационных камер. Вследствие большой плотности ионизационной среды преобладающим видом рекомбинации ионов является рекомбинация в пределах плотных ионных сгустков. Это не позволяет обеспечить режим насыщения в жидкостных камерах. Кроме того, под действием ионизирующих излучений в жидкостях возможны радиационно-химические процессы, которые приводят к образованию новых химических соединений. Продукты радиационно-химических реакций могут изменить электрические свойства жидкости. Наконец, в диэлектрических жидкостях наблюдаются поляризационные эффекты, которые существенно влияют на поведение электрического тока во внешней цепи.

Экспериментальные исследования жидкостных ионизационных камер позволяют указать на следующие их особенности.

1. Полное собирание ионов на электроды в жидкостной камере отсутствует при всех напряжениях, вплоть до электрического пробоя жидкости.

2. При малых значениях напряженности электрического поля вольт-амперная характеристика имеет омический участок, который тем протяженнее, чем выше интенсивность излучения. На этом участке ионизационный ток прямо пропорционален корню квадратному из величины мощности дозы.

3. Выше некоторого значения разности потенциалов между электродами ионизационный ток примерно пропорционален напряженности электрического поля. На этом же участке ток пропорционален мощности дозы.

4. При резком изменении напряжения, приложенного к камере, происходит медленное установление ионизационного тока. С изменением интенсивности излучения установление тока происходит достаточно быстро, но все же значительно медленнее, чем в газовых камерах. Установившийся ток остается достаточно устойчивым до определенного значения напряженности электрического поля, выше которого наблюдаются резкие колебания тока, затрудняющие его измерение.

5. В жидкостных камерах может возникать эффект полярности, который заключается в том, что значение ионизационного тока зависит от знака приложенного напряжения. Эффект полярности особенно заметен в области малых значений напряженности поля.

Исследования жидкостных камер указывают на практическую возможность их применения для дозиметрии смешанного γ - n -излучения (см. § 107).

§ 82. ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАМЕРЫ БЕЗ ВНЕШНЕГО ИСТОЧНИКА НАПРЯЖЕНИЯ

Из практики известно, что во внешней цепи ионизационной камеры, находящейся в поле излучения, ток течет даже тогда, когда внешний источник напряжения отсутствует. Это указывает на наличие разности потенциалов между электродами, обусловленной внутренними причинами. Можно указать по крайней мере три причины возникновения разности потенциалов: контактная разность потенциалов, электрохимические реакции, попадание ионизирующих заряженных частиц на электроды. Непосредственная зарядка электродов ионизирующими частицами в условиях ионизации газового промежутка вряд ли может создать заметную разность потенциалов. По-видимому, преобладающей из указанных причин является контактная разность потенциалов, которая не зависит от интенсивности излучения и имеет постоянное значение. Однако контактная разность потенциалов имеется только тогда, когда используются разнородные электроды. Это же относится к электрохимической разности потенциалов. Тем не менее на практике наблюдается ток даже тогда, когда электроды сделаны из одного материала. В этом случае разность потенциалов между электродами возникает в результате неодинаковых условий выбивания заряженных частиц (электронов в случае γ -излучения) из электродов первичным излучением. Действительно, если электроды различаются между собой по форме или размерам, то даже при воздействии на них излучения равной интенсивности число заряженных частиц, вылетающих из электродов, будет неодинаковым. Если в единицу времени из каждого электрода вылетает неодинаковое число заряженных частиц, то возникает разность потенциалов между электродами. Разность потенциалов зависит от интенсивности излучения, электрической емкости электродов, сопротивления утечки между электродами.

Возникшая разность потенциалов приводит к упорядоченному движению ионов в газовом промежутке между электродами. В свою очередь, разность потенциалов зависит от ионизационного тока.

Режим работы такой камеры аналогичен режиму работы обычной ионизационной камеры, к которой приложено напряжение, зависящее от интенсивности излучения. Исследования показывают, что это напряжение значительно меньше того, которое требуется для обеспечения режима насыщения.

Несмотря на всю сложность процессов, происходящих в ионизационных камерах без внешнего источника питания, существует определенная связь между измеряемым ионизационным током и мощностью дозы излучения. Чувствительность таких камер не выше чувствительности радиационных элементов, и они в принципе могут быть использованы для дозиметрии лишь в достаточно интенсивных пучках. Кроме того, чувствительность подобных камер зависит от энергии излучения, что потребует в случае их применения специальных мер для компенсации ЭЗЧ.

Рассмотрим возникновение тока во внешней цепи ионизационной камеры, облучаемой направленным потоком γ -излучения (рис. 71). Электроды A и B сделаны из одного материала, но имеют различную толщину. Электродметр, подключенный к камере, будет измерять потенциал U_a в точке a , созданный током i , протекающим через высокоомное сопротивление R^* . В результате взаимодействия γ -излучения с электродами из них будут выбиваться электроны, причем число электронов, покидающих поверхность одного и другого электродов, будет неодинаковым. Это приводит к тому, что на емкости, созданной электродами, образуется электрический заряд.

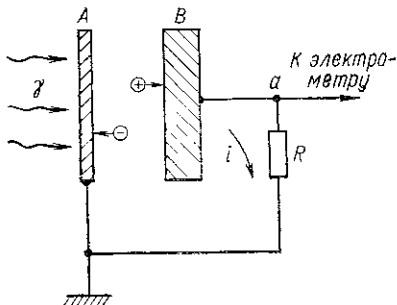


Рис. 71. Схема включения ионизационной камеры без внешнего источника питания

Пусть q — заряд, образуемый излучением в единицу времени на электродах конденсаторов, имеющего емкость C ; Q_t — заряд на электродах, накопившийся за время t после начала облучения. Наряду с образованием заряда происходит его утечка по сопротивлению R^* ; кроме того, заряд на электродах нейтрализуется ионами, перемещающимися под действием электрического поля между электродами.

Накопление заряда на электродах описывается уравнением

$$dQ_t/dt = q - i - i_R, \quad (82.1)$$

где i — ионизационный ток; i_R — ток утечки по сопротивлению R^* . Очевидно,

$$i_R = U_a/R^*. \quad (82.2)$$

Ток ионизации $i = f(U_a, P) i_0$, где i_0 — ток насыщения, а $f(U_a, P)$ — эффективность собирания ионов, являющаяся функцией напряжения U_a и мощности дозы излучения P . Ток насыщения пропорционален мощности дозы при неизменном спектральном составе, поэтому

$$i = a_0 f(U_a, P) P, \quad (82.3)$$

где a_0 — коэффициент, зависящий от энергии излучения. При этих же условиях скорость образования заряда на электродах также пропорциональна мощности дозы:

$$q = b_0 P, \quad (82.4)$$

где b_0 — новый коэффициент.

Учитывая, что $Q_t = CU_a$, подставляем значения i_R , i и q по формулам (82.2) — (82.4) в уравнение (82.1):

$$C \frac{dU_a}{dt} = b_0 P - a_0 f(U_a, P) P - \frac{U_a}{R^*}. \quad (82.5)$$

Уравнение (86.5) определяет потенциал U_a в зависимости от времени, прошедшего с начала облучения, при постоянной мощности дозы. В установившемся режиме $dU_a/dt = 0$, и тогда

$$U_a/R^* = [b_0 - a_0 f(U_a, P)] P. \quad (82.6)$$

Из уравнения (82.6) можно получить зависимость измеряемого потенциала U_a или тока во внешней цепи $i_R = U_a/R^*$ от мощности дозы излучения, если представить явный вид функции $f(U_a, P)$. При определенном значении мощности дозы излучения P эффективность обсираия ионов будет тем выше, чем больше сопротивление R^* , поскольку с увеличением R^* возрастает равновесное значение потенциала U_a . Максимальное значение эффективности собириания ионов будет при бесконечно большом сопротивлении утечки ($R^* \rightarrow \infty$). Рассмотрим этот случай более подробно.

Для $R^* \rightarrow \infty$ из уравнения (82.5) следует

$$C \frac{dU_a}{dt} = b_0 P - a_0 f(U_a, P) P.$$

При установившемся режиме

$$b_0/a_0 = f(U_a, P). \quad (82.7)$$

Эффективность собириания ионов

$$f = 2/(1 + \sqrt{1 + 2\xi^2/3}), \quad (82.8)$$

где ξ зависит от разности потенциалов между электродами и от мощности дозы. Для камеры любой геометрии ξ^2 пропорционально отношению P/U_a^2 . Так как в формуле (82.7) b_0/a_0 есть постоянная величина, то из формул (82.7) и (82.8) непосредственно следует, что потенциал в точке a пропорционален корню квадратному из мощности дозы:

$$U_a = a \sqrt{P}. \quad (82.9)$$

Из (82.7) и (82.8) можно оценить максимальную эффективность собириания ионов для каждого конкретного случая.

Из сравнения выражений (82.3) и (82.4) видно, что

$$b_0/a_0 = q/i_0,$$

где i_0 — ионизационный ток насыщения.

Несложные рассуждения приводят к следующему выражению для максимальной эффективности собириания ионов:

$$f_{\max} = \frac{b_0}{a_0} = \frac{V_Z}{V_\Gamma} \frac{\mu_Z}{\mu_{k\Gamma}} \frac{\omega}{E_\gamma}, \quad (82.10)$$

где V_Z — объем электрода, из которого электроны, выбитые γ -квантами, выходят наружу; V_Γ — объем газового промежутка, в котором происходит ионизация; μ_Z — линейный коэффициент ослабления γ -излучения в материале электрода; $\mu_{k\Gamma}$ — линейный коэффициент передачи энергии γ -излучения в газе; ω — средняя энергия ионообразования; E_γ — энергия γ -квантов.

Формула (82.10) получена в предположении, что электроны выбиваются только из одного электрода камеры, а другой электрод является «прозрачным» для γ -излучения. Численные расчеты по формуле (82.10) показывают, что практически всегда $f_{\max} \ll 1$. В реальных условиях сопротивление R^* не бесконечно большое, и это приводит к еще меньшему значению эффективности собириания ионов. Таким образом, можно считать, что при отсутствии внешнего напряжения ионизационная камера работает вдали от режима насыщения в области начального участка вольт-амперной характеристики. На начальном участке вольт-амперной характеристики ионизационный ток пропорционален напряжению и корню квадратному из мощности дозы (см. § 25). Для тока i в уравнении (82.1) можно написать

$$i = a_1 U_a \sqrt{P}, \quad (82.11)$$

где a_1 — новый коэффициент, зависящий от энергии излучения. Учитывая формулы (82.3) и (82.11), вместо уравнения (82.6) можно записать

$$U_a/R^* = b_0 P - a_1 U_a \sqrt{P}. \quad (82.12)$$

Из формулы (82.12) получим окончательно

$$U_a = b_0 P / (a_1 \sqrt{P} + 1/R^*). \quad (82.13)$$

Выражение (82.13) определяет в общем виде зависимость измеряемой величины U_a от мощности дозы в ионизационных камерах без внешнего источника питания. Отсутствие простой линейной зависимости затрудняет использование таких камер для точных дозиметрических измерений, однако их можно использовать для контроля достаточно интенсивных пучков излучения. Коэффициенты b_0 и a_1 в формуле (82.13) зависят от энергии γ -излучения и определяют ЭЗЧ подобных систем.

§ 83. ДЕТЕКТОРЫ ПРЯМОЙ ЗАРЯДКИ (РАДИАЦИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ)

По аналогии с гальваническим элементом устройства, преобразующие энергию излучения непосредственно в электрическую можно назвать радиационными элементами. Радиационные элементы можно использовать для дозиметрии ионизирующих излучений.

Принципиальная схема детектора прямой зарядки показана на рис. 72. Устройство состоит из двух цилиндрических электродов: внешнего 1 и внутреннего 2, разделенных высококачественной изоляцией и помещенных в вакуум. γ -Излучение, взаимодействуя с внешним электродом, выбивает из него электроны, часть из которых поглощается внутренним электродом; в результате внешний электрод заряжается положительным электричеством, а внутренний — отрицательным. Между электродами возникает разность потенциалов, которую можно измерить прибором G .

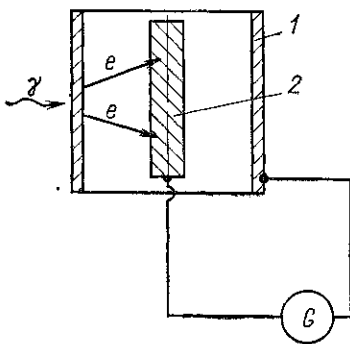


Рис. 72. Принципиальная схема детектора прямой зарядки

Пусть в единицу времени под действием γ -излучения из внешнего электрода вылетает n'_e электронов, а из внутреннего — n''_e . Если с внутреннего электрода нет утечки заряда, то полный заряд на этом электроде, собранный за время dt , будет равен

$$dQ = \eta_1 e n'_e dt - \eta_2 e n''_e dt,$$

где e — заряд одного электрона; η_1 — доля n'_e электронов, поглощенных внутренним электродом; η_2 — доля n''_e электронов, попавших на внешний электрод из внутреннего и поглощенных в нем.

Скорость изменения заряда dQ/dt регистрируется во внешней цепи как электрический ток:

$$i = dQ/dt = e (\eta_1 n'_e - \eta_2 n''_e). \quad (83.1)$$

За время облучения t между электродами возникает разность потенциалов

$$U = \frac{e}{C} \int_0^t (\eta_1 n'_e - \eta_2 n''_e) dt, \quad (83.2)$$

где C — электрическая емкость системы. При неизменном качестве излучения ток i пропорционален мощности дозы, а разность потенциалов U — дозе излучения. Утечка между электродами уменьшает чувствительность подобных дозиметров. Максимальная чувствительность будет обеспечена при идеальной изоляции и отсутствии потока электронов от внутреннего электрода к внешнему ($\eta_2 = 0$). В этом случае

$$i = e\eta_1 n'_e.$$

Пусть μ_i — линейный коэффициент ослабления γ -излучения в материале внешнего электрода вследствие i -го эффекта взаимодействия (фотоэффект, комптон-эффект или эффект образования пар); R_i — эффективная толщина внешнего электрода, из которой электроны могут попасть в пространство между электродами. Эффективная толщина приближенно равна максимальному пробегу электронов, высвобождающихся при i -м эффекте взаимодействия. Если P — мощность экспозиционной дозы излучения, то

$$n'_e = \frac{SP}{\eta_{km} E_\gamma} [1 - \exp(-\Sigma\mu_i R_i)]. \quad (83.3)$$

где S — площадь поверхности внешнего электрода. Полагая $\mu_i R_i \ll 1$, получаем

$$i = \frac{SeP\eta_1 \Sigma\mu_i R_i}{\mu_{km} E_\gamma}. \quad (83.4)$$

Очевидно, η_1 не может быть больше вероятности попадания электронов из внешнего электрода в пространство между электродами. Легко заметить, что $\eta_1 \Sigma\mu_i R_i$ пропорционально эффективности газоразрядного счетчика $\epsilon_{сч}$, имеющего ту же конфигурацию и тот же материал внешнего электрода, что и радиационный элемент (см. § 28). Положим $\eta_1 \Sigma\mu_i R_i = \epsilon_{сч}$, что соответствует случаю максимально возможной чувствительности радиационного элемента. Тогда

$$\left(\frac{i}{P}\right)_{\text{макс}} = \frac{e\epsilon_{сч} S}{\mu_{km} E_\gamma}. \quad (83.5)$$

Сравнив формулы (83.5) и (28.3), увидим, что радиационный γ -элемент имеет такую же ЭЗЧ, как и эквивалентный газоразрядный счетчик. Влиять на ЭЗЧ можно, подбирая соответствующие материалы и толщины внешнего электрода.

Оценки по формуле (83.5) показывают, что максимальная чувствительность радиационного элемента с внешним свинцовым электродом диаметром 20 мм для γ -излучения Co^{60} равна $1,3 \cdot 10^{-12}$ А/(Р·с⁻¹) на 1 см² поверхности элемента, или $1,3 \cdot 10^{-12}$ Кл/(Р·см²). Если принять поверхность внешнего электрода равной нескольким десяткам квадратных сантиметров, а электрическую емкость — нескольким десяткам пикофарад, то максимальную чувствительность при измерении разности потенциалов U можно оценить как величину порядка 1В/Р.

Рассмотренный принцип можно применить в радиационных элементах для нейтронных измерений. Для этого необходимо обеспечить преобразование энергии нейтронов в энергию заряженных частиц на одном из электродов. Этот электрод будет являться эмиттером заряженных частиц, а другой электрод — коллектором. Удобно в качестве эмиттера использовать нуклиды, активирующиеся под действием нейтронов. При распаде нуклиды испускают заряженные частицы, которые оседают на коллекторе. Число заряженных частиц, испускаемых эмиттером в единицу времени, пропорционально наведенной активности, которая определяется формулой

$$A_0 = \frac{N_A \varphi \sigma G}{A} \left[1 - \exp\left(-\frac{0,693}{T} t\right) \right], \quad (83.6)$$

где N_A — число Авогадро; φ — плотность потока нейтронов; σ — сечение активации; G — масса эмиттера; A — относительная атомная масса материала эмиттера; T — период полураспада образующихся радиоактивных атомов; t — время облучения нейтронами.

Электрический ток, регистрируемый во внешней цепи, пропорционален наведенной активности:

$$i = a A_0,$$

где a — коэффициент пропорциональности. Максимальное значение тока соответствует попаданию всех заряженных частиц на коллектор. С точки зрения эффективности попадания заряженных частиц на коллектор выгоднее эмиттер помещать внутрь коллектора. При малом периоде полураспада ($T \ll t$) ток в случае постоянной интенсивности нейтронов не зависит от времени облучения:

$$i = a \frac{N_A}{A} \sigma G \varphi. \quad (83.7)$$

При большом периоде полураспада ($T \ll t$) ток пропорционален времени облучения:

$$i = a \frac{N_A \sigma}{A} G \varphi \frac{0,693}{T} t. \quad (83.8)$$

Полный заряд, собранный на коллекторе за время облучения нейтронами, можно определить, проинтегрировав формулу (83.6) по времени t . Если учесть накопление заряда после прекращения

облучения, то полный заряд на коллекторе, собранный за время t_0 от начала облучения, будет равен

$$Q_0 = \int_0^t aA_0 dt + \int_t^{t_0} aA_0 \exp\left(-\frac{0,693t}{T}\right) dt. \quad (83.9)$$

Радиационные элементы подобного типа были использованы для измерения нейтронных потоков в реакторе. Советские исследователи в качестве эмиттера использовали изотоп родия ^{103}Rh с сечением захвата тепловых нейтронов 150 барн. Образующийся нуклид ^{104}Rh имеет период полураспада 44 с и испускает β -частицы с максимальной энергией 2,5 МэВ. Эмиттер был изготовлен в виде проволоки диаметром 0,8 мм и массой 0,48 г. Коллектором служил алюминиевый цилиндр. Коллектор и эмиттер разделены слоем полиэтилена толщиной 1,5 мм. При плотности потока 10^{12} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ток во внешней цепи оказался равным $4,2 \cdot 10^{-8}$ А.

Разновидностью радиационного элемента является система из двух электрохимически разнородных электродов, помещенных в газовый объем. Ионизация газа приводит к возникновению разности потенциалов между электродами. Разность потенциалов оказалась зависящей исключительно от материала электродов (независимо от интенсивности излучения и рода газа). Под действием этой разности потенциалов возникает ионизационный ток, который возрастает с увеличением интенсивности ионизации; ток может служить мерой мощности дозы излучения. Между разнородными электродами всегда существует контактная разность потенциалов, которая может быть ответственна за возникновение ионизационного тока. Однако возможно, что разность потенциалов частично обусловлена электрохимическими процессами на электродах, подобно тому как это происходит в жидких электролитах.

§ 84. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ КОМПТОНОВСКИЙ ДОЗИМЕТР

Для дальнейшего изложения нам необходимо знать количество электричества, наведенного в проводнике движущимися в пространстве зарядами. Пусть в пространстве между двумя произвольно расположенными проводниками любой формы движется электрический заряд e . Количество электричества Q , наведенное за время t на одном проводнике при условии, что второй заземлен, определяется следующей формулой, выводимой в теории электричества:

$$Q = e \int_0^t E_v dl, \quad (84.1)$$

где l — полный путь, пройденный заряженной частицей; dl — путь, проходимый за время dt ; E_v — составляющая вектора напряженности электрического поля по направлению скорости движения за-

ряженной частицы, созданного потенциалом, равным единице на незаземленном проводнике.

В частном случае плоскопараллельных проводников, отстоящих один от другого на расстоянии h , можно принять $E_v = \cos\theta/h$, где θ — угол между направлением движения заряженной частицы и нормалью к плоскости проводников. Тогда количество электричества, наведенное на одном проводнике при условии, что второй заземлен, при перемещении заряда e на расстояние l будет равно

$$Q = e \frac{l}{h} \cos \theta. \quad (84.2)$$

Рассмотрим направленный пучок γ -излучения интенсивностью I_0 , пересекающий плоскопараллельный конденсатор под углом θ к плоскости электродов (рис. 73). Пространство между электродами заполнено диэлектриком, толщина которого h больше пробега электронов, освобожденных γ -квантами.

Предположим, что энергия γ -излучения достаточно велика, чтобы пренебречь фотоэлектронами. В результате комптон-эффекта в диэлектрике создаются комптон-электроны, которые индуцируют заряд на электродах конденсатора. Изменение индуцированного заряда в единицу времени проявляется в виде тока, протекающего во внешней цепи и регистрируемого прибором G .

Пусть $n(x)$ — число электронов, освобождаемых в единицу времени на единице пути в направлении распространения пучка. Тогда число электронов, освобожденных в слое диэлектрика толщиной dx в единицу времени, будет равно

$$n(x)dl = n(x)dx/\cos \theta. \quad (84.3)$$

Обозначим R средний пробег электронов в материале диэлектрика, а ϑ — средний угол рассеяния комптоновских электронов. Тогда средний пробег электронов в направлении распространения пучков излучения $l = R \cos \theta$.

Согласно формуле Шокли каждый электрон во внешней цепи создает заряд

$$Q = e \frac{R \cos \vartheta}{h} \cos \theta = e \frac{R \cos \vartheta}{h} \cos \theta. \quad (84.4)$$

Электронами, освобожденными в слое диэлектрика толщиной dx , в единицу времени наводится заряд, в соответствии с формулой

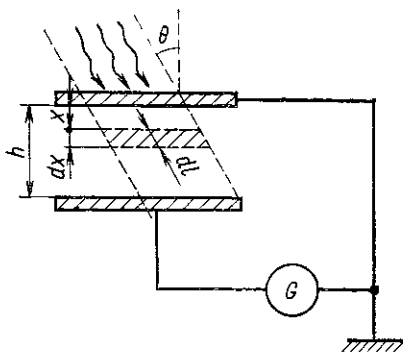


Рис. 73. Схема комптоновского дозиметра

(84.3) равный $Qn(x)dx/\cos\theta$. Это и есть регистрируемый во внешней цепи ток, обусловленный электронами в слое диэлектрика dx :

$$di(x) = Qn(x) \frac{dx}{\cos\theta} = en(x) R \overline{\cos\vartheta} \cdot \frac{dx}{h}. \quad (84.5)$$

Для нахождения $n(x)$ заметим, что интенсивность излучения на глубине x равна $I_0 \exp(-\mu x/\cos\theta)$, где μ — линейный коэффициент ослабления. Примем площадь электродов равной единице, тогда энергия излучения, преобразованная в слое dx в энергию комптоновских электронов, будет равна

$$dE = \mu_{kZ} I_0 \exp(-\mu x/\cos\theta) dl = \mu_{kZ} I_0 \exp(-\mu x/\cos\theta) \cos\theta dx,$$

где μ_{kZ} — коэффициент передачи энергии γ -излучения в веществе диэлектрика. Если средняя энергия освобожденных электронов $\overline{E_e}$, то

$$n(x) dx = \frac{dE}{\overline{E_e}} = \frac{\mu_{kZ} I_0}{\overline{E_e}} \exp(-\mu x/\cos\theta) \cos\theta dx.$$

Подставив значения $n(x)dx$ в выражение (84.5), получим

$$di(x) = e R \overline{\cos\vartheta} \cos\theta \mu_{kZ} I_0 \exp(-\mu x/\cos\theta) \frac{dx}{h \overline{E_e}}. \quad (84.6)$$

Интегрирование выражения (8.46) в пределах от 0 до h дает общий ток, регистрируемый прибором G:

$$i = e \overline{\cos\vartheta} \frac{1}{\overline{E_e}} \frac{\mu_{kZ}}{\mu} \frac{R}{h} I_0 [1 - \exp(-\mu h/\cos\theta)] \cos^2\theta. \quad (84.7)$$

Мощность дозы излучения связана с интенсивностью соотношением $P = \mu_{hmb} I_0$. Отсюда получим чувствительность по мощности дозы

$$\frac{i}{P} = \frac{R e \overline{\cos\vartheta} \rho_B}{\overline{E_e}} \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{hB}} \frac{1 - \exp(-\mu h/\cos\theta)}{\mu h/\cos\theta} \cos\theta, \quad (84.8)$$

где ρ_B — плотность воздуха.

Из формулы (84.8) следует, что чувствительность тем выше, чем больше средний пробег электронов R в материале диэлектрика и чем меньше расстояние между электродами h . Уменьшение чувствительности с увеличением межэлектродного расстояния в данном случае обусловлено ослаблением излучения в материале диэлектрика. Однако это верно до тех пор, пока среднее расстояние, проходимое электронами по перпендикуляру к электродам, остается меньше расстояния между электродами, т. е. пока $R \cos\vartheta \cos\theta < h$. Если это условие не выполняется, то каждый электрон достигнет электрода и сообщит ему заряд, равный e . Тогда электроны, освобожденные в слое dx , создадут во внешней цепи ток $di = en(x)dx/\cos\theta$ и вместо формулы (24.8) получим

$$\frac{i}{P} = \frac{e \rho_B}{\overline{E_e}} \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{hB}} h \frac{1 - \exp(-\mu h/\cos\theta)}{\mu h/\cos\theta}. \quad (84.9)$$

По формуле (84.9) чувствительность падает с уменьшением межэлектродного расстояния h , что объясняется снижением общего числа освобожденных электронов.

Таким образом, максимальная чувствительность в рассматриваемой системе наблюдается при $h = R \overline{\cos \vartheta} \cos \theta$. Если расстояние между электродами близко к этому значению, то $\mu h / \cos \theta \ll 1$ и приближенно можно написать

$$\frac{i}{P} = R e \overline{\cos \vartheta} \cos \theta \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{kV}} \frac{\rho_B}{\bar{E}_e}. \quad (84.10)$$

Формула (84.10) определяет зависимость чувствительности дозиметра от энергии γ -излучения, т. е. ЭЗЧ. Пробег электронов R , отношение μ_{kZ}/μ_{kV} , средняя энергия электронов \bar{E}_e и $\overline{\cos \vartheta}$ зависят от энергии γ -излучения.

Зависимость пробега электрона от энергии можно представить в виде

$$R = f(\bar{E}_e) \cdot \bar{E}_e, \quad (84.11)$$

где $f(\bar{E}_e)$ — функция, слабо зависящая от энергии.

Энергия комптон-электрона, выбитого γ -квантом с энергией E_γ и вылетевшего под углом ϑ к направлению движения первичного γ -кванта, определяется формулой

$$E_e = E_\gamma 2\alpha \cos^2 \vartheta / [(1 + \alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2 \vartheta], \quad (84.12)$$

где $\alpha = E_\gamma / m_0 c^2$ — отношение энергии γ -кванта к энергии покоя электрона. Из формулы (84.12) можно найти зависимость $\cos \vartheta$ от E_e . Средняя энергия электронов, созданных γ -квантом с энергией E_γ :

$$\bar{E}_e = (\mu_{kZ} / \mu_Z) E_\gamma. \quad (84.13)$$

Если среднее значение $\overline{\cos \vartheta}$ положить равным значению $\cos \vartheta$, соответствующему средней энергии \bar{E}_e , то из формул (84.12) и (84.13) можно получить

$$\overline{\cos \vartheta} = \frac{1 + \alpha}{\alpha} \sqrt{\left(1 + \frac{2}{\alpha} \frac{\mu_Z}{\mu_{kZ}}\right)^{-1}}. \quad (84.14)$$

Подставив полученные в формулах (84.11) и (84.14) значения в уравнение (84.10), получим

$$\frac{i}{P} = e \rho_B \cos \theta f(\bar{E}_e) \frac{\mu_{kZ}}{\mu_{kV}} \frac{1 + 1/\alpha}{\sqrt{1 + \frac{2}{\alpha} \cdot \frac{\mu_Z}{\mu_{kZ}}}}. \quad (84.15)$$

По формуле (84.15) можно оценить зависимость чувствительности от энергии γ -излучения и абсолютную величину дозовой чувствительности комптоновского дозиметра.

§ 85. ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРЕТОВ В ДОЗИМЕТРИИ

Электрет — это диэлектрик, который, будучи наэлектризован, длительно сохраняет поляризацию и создает в окружающем его пространстве электрическое поле. Электретное состояние диэлектрика обусловлено наличием в его объеме связанных и реальных зарядов. Качество электрета характеризуется величиной поверхностной плотности заряда σ и его стабильностью. Возможное использование электретов в качестве детекторов ионизирующих излучений основано на том факте, что заряд электрета под действием ионизирующего излучения уменьшается. Изменение заряда носит обратимый характер: после прекращения облучения заряд восстанавли-

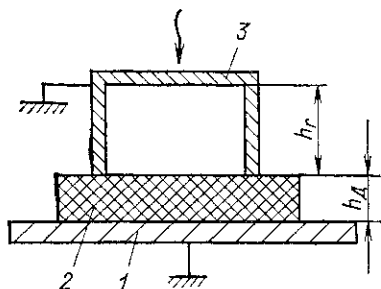


Рис 74. Один из возможных вариантов электретного дозиметра

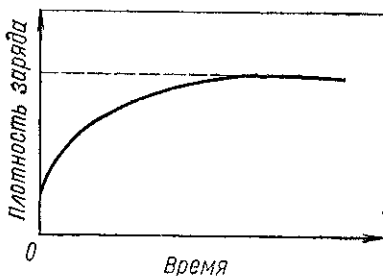


Рис 75. Восстановление заряда электрета после облучения γ -квантами

вается почти полностью. Наиболее подробные исследования влияния ионизирующего излучения на электреты были проведены в Советском Союзе О. А. Мяздриковым.

Один из возможных вариантов электретного детектора ионизирующих излучений представлен на рис. 74. Электрет 2 установлен на заземленном основании 1, а над его верхней плоскостью находится ограниченный газовый объем высотой h_G при давлении p .

Заряд электрета создает электрическое поле в газовой полости, достигающее сотен вольт на сантиметр. Созданные излучением в газовом объеме ионы образуют ионизационный ток по направлению к незакороченной поверхности электрета. Ионы того же знака, что и знак незаземленной поверхности электрета, нейтрализуются на электроде 3, ограничивающем газовый объем. Заряды на поверхности электрета связаны, и ионы противоположного знака компенсируют часть заряда, образуя на незаземленной поверхности двойной электрический слой. Это приводит к уменьшению наблюдаемой плотности заряда σ . Если напряженность электрического поля достаточна для обеспечения режима насыщения, то вследствие ионизации газа поверхностная плотность заряда уменьшится в единицу времени на величину

$$d\sigma/dt = -aPh_r(p/p_0), \quad (85.1)$$

где a — постоянный коэффициент; p_0 — давление, равное 760 мм рт. ст.

Помимо этого плотность заряда изменяется в результате непосредственного взаимодействия γ -излучения с электретом. Под действием ионизирующего излучения в материале диэлектрика могут образовываться объемные заряды и может возникать поляризация диэлектрика. В общем случае поляризация излучением и возникновение объемных зарядов могут привести как к увеличению, так и к уменьшению поверхностной плотности заряда. Численные оценки показывают, что во всех случаях роль непосредственного влияния излучения на диэлектрик значительно меньше, чем роль газовых ионов.

Если за время облучения t поверхностная плотность заряда изменилась на величину $\Delta\sigma$, то чувствительность по дозе находят после интегрирования выражения (85.1):

$$\Delta\sigma/D = ah_t(p/p_0). \quad (85.2)$$

Таким образом, измеряя плотность заряда до и после облучения, можно судить о дозе излучения. Измерения поверхностной плотности заряда электрета основаны на принципе электростатической индукции и не приводят к нарушению электретной структуры. Это допускает многократное использование в качестве дозиметра одного и того же электрета.

Согласно формуле (85.2), плотность заряда должна уменьшаться линейно с увеличением дозы излучения, что и наблюдал в эксперименте О. А. Мяздриков. В некоторых работах, однако, наблюдался логарифмический спад поверхностной плотности заряда с ростом экспозиционной дозы; удовлетворительно объяснить эту закономерность пока не удалось. Чувствительность электретного дозиметра может зависеть от того, какой стороной обращен электрет к направлению распространения излучения. После прекращения облучения поверхностная плотность заряда постепенно восстанавливается до своего первоначального значения.

На рис. 75 показано восстановление заряда, полученное в одном из исследований, после облучения γ -квантами ^{60}Co в дозе около 2000 Р. Эта доза уменьшила плотность заряда более чем в пять раз.

Представляется целесообразным использовать электреты для дозиметрии излучений достаточно высокой интенсивности. Применять электретные дозиметры на практике следует с некоторыми предосторожностями, вызванными тем, что электреты чувствительны к загрязнениям, влаге, изменению температуры; имеются определенные трудности в приготовлении электретов с хорошо воспроизводимыми свойствами.

ДОЗИМЕТРИЯ ИНКОРПОРИРОВАННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ

§ 86. ПУТИ ПОСТУПЛЕНИЯ РАДИОНУКЛИДОВ ВНУТРЬ ОРГАНИЗМА

Инкорпорированными будем называть такие радионуклиды, которые попали внутрь живого организма. Можно указать три главных пути попадания радионуклидов из внешней среды внутрь человеческого организма: через органы пищеварения (пероральный путь), через органы дыхания (ингаляционный путь) и через кожу. Органы пищеварения, дыхания и кожа в данном случае выступают не просто в качестве «ворот» и «путепровода» для радионуклидов. В течение некоторого времени они содержат в себе поступившие радионуклиды, и в этом смысле их можно назвать входными депо. Из входных депо часть радионуклидов попадает в кровь и с кровотоком разносится по внутренним органам и тканям, непосредственно не связанным с внешней средой. В результате часть радионуклидов оказывается осажженной из крови во внутренних органах и тканях. Их дальнейшая судьба определяется как свойствами самих радионуклидов, так и организменными процессами. В конечном итоге инкорпорированные радионуклиды частично распадаются, частично выводятся из организма в результате биологических обменных процессов.

Будучи инкорпорированными в течение некоторого времени в органах и тканях, радионуклиды создают внутреннее облучение. Поглощенная доза при внутреннем облучении может быть сопоставлена с биологическими последствиями, и в этом смысле она выступает в качестве меры радиационной опасности тех радиоактивных веществ, которые, находясь во внешней среде, могут попасть внутрь организма.

Источниками инкорпорированных радионуклидов служат любые радиоактивные вещества естественного или искусственного происхождения, которые находятся во внешней среде в жидкой, газообразной или пылеобразной форме и с которыми возможен контакт человека. В каждом из перечисленных первичных (входных) депо механизм попадания радионуклидов в кровь имеет свои особенности; важными факторами при этом являются химическая форма радионуклида, его растворимость в жидкой среде входного депо, время нахождения в депо, состояние организма, в частности избыток или недостаток жизненно важного элемента, аналогом которого может служить рассматриваемое радиоактивное вещество, а также функциональное назначение данного депо.

Из трех упомянутых путей ингаляционный — наиболее важный и опасный путь поступления радионуклидов внутрь организма, а наиболее сложной формой радиоактивных веществ, попадающих в организм через дыхательную систему, являются радиоактивные аэрозоли, со свойствами которых мы познакомимся в следующих параграфах.

§ 87. ОБРАЗОВАНИЕ И СВОЙСТВА РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

Аэрозоли — это газовая среда вместе со взвешенными мельчайшими частицами. Аэрозоли могут образовываться в результате обработки радиоактивных материалов: растирания, дробления, кипячения, выпаривания, процессов химической обработки, токарной обработки и т. п. Указанными способами могут образовываться как радиоактивные, так и нерадиоактивные аэрозоли. Для радиоактивных аэрозолей характерны еще свои способы образования.

1. Некоторые радиоактивные элементы в процессе распада образуют радиоактивные газы (радон, торон, актинон), которые поступают в окружающий воздух. Продукты распада этих газов в результате объемной конденсации могут образовывать твердые частички различной величины. Кроме того, продукты распада радиоактивных газов, образовавшись в атмосфере, могут осесть на взвешенных в воздухе частицах.

2. Многие радиоактивные элементы, распадаясь, образуют ряд радиоактивных продуктов. В этом случае в процессе распада в воздух попадают радиоактивные атомы, которые могут захватиться взвешенными частицами. Хотя подобные атомы отлетают от материнского вещества в воздухе на расстояние порядка всего лишь 0,1 мм, в результате диффузии и конвекции они могут быть унесены далеко от места своего образования.

3. Радиоактивные аэрозоли могут образоваться также в случае, если продукты распада основного радиоактивного элемента нерадиоактивны. Причиной этого является то, что нерадиоактивные атомы продуктов распада, улетая от материнского вещества, могут увлечь за собой частицы радиоактивного элемента, которые оседают затем на взвешенных в воздухе пылинках.

Источниками радиоактивных аэрозолей служат ядерные реакторы и ускорители. Аэрозоли могут образовываться как при аварийных ситуациях, так и в результате активации нейтронами неактивной пыли. Количественно аэрозоли можно характеризовать их концентрацией, понимая под этим или число частиц, или их массу в единице объема атмосферного воздуха. В соответствии с этим различают счетную и массовую концентрацию. Радиоактивные аэрозоли характеризуются активной концентрацией. Под активной концентрацией понимается скорость распада атомов в единице объема или активность единицы объема атмосферного воздуха, выраженная в принятых единицах. Переход от активной концентрации аэрозоля к

массовой концентрации в предположении, что аэрозольные частицы состоят только из радиоактивного элемента с относительной атомной массой A и периодом полураспада T , может быть осуществлен по формуле

$$M = 8,86 \cdot 10^{-14} AT A_0 \text{ [г/л]},$$

где T — период полураспада, с; A_0 — активная концентрация, Кн/л.

Зная средний размер аэрозольных частиц и массовую концентрацию M , легко найти число аэрозольных частиц в единице объема.

Устойчивость аэрозолей определяется многими факторами и прежде всего размерами аэрозольных частиц. Естественное разрушение аэрозолей происходит в результате трех основных процессов: седиментации, диффузии и коагуляции. Для жидких аэрозольных частиц существенно их испарение.

Седиментация — это оседание аэрозольных частиц под действием силы тяжести. Законы седиментации оказываются различными в зависимости от соотношения между линейными размерами аэрозольных частиц r и средней длиной свободного пути l молекул газа, в котором частицы находятся.

Для сравнительно больших аэрозольных частиц, когда $r \gg l$, их движение под действием силы тяжести подчиняется закону Стокса:

$$F = -6\pi\eta_1rv, \quad (87.1)$$

где F — сила сопротивления среды (в нашем случае воздуха); η_1 — коэффициент внутреннего трения среды; v — скорость движения частицы под действием силы тяжести. Формулу (87.1) можно использовать применительно к частицам с размерами $r > 10^{-4}$ см. Для равномерного движения

$$F = \frac{4}{3} \pi r^3 g (\rho - \rho'). \quad (87.2)$$

где g — ускорение силы тяжести; ρ — плотность частицы; ρ' — плотность среды (воздуха). Обычно $\rho' \ll \rho$, поэтому из формул (87.1) и (87.2) получим

$$v = \frac{2}{9} \frac{r^2 \rho g}{\eta_1}. \quad (87.3)$$

Уравнение (87.3) определяет скорость осаждения аэрозольных частиц под действием силы тяжести и справедливо для частиц с радиусом от 10^{-4} до 10^{-3} см.

Если $r \ll l$, то вместо формулы (87.1) следует пользоваться выражением

$$F = -6\pi\eta_1 r^2 v / B, \quad (87.4)$$

где B близко к единице и зависит от свойств поверхности частицы. Эта формула пригодна для частиц размером порядка 10^{-7} см.

Скорость седиментации сферических частиц единичной плотности в воздухе при обычных условиях

Размер частиц, см . . .	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
Скорость седиментации, см/с	$6,6 \cdot 10^{-6}$	$8,6 \cdot 10^{-5}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	0,3	25	410

Переходная область, в которой r одного порядка с l , соответствует размерам частиц в пределах $10^{-5} - 10^{-4}$ см. Для этих частиц

$$F = \frac{6\eta r v}{1 + a \frac{r}{l} + b \frac{r}{l} \exp(-cr/l)}, \quad (87.5)$$

где a , b и c — эмпирические константы.

Таким образом, скорость оседания аэрозольных частиц под действием силы тяжести оказывается различной для частиц разных размеров. В табл. 13 приведены значения скорости седиментации сферических частиц с единичной плотностью в воздухе при обычных условиях; седиментация имеет определяющее влияние на разрушение аэрозолей с крупными частицами ($r > 10^{-4}$ см).

Для частиц с $r < 10^{-4}$ см существенную роль играет диффузия, а для частиц с $r < 10^{-5}$ см диффузия является преобладающей формой движения. Среднее смещение частиц за время t в результате диффузии определяется соотношением

$$x = \sqrt{2Dt},$$

где D — коэффициент диффузии.

При неравномерной концентрации аэрозольные частицы будут перемещаться из мест с большей концентрацией в места с меньшей концентрацией в соответствии с уравнением

$$nv_x = Ddn/dx,$$

где n — концентрация в данной точке; v_x — составляющая скорости диффузии по направлению x . Коэффициент диффузии сильно зависит от размеров частиц: он тем больше, чем меньше радиус частицы.

В результате диффузии аэрозольные частицы оседают на окружающих предметах, а также сталкиваются друг с другом. Взаимные столкновения частиц приводят к их коагуляции. Процесс коагуляции заключается в том, что при столкновении частиц малого диаметра они слипаются между собой, образуя более крупную частицу, которая будет увеличиваться затем в результате прилипания к ней новых мелких частиц. Так будет происходить до тех пор, пока частица не увеличится настолько, что осядет под действием силы тяжести.

Различают тепловую коагуляцию и коагуляцию под действием внешних сил. Тепловая коагуляция обусловлена столкновением частиц только в результате беспорядочного теплового движения. Внешние силы (поле тяжести, электрическое поле и т. п.) могут изменить частоту столкновений частиц и таким образом повлиять на коагуляцию.

Если каждое столкновение частиц приводит к их слипанию, то тепловую коагуляцию можно описать уравнением

$$dn/dt = -k_0 n^2, \quad (87.6)$$

решение которого

$$n = n_0 / (1 + k_0 n_0 t), \quad (87.7)$$

где n — концентрация частиц через время t после образования аэрозоля; n_0 — концентрация частиц в момент образования аэрозоля; k_0 — постоянная коагуляции.

Формула (87.7) определяет число частиц, не испытавших ни одного столкновения. Если считать, что каждая пара слипшихся частиц оседает под действием силы тяжести, то формулы (87.6) и (87.7) количественно характеризуют разрушение аэрозолей в результате коагуляции.

Постоянная коагуляции зависит от размеров частиц и определяется выражением

$$k_0 = 8\pi r D / (1 + 0,75 l_B / r),$$

где l_B — кажущаяся длина свободного пути частицы аэрозоля.

Коэффициент диффузии D , в свою очередь, зависит от размеров частиц, и поэтому зависимость k_0 от r довольно сложная. Эта зависимость приведена на рис. 76. Характерными являются максимум постоянной коагуляции для частиц размером порядка 10^{-6} см и практическая независимость от радиуса для частиц с $r > 10^{-4}$ см.

Из формулы (87.6) следует, что скорость коагуляции быстро возрастает с увеличением концентрации частиц. Кроме того, согласно рис. 76, для частиц с $r > 10^{-6}$ см коагуляция возрастает с уменьшением размера частиц. Это приводит к тому, что аэрозоли неодинаково устойчивы при различной концентрации. Независимо от начальной концентрации аэрозоля в момент его образования через несколько минут после образования счетная концентрация не может быть больше 10^7 см $^{-3}$ вследствие коагуляции. Массовая концентрация не превышает обычно нескольких десятых грамма на 1 см 3 . Обозначив $T_{1/2}$ время уменьшения концентрации в два раза, из формулы (87.7) получим

$$T_{1/2} = 1/k_0 n_0.$$

Отсюда

$$\ln n_0 = \ln(1/k_0) - \ln T_{1/2}. \quad (87.8)$$

В соответствии с соотношением (87.8) построен рис. 77, определяющий зависимость периода полуразрушения монодисперсных аэрозолей от концентрации и размеров аэрозольных частиц.

Коагуляция приводит к тому, что максимальная счетная концентрация, при которой аэрозоль может оставаться устойчивым, тем ниже, чем меньше размеры частиц. Следует помнить, однако, что это справедливо только для той области размеров частиц, в которой диффузия и коагуляция являются преобладающими процессами по сравнению с седиментацией.

Зависимость свойств аэрозолей от размеров аэрозольных частиц позволяет следующим образом классифицировать аэрозоли по их дисперсности.

1. Высокодисперсные аэрозоли; размер частиц $r < 10^{-5}$ см. Частицы не видны в обычный микроскоп. Преобладает броуновское движение. Седиментация практически не имеет значения. Основной

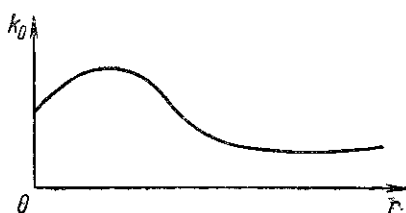


Рис. 76. Зависимость коэффициента коагуляции k_0 от радиуса частиц r

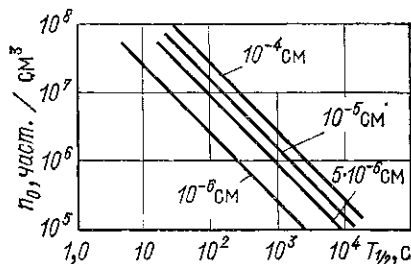


Рис. 77. Зависимость периода полуразрушения монодисперсных аэрозолей от концентрации и размеров аэрозольных частиц

механизм разрушения — коагуляция и оседание в результате диффузии. Сопротивление движению пропорционально r^2 ; постоянная коагуляции зависит от размеров частиц. Частицы таких размеров образуют очень устойчивые аэрозоли.

2. Грубодисперсные аэрозоли; размер частиц $r > 10^{-4}$ см. С помощью обычного микроскопа можно определить форму и размеры частиц. Седиментация преобладает над броуновским движением. Сопротивление движению пропорционально радиусу частиц r . Постоянная коагуляции не зависит от размера частиц. Частицы таких размеров легко оседают под действием силы тяжести и переносятся в воздухе преимущественно ветром.

3. Среднедисперсные аэрозоли; размеры частиц в пределах от 10^{-5} до 10^{-4} см. Обладают переходными свойствами.

В табл. 14 указаны примерные размеры аэрозольных частиц, образующихся от различных источников радиоактивных аэрозолей, по данным Американского национального комитета защиты от излучений.

90% радиоактивных аэрозолей состоят из частиц с диаметром меньше $5 \cdot 10^{-5}$ см. Большая часть из этих 90% приходится на частицы размером меньше $4 \cdot 10^{-6}$ см при малой концентрации.

Таким образом, практически приходится иметь дело с измерением активной концентрации устойчивых высокодисперсных аэрозолей.

Аэрозольные частицы, как правило, электрически заряжены. Большой частью они несут положительный заряд. При β -распаде унос заряда электронами приводит к зарядке аэрозольных частиц положительным электричеством. При α -распаде из аэрозольного вещества выбиваются электроны, суммарный заряд которых может превосходить заряд α -частицы; это также приводит к положительной зарядке аэрозольных частиц. Определенное значение имеет зарядка аэрозольных частиц в результате захвата газовых ионов.

Т а б л и ц а 14

Приблизительные размеры аэрозольных частиц, образующихся при различных производственных процессах

Источник аэрозолей	Состав аэрозолей	Размеры аэрозольных частиц, 10^{-4} см
Добыча урана	UO_2 , U_3O_8 , UO_3	0,5—10
Производство тория	Радон и активный осадок	0,001—0,04
Нанесение светящихся составов с радием	RaO (Ra^{226})	0,01—0,5
Промышленные и экспериментальные реакторы	RaO и активный осадок	0,001—0,5
	Na_2O (Na^{24}), K_2O (K^{42})	0,1—10
	I_2 , NaI , $NaBr$, ThF_4 (Th^{234}), UO_2 (U^{233})	
	Окиси Pu^{239}	0,01—0,5

В атмосфере за счет космического излучения, излучения земной коры и радиоактивности самой атмосферы в приземном слое воздуха образуется около 10 пар ионов в 1 см^3 в 1 с, что соответствует равновесной концентрации примерно 500 пар ионов в 1 см^3 ; это значение может заметно колебаться. Вследствие разности потенциалов между поверхностью Земли и ионосферой возникает вертикальный ток порядка 10^{-16} А/см^2 , что приводит к неодинаковой концентрации положительных и отрицательных ионов; из-за этого эффекта в приземном слое атмосферы положительных ионов должно быть в 1,2 раза больше, чем отрицательных. Однако местные флуктуации газовых ионов в воздухе могут изменить это соотношение в любую сторону.

Теоретический анализ приводит к следующему распределению электрических зарядов аэрозольных частиц размером $r \geq 10^{-5}$ см в результате осаждения на них газовых ионов:

$$n_i = \frac{ne}{\sqrt{2\pi r k T}} \exp\left(-\frac{i^2 e^2}{2r k T}\right), \quad (87.9)$$

где n_i — концентрация аэрозольных частиц с зарядом i элементарных единиц; n — общая концентрация аэрозольных частиц; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; e — элементарный заряд. В формуле (87.9) принят одинаковый коэффициент диффузии для положительных и отрицательных ионов.

Указанное выше значение равновесной концентрации ионов в атмосфере соответствует фоновому облучению. При образовании радиоактивных аэрозолей будет происходить дополнительная ионизация воздуха, тем большая, чем выше активная концентрация аэрозоля. Так, при α -активности аэрозоля 10^8 Ки/л равновесная концентрация ионов будет порядка 10^5 см $^{-3}$. Скорость зарядки аэрозоля зависит от концентрации ионов, которая, в свою очередь, определяется скоростью образования ионов q и концентрацией аэрозольных частиц n . Действительно, если скорость образования ионов велика, а концентрация аэрозольных частиц мала, то ионы будут исчезать преимущественно вследствие их рекомбинации. Равновесная концентрация ионов определится выражением

$$n_0 = \sqrt{q/\alpha},$$

где α — коэффициент рекомбинации.

При большой концентрации аэрозоля существенное значение будет иметь исчезновение ионов вследствие захвата их аэрозольными частицами. При большой концентрации взвешенных частиц и малой скорости образования ионов этот процесс может быть преобладающим. В этом случае

$$n_0 = q/8\pi r D n.$$

Время, необходимое для зарядки аэрозоля до равновесного состояния, обратно пропорционально концентрации ионов. Оно может изменяться в широких пределах. Наличие неактивной пыли в воздухе увеличивает время зарядки, так как уменьшается равновесная концентрация ионов из-за диффузии к пылинкам. При повышении активной концентрации аэрозоля действуют два противоположных фактора: возрастает число центров захвата ионов, что приводит к уменьшению их концентрации, и возрастает скорость образования ионов (вследствие радиоактивности), что увеличивает их концентрацию. Количественные оценки приводят к следующим результатам. При скорости образования ионов $q = 10$ см $^{-3} \cdot$ с $^{-1}$ время зарядки исчисляется десятками минут, если пренебречь уменьшением концентрации ионов в результате захвата. При том же значении q и счетной концентрации аэрозоля $n \approx 10^5$ см $^{-3}$ с размерами частиц $r = 10^{-5}$ см время зарядки составляет более 8 ч. При $q = 10^5$ см $^{-3} \times$ с $^{-1}$ (интенсивная ионизация) время зарядки исчисляется секундами.

Заряд аэрозолей может также возникать в результате трения при прокачке их через фильтр.

§ 88. ОСОБЕННОСТИ БИОЛОГИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

Радиоактивные аэрозоли представляют серьезную биологическую опасность, которая обусловлена попаданием их внутрь организма. Внешнее облучение по сравнению с внутренним играет незначительную роль. Основной путь попадания аэрозолей внутрь организма — через дыхательные органы, которые обладают хорошей адсорбирующей способностью по отношению к взвешенным частицам. В процессе дыхания аэрозольные частицы вместе с воздухом через трахею и бронхи могут попасть в альвеолярные ткани, а отсюда в лимфатическую систему или кровь. Осаждение аэрозолей в различных участках дыхательной системы зависит прежде всего от размеров аэрозольных частиц. Механизм осаждения определяется такими физическими явлениями, как движение по инерции, оседание под действием силы тяжести, броуновское движение, пристеночный эффект.

Инерционное осаждение характерно для сравнительно крупных частиц пыли ($>5 \cdot 10^{-4}$ см) и способствует их задержке в местах изменения направления движения вдыхаемого воздуха. Под действием силы тяжести осаждение происходит в глубоких отделах легких, где скорость воздуха мала: чем меньше размеры частиц, тем в более далеких областях они осаждаются. Эти два процесса вызывают задержку частиц крупнее $5 \cdot 10^{-4}$ см уже в верхних отделах дыхательных путей. На эффективность инерционного осаждения и оседания влияют не только размеры, но и плотность аэрозольных частиц; эффект определяется произведением эффективной плотности на квадрат эффективного размера.

Броуновское движение приводит к осаждению в альвеолах частиц размером менее $5 \cdot 10^{-5}$ см; плотность частиц не имеет значения. Пристеночный эффект играет роль тогда, когда размеры частиц сравнимы с просветом дыхательных путей.

Хорошая поглощающая способность органов дыхания обусловлена большой площадью их поверхности: площадь дыхательной поверхности легких $50—55$ м², площадь поверхности верхней части дыхательных путей около 20 м².

Вопрос о распределении осажденных частиц по участкам дыхательных органов нельзя считать полностью решенным. В силу защитных свойств организма часть аэрозольных частиц, попавших в дыхательную систему, возвращается обратно. Трахея, бронхи и бронхиолы выстланы мерцательным эпителием, реснички которого перемещают к полости рта твердые частицы. В бронхах такое перемещение происходит со скоростью $3—4$ см/мин. Наиболее эффективно удаляются из легких частицы размером более $2 \cdot 10^{-4}$ см; можно утверждать, что частицы размером более $5 \cdot 10^{-4}$ см не достигают альвеол. Роль мерцательного эпителия становится незначительной для очень мелких частиц (менее 10^{-4} см), которые отлагаются преимущественно в альвеолярной ткани.

Полнота осаждения аэрозольных частиц зависит от многих факторов, точный учет которых пока невозможен. К этим факторам относятся концентрация аэрозолей, их физико-химическое состояние, частота и глубина дыхания, размеры частиц, индивидуальные особенности дыхательной системы.

Предполагается, что 75% всех вдыхаемых частиц задерживается в дыхательных путях. Из них 50% удаляются мерцательным аппаратом и после попадания в полость рта заглатываются. Эти данные следует рассматривать как сугубо ориентировочные, основанные на усредненных данных конкретных исследований с присутствием им специфическими условиями.

Влияние размеров частиц иллюстрируется рис. 78. Максимально откладываются частицы размером $(2 \div 4) \cdot 10^{-4}$ см, минимально — $(0,2 \div 0,3) \times 10^{-4}$ см. Положение минимума зависит от того, осуществляется дыхание через нос или через рот. При дыхании через рот минимум сдвигается в сторону больших размеров частиц. Частицы размером более 10^{-3} см полностью выводятся из дыхательной системы. Для нижних отделов дыхательных путей (кривая 2) практически не имеют значения частицы размером больше $5 \cdot 10^{-4}$ см. Мелкие частицы, попавшие в альвеолярную область, могут возвратиться оттуда только с выдыхаемым воздухом. Поэтому степень осаждения таких частиц существенно зависит от режима дыхания: чем больше объем вдыхаемого воздуха и чем дольше воздух остается в легких, тем больше осаждаются частицы в нижних отделах дыхательных путей. В наиболее благоприятном (с точки зрения осаждения) случае, когда все аэрозольные частицы адсорбируются, около 70% мелких частиц осаждаются в нижних отделах дыхательных путей; это приблизительно соответствует доле вдыхаемого воздуха, достигающего глубоких отделов легких.

Переход к числу осажденных частиц можно осуществить делением ординаты кривых на массу одной частицы соответствующего размера. Что касается доли осажденной активности, то для ее оценки по подобным графикам необходимо знать распределение активности на частицах различного размера.

Радиационная опасность радиоактивных аэрозолей в конечном итоге определяется поглощенной дозой в организме. Критическим органом в этом случае является дыхательная система и прежде

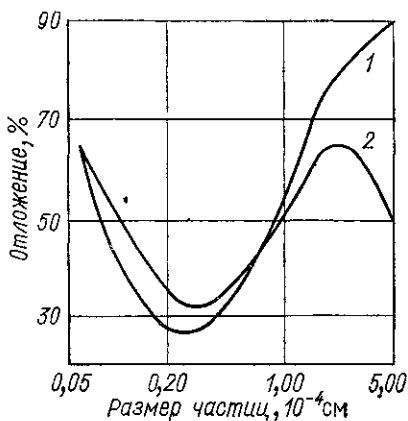


Рис 78 Зависимость массовой доли отложившихся в дыхательных путях аэрозолей (по отношению к введенному количеству) от размеров частиц

1 — вся система дыхательных путей, 2 — только нижние отделы технических путей

всего легкие, поэтому целью дозиметрии должно быть определение поглощенной дозы радиоактивных аэрозолей в дыхательных органах человека. На дозу помимо тех факторов, которые определяют осаждение аэрозольных частиц, влияют скорость биологического выведения частиц из легочной ткани, вид и энергия ионизирующего излучения, распределение активности по частицам различного размера и характер распределения осевших аэрозольных частиц по участкам органов дыхания. Все это создает огромные трудности в непосредственном определении поглощенной дозы аэрозолей. По этой причине дозиметрия радиоактивных аэрозолей фактически сводится к их радиометрии, основной задачей которой является определение активной концентрации аэрозолей в воздухе.

Человек в среднем вдыхает и выдыхает 20 000 л воздуха в сутки; в сочетании с высокой биологической опасностью внутреннего облучения это обуславливает чрезвычайно малую предельно допустимую концентрацию радиоактивных аэрозолей. Например, предельно допустимая концентрация Pu^{239} в воздухе рабочих помещений принята равной $2 \cdot 10^{-15}$ Ки/л. Это соответствует массовой концентрации около $3 \cdot 10^{-14}$ г/л, или меньше одной частицы с радиусом 10^{-5} см в 1 л воздуха.

Необходимость измерять столь малую активную концентрацию привела к разработке способов осаждения аэрозольных частиц. Для этих целей обычно применяют волокнистые фильтры, электрофильтры и инерционные осадители.

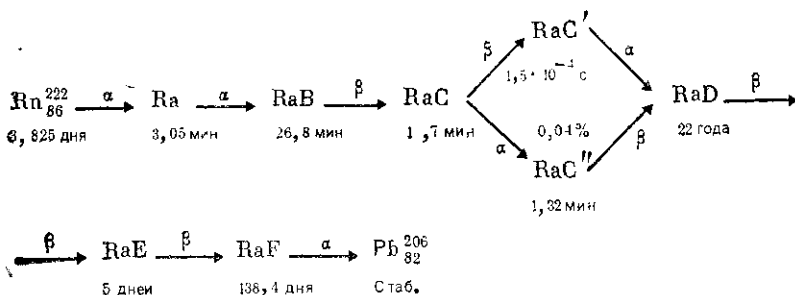
§ 89. ЕСТЕСТВЕННЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ АЭРОЗОЛИ

Естественные радиоактивные аэрозоли образуются в результате распада эманации в атмосфере. Эманация — газообразные радиоактивные продукты распада естественных изотопов радия. В результате распада Ra^{226} образуется радон (Rn), из Ra^{224} (ThX) — торон (Tn); продуктом распада ^{223}Ra (AcX) является актинон (An). Rn^{222} , Tn^{220} и An^{218} — нуклиды одного и того же химического элемента Rn с атомным номером 86. Период полураспада Rn^{222} равен 3,825 дня, Tn^{220} — 54,5 с, An^{218} — 3,92 с.

Эманация поступает в атмосферу из почвы, горных пород и природных вод; распространяется в атмосфере благодаря воздушным течениям, турбулентному перемешиванию воздушных слоев и диффузии. Концентрация эманации в атмосферном воздухе убывает с высотой вследствие ее распада. Продолжительность жизни атомов торона и актинона мала, поэтому они обнаруживаются лишь в приземном слое атмосферы. Активная концентрация радона обычно на несколько порядков выше концентрации торона. С точки зрения радиационной опасности практически важное значение имеет радон, в меньшей степени торон и ничтожную роль играет актинон, если нет каких-либо особых условий для его накопления. Исключительно важное значение приобретает радон в урановых рудниках, где он может накапливаться в больших количествах.

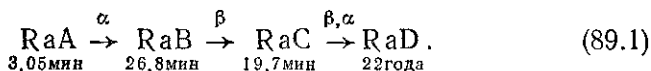
Являясь инертным газом, эманация находится в атмосфере в атомарном состоянии. По-видимому, атомы эманации не присоединяются к ядрам конденсации (пылинкам, тяжелым ионам и т. п.) и поэтому непосредственно сами аэрозолей не образуют. Радиоактивные аэрозоли образуются в результате присоединения к ядрам конденсации продуктов распада эманации, состоящих из изотопов полония, висмута и свинца.

Рассмотрим детальнее цепочку распада радона:



Под символом указаны периоды полураспада. Изотопный состав продуктов распада следующий: RaA — Po²¹⁸; RaB — Pb²¹⁴; RaC — Bi²¹⁴; RaC' — Po²¹⁴; RaC'' — Tl²¹⁰; RaD — Pb²¹⁰; RaF — Bi²¹⁰; RaF — Po²¹⁰. Все продукты до RaD короткоживущие. Долгоживущий RaD ($T_{1/2} = 22$ года) не успевает накопиться в воздухе в заметных количествах, поэтому его и следующие за ним продукты можно не принимать во внимание.

Малый выход RaC'' при распаде RaC (0,04%) позволяет пренебречь RaC'' по сравнению с RaC'. Вследствие чрезвычайно короткого времени жизни атомов RaC' ($\approx 10^{-4}$ с) RaC' всегда находится в радиоактивном равновесии с RaC. Таким образом, взаимопревращение продуктов распада радона упрощенно можно представить так:



Пусть n_A , n_B и n_C — концентрация в воздухе атомов RaA, RaB и RaC соответственно. Концентрации активности продуктов распада радона будут $A_A = \lambda_A n_A$, $A_B = \lambda_B n_B$, $A_C = \lambda_C n_C$, где λ_A , λ_B и λ_C — постоянные радиоактивного распада RaA, RaB и RaC. При радиоактивном равновесии между радонем и продуктами его распада $A_A = A_B = A_C$; следовательно, для равновесного состояния

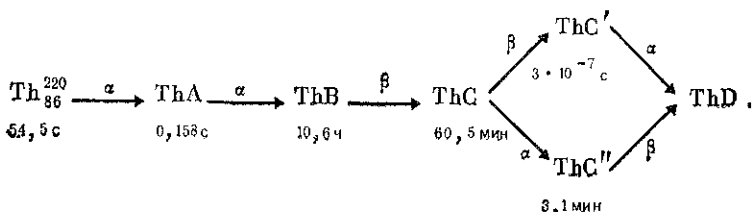
$$\left. \begin{array}{l} n_A : n_B : n_C = 1 : \frac{\lambda_A}{\lambda_B} : \frac{\lambda_A}{\lambda_C}; \\ A_A : A_B : A_C = 1 : 1 : 1. \end{array} \right\} \quad (89.2)$$

Подставив значения постоянных, получим

$$n_A : n_B : n_C = 1 : 8,8 : 6,45. \quad (89.3)$$

В замкнутом сосуде равновесие наступает практически через 3 ч. В реальных условиях обычно наблюдается сдвиг равновесия в сторону преобладания атомов RaA, что обусловлено уносом атомов RaB и RaC вследствие движения воздуха. Крайне неравновесное состояние соответствует случаю, когда в воздухе находятся только атомы RaA.

Цепочка распада торона выглядит следующим образом:



Изотопный состав продуктов распада следующий:



Здесь справедливо предположить, что ThC' и ThC'' всегда находятся в равновесии с ThC. Обращает на себя внимание малый период полураспада ThA и большой ThB. В замкнутом сосуде равновесие между торонам и продуктами его распада наступает через несколько десятков часов. В реальных условиях равновесие для продуктов распада торона нарушено в большей степени, чем для радона. С точки зрения радиационной опасности в большинстве случаев с продуктами распада торона можно не считаться, однако они могут существенно влиять на результаты измерения радиоактивных аэрозолей.

§ 90. ФОРМИРОВАНИЕ ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНКОРПОРИРОВАННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ

Рассмотрим формирование дозы во внутреннем органе в результате мгновенного однократного поступления во входное депо некоторого количества радионуклида, активность которого равна A_0 . Переход части этой активности в кровотоки определяется коэффициентом всасывания $f_1(t)$, который равен

$$f_1(t) = A(t)/A_0, \quad (90.1)$$

где $A(t)$ — активность, попавшая в кровь из входного депо за время t .

Если скорость поступления радионуклида в кровеносное русло равна $\xi(t)$, то

$$A(t) = \int_0^t \xi(t) dt. \quad (90.2)$$

Поступление радионуклида в кровь происходит до тех пор, пока он находится во входном депо; следовательно, максимальная актив-

ность в крови A_τ будет при $t = \tau$, равном времени полного вывода радионуклида из входного депо.

Обозначим f'_2 долю активности, попавшей из крови в данный орган. Тогда общая активность поступившего в данный орган радионуклида будет равна $q = A_0 f_1(\tau) f'_2$. Именно эта активность ответственна за поглощенную дозу в органе. Пусть ΔE — поглощенная в тканях органа энергия вследствие распада активности q в течение данного времени t . Величина ΔE зависит от скорости распада и биологического выведения радионуклида:

$$\Delta E = q \Delta E_0 \int_0^t r(t) dt, \quad (90.3)$$

где ΔE_0 — поглощенная энергия от излучения данного радионуклида в расчете на один распад; $r(t)$ — функция уменьшения начального количества радионуклида в органе вследствие его биологического выведения и распада.

Мощность поглощенной дозы в тканях органа, масса которого m , равна

$$P(t) = \frac{q \Delta E_0 r(t)}{m}; \quad (90.4)$$

для эквивалентной дозы теперь можем написать:

$$D_a = A_0 f_1(\tau) f'_2 \kappa_0 \int_0^t \frac{\Delta E_0}{m} r(t) dt, \quad (90.5)$$

где κ_0 — коэффициент качества излучения.

В отношении величин, входящих в формулу (90.5), можно сделать следующие замечания. Время перехода радионуклида из крови в органы достаточно мало по сравнению с другим характерным временем рассматриваемого процесса, поэтому коэффициент f'_2 можно принять не зависящим от времени. Это равносильно предположению о мгновенном переходе доли f'_2 радионуклида из крови в рассматриваемый орган. Коэффициент f'_2 связан с коэффициентом распределения f_2 , который представляет собой долю радиоактивности в данном органе относительно полной радиоактивности Q , содержащейся во всем организме. Коэффициент распределения f_2 при однократном поступлении радионуклидов в организм зависит от времени, однако при непрерывном поступлении с постоянной скоростью в конечном итоге устанавливается равновесие, и коэффициент распределения для каждого органа принимает свое постоянное значение. В этом частном случае его можно определить экспериментально. Установим связь между коэффициентом распределения f_2 в равновесном состоянии при непрерывном поступлении радионуклидов и коэффициентом f'_2 .

Пусть p_i — скорость поступления радионуклида в i -й орган; Q — общая равновесная активность организма; q_i — равновесная активность радионуклидов, содержащихся в i -м органе; a_0 — ско-

рость поступления активности в организм из внешней среды; λ_i — эффективная постоянная выведения радионуклида из i -го органа, равная сумме постоянной радиоактивного распада λ_{pi} и постоянной биологического выведения λ_{bi} .

По определению

$$q_i = f_{2i}Q, \quad (90.6)$$

где f_{2i} — коэффициент распределения для i -го органа. При равновесии поступающая в единицу времени активность равна скорости убывания активности:

$$p_i = \lambda_i q_i = \lambda_i Q f_{2i}. \quad (90.7)$$

Скорость поступления радионуклидов в i -й орган связана со скоростью поступления во входные депо соотношением

$$p_i = a_0 f_{1i}' f_{2i}', \quad (90.8)$$

где f_{2i}' — коэффициент перехода радионуклидов из крови в i -й орган.

Приравнивая формулы (90.7) и (90.8), получаем

$$a_0 f_{1i}' f_{2i}' = \lambda_i Q f_{2i}; \quad (90.9)$$

отсюда

$$f_{2i} = \frac{a_0 f_{1i}' f_{2i}'}{\lambda_i Q}. \quad (90.10)$$

Сопоставляя формулы (90.6) и (90.10), получаем следующее выражение для количества радионуклида в i -м органе:

$$q_i = a_0 f_{1i}' f_{2i}' / \lambda_i. \quad (90.11)$$

Сумма активности радионуклидов, содержащихся во всех органах, составляет общую активность организма:

$$Q = \sum q_i. \quad (90.12)$$

Подставляя формулы (90.11) и (90.12) в (90.10), получаем следующее выражение для коэффициента распределения через коэффициент перехода активности из крови в данный орган:

$$f_{2i} = \frac{T_i f_{2i}'}{\sum T_i f_{2i}'}. \quad (90.13)$$

Здесь $T_i = \ln 2 / \lambda_i$ — эффективный период полувыведения радионуклида из i -го органа.

Экспериментально в биофизических исследованиях можно определить распределение f_{2i} по органам; это позволяет составить систему уравнений типа (90.13), где в качестве неизвестных выступают f_{2i}' — коэффициенты перехода радионуклида из крови в органы. Решая систему, получают значения f_{2i}' . Периоды полувыведения T_i являются заданными биофизическими константами.

Входящий в формулу коэффициент качества k_0 имеет более сложный смысл, чем в случае внешнего облучения организма. Свя-

зано это с тем, что при одинаковых дозе и ЛПЭ биологические эффекты при внешнем и внутреннем облучении могут быть неодинаковыми. Чтобы это учесть, обычный коэффициент качества k умножают на коэффициент относительного повреждения n и таким образом получают действующий коэффициент качества для облучения инкорпорированными радионуклидами:

$$k_0 = kn. \quad (90.14)$$

Коэффициент относительного повреждения является регламентированной биофизической константой, выводимой из радиобиологических исследований.

§ 91. КИНЕТИКА ФОРМИРОВАНИЯ ДОЗЫ

Рассмотрим влияние временного фактора на формирование поглощенной дозы излучения от инкорпорированных радионуклидов. Пусть в некоторый элемент объема импульсно внедрены радионуклиды данного вида активностью Q_0 . «Импульсно» означает, что время внедрения пренебрежимо мало по сравнению с характерным временем тех процессов, которые могут влиять на концентрацию радионуклидов. Пусть $f(t)$ — функция уменьшения активности вследствие распада и биологического выведения радионуклидов. Примем, что мощность дозы в данном элементе объема пропорциональна активности содержащихся в нем радионуклидов. Это справедливо, если состав радионуклидов остается неизменным. Тогда мощность дозы $P(t)$ через время t после импульсного внедрения активности Q_0 будет равна

$$P(t) = aQ_0f(t), \quad (91.1)$$

где a — постоянный коэффициент перехода от активности к мощности дозы, или мощность дозы, создаваемая единичной активностью.

Поглощенную дозу за некоторый интервал времени от t_1 до t_2 можно получить интегрированием формулы (91.1):

$$D = \int_{t_1}^{t_2} aQ_0f(t)dt. \quad (91.2)$$

Рассмотрим теперь случай, когда радионуклиды внедряются в данный элемент объема не импульсно, а непрерывно по закону $Q(t)$ таким образом, что $Q(t)dt$ есть прирост активности за время от t до $t+dt$ (рис. 79). Будем интересоваться значением мощности дозы $P(\tau)$ через время $t = \tau$ от начала внедрения радионуклидов. От радионуклидов, внедренных за время от t до $t+dt$, мощность дозы в момент $t = \tau$ будет равна

$$dP(\tau) = aQ(t)f(\tau - t)dt. \quad (91.3)$$

Если процесс внедрения радионуклидов продолжается от $t = 0$ до $t = T$, то искомая мощность дозы получится интегрированием фор-

мулы (91.3) в пределах от 0 до T :

$$P(\tau) = a \int_0^T Q(t) f(\tau - t) dt. \quad (91.4)$$

Формула (91.4) справедлива до тех пор, пока $T \leq \tau$. Если $T > \tau$, то верхний предел интегрирования надо заменить на τ .

Полную дозу за время от 0 до τ , обусловленную радионуклидами, внедренными за время от 0 до T по закону $Q(t)$, можно получить в результате интегрирования мощности дозы по времени:

$$D(\tau) = \int_0^{\tau} P(\tau) d\tau = a \left[\int_0^T d\tau \int_0^{\tau} Q(t) f(\tau - t) dt + \int_T^{\tau} d\tau \int_0^T Q(t) f(\tau - t) dt \right]. \quad (91.5)$$

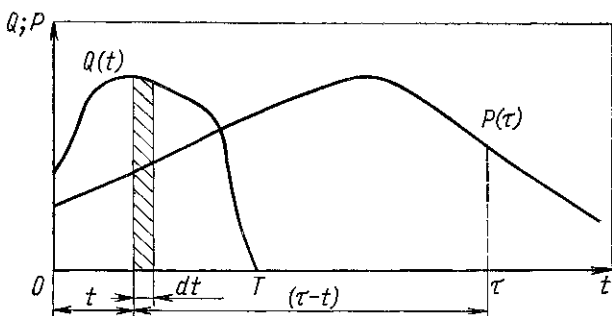


Рис. 79. Кинетика формирования дозы от инкорпорированных радионуклидов

Первое слагаемое правой части формулы (91.5) относится к временному интервалу $0 \leq \tau \leq T$, второе слагаемое — ко времени $\tau \geq T$. Легко увидеть, что при $\tau = T$ второе слагаемое равно нулю.

§ 92. КАМЕРНЫЕ МОДЕЛИ

Попавшие в организм радионуклиды создают внутреннее облучение органов и тканей. Формирование дозы в каждом участке ткани определяется накоплением и исчезновением радионуклидов. Поведение радионуклидов в биологической ткани зависит от их химической формы, вида химического соединения, в котором они представлены. Поэтому целесообразно в этом случае идентифицировать радионуклид не только его массовым числом и порядковым номером в периодической системе, но и его химической формой.

В некотором элементе объема ткани накопление радионуклида данной химической формы обусловлено следующими процессами: притоком (переносом) радионуклида из других участков ткани, радиоактивными превращениями в рассматриваемом элементе объема,

химическими процессами, преобразующими радионуклид в данную форму из других форм. Эти же процессы, идущие в обратном направлении, обуславливают убыль радионуклидов данной формы.

Концентрация радионуклида в каждый данный момент времени определяется одновременно идущими прямыми и обратными процессами. В соответствии с этим можно представить такую модель формирования концентрации радионуклидов в некотором участке внутри организма: рассматриваемый участок соединен транспортными коммуникациями с рядом камер, в которых генерируются радионуклиды различных форм; по этим коммуникациям происходят приток и унос радионуклида данной формы. По этой модели некоторые камеры могут быть сопоставлены с реальными участками организма или с целыми органами; однако некоторые камеры представляют собой абстракцию и введены лишь для удобства математического описания процесса. Например, перенос радионуклида с кровотоком отражается моделью, в которой транспортными коммуникациями служат кровеносные сосуды, а камерами — те участки организма, между которыми происходит обмен радионуклидами. Если, однако, рассматривать процесс превращения в данном объеме радионуклида из одной формы в другую, то здесь нет реального аналога камерам и транспортным коммуникациям. Тем не менее удобно представить себе, что имеются камеры, в которых радионуклид данной химической формы образуется путем химических превращений различных соединений этого же нуклида и переносится по транспортным коммуникациям в рассматриваемый объем. Такой же подход можно применить к процессу накопления и исчезновения данного радионуклида в результате ядерных превращений.

Будем считать, что имеется n камер, соединенных транспортными коммуникациями, моделирующими реальный обмен радионуклидами между различными участками организма; далее, примем, что существует m химических форм данного нуклида и s других радионуклидов, из которых данный нуклид образуется как дочерний продукт распада.

Тогда уравнение баланса скорости изменения концентрации данного радионуклида, находящегося в k -й форме в i -й камере, $q_{i,k}$, можно записать следующим образом:

$$\frac{dq_{i,k}}{dt} = \sum_{\xi}^{s-1} \lambda_{\xi} q_{\xi} - \lambda q_{i,k} + \sum_j^{n-1} (K_{ij,k} q_{j,k} - K_{ji,k} q_{i,k}) + \sum_l^{m-1} (K_{i,kl} q_{il} - K_{l,ik} q_{i,k}), \quad (92.1)$$

где λ_{ξ} — константа радиоактивного распада ξ -го радионуклида, в результате которого образуется данный радионуклид; q_{ξ} — концентрация ξ -го радионуклида в i -й камере; λ — константа радиоактивного распада данного радионуклида; $K_{ij,k}$ — константа переноса по транспортным коммуникациям данного радионуклида,

находящегося в k -й форме, из j -й камеры в i -ю; $q_{j, k}$ — концентрация данного нуклида в k -й форме в j -й камере; $K_{ji, k}$ — константа переноса данного радионуклида в k -й форме из i -й камеры в j -ю; $K_{i, kl}$ — константа, характеризующая скорость химического превращения l -й формы данного нуклида в k -ю в i -й камере; $q_{l, i}$ — концентрация данного нуклида в i -й камере в l -й форме; $K_{i, lr}$ — константа, характеризующая скорость превращения k -й формы данного нуклида в l -ю в i -й камере.

Формула (92.1) написана в предположении, что скорость переноса по транспортным коммуникациям, равно как и скорость ядерных и химических превращений, прямо пропорциональны концентрации радионуклида. Это допущение лежит в основе построения камерной модели.

Из уравнения (91.2) видно, что каждый член правой части представляет собой произведение постоянного коэффициента на концентрацию радионуклидов; в соответствии с приведенными ранее рассуждениями каждому процессу изменения концентрации данного нуклида можно сопоставить процесс переноса его по транспортным коммуникациям, соединяющим реальные или условные камеры. Задача нахождения концентрации данного нуклида в данной форме сводится к решению системы линейных уравнений, которая в матричной форме имеет вид

$$\frac{d}{dt} M = KM, \quad (92.2)$$

где M — одностолбовая матрица концентраций q_i ($i = 1, 2, 3, \dots, c$); K — транспортная K -матрица системы

$$K = \begin{vmatrix} K_{11} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & K_{1c} \\ \vdots & & & & & & \vdots \\ & & K_{ij} & & & & \\ \vdots & & & & & & \vdots \\ K_{c1} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & K_{cc} \end{vmatrix}, \quad (92.3)$$

где c — обобщенное число камер, соответствующее всем процессам переноса и превращения радионуклидов.

Анализ камерных моделей позволяет установить концентрацию и скорость переноса радионуклидов в организме. В качестве входных данных служат концентрация и скорость поступления радионуклидов из внешней среды в организм. Внешняя среда рассматривается при этом как одна из камер.

Если известна скорость переноса K_{ij} , то решения системы уравнений (92.2) дают распределение концентрации по камерам. Возникает и обратная задача: нахождение коэффициентов K_{ij} по экспериментально определяемым потокам радиоактивных веществ из одной камеры в другую. Такая задача возникает при биофизических исследованиях метаболизма радиоактивности в организме.

§ 93. КИНЕТИКА ПРОДУКТОВ РАСПАДА РАДОНА НА ФИЛЬТРЕ

Рассмотрим накопление активности продуктов распада ^{222}Rn на неподвижном фильтре с единичной площадью, через который прокачивается воздух с объемной скоростью ω , содержащий радон и продукты его распада. За основу примем упрощенную цепочку распада дочерних продуктов радона (89.1). Пусть N_A , N_B и N_C — число атомов RaA , RaB и RaC , осевших на фильтре за время прокачки t . Полагая эффективность фильтра $\eta = 1$, для изменения числа атомов в единицу времени получаем

$$\left. \begin{aligned} dN_A/dt &= n_A \omega - \lambda_A N_A; \\ dN_B/dt &= n_B \omega + \lambda_A N_A - \lambda_B N_B; \\ dN_C/dt &= n_C \omega + \lambda_B N_B - \lambda_C N_C. \end{aligned} \right\} \quad (93.1)$$

Каждое уравнение системы (93.1) отражает тот факт, что накопление данного продукта происходит как вследствие непосредственного улавливания его фильтром из воздуха, так и вследствие распада предыдущего продукта по цепочке (89.1). Предполагается, что атомы радона фильтром не задерживаются, а продукты его распада существуют только в виде аэрозолей. Последние члены в уравнениях (93.1) определяют уменьшение числа атомов в единицу времени в результате распада данного продукта.

Будем считать, что до начала прокачки воздуха через фильтр на нем не было радиоактивных атомов, т. е. для $t = 0$ $N_A = N_B = N_C = 0$. При этих начальных условиях систему (93.1) легко решить обычными способами. Решения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} N_A &= \frac{n_A \omega}{\lambda_A} F_{A1}; \\ N_B &= \frac{n_A \omega}{\lambda_B} F_{B1} + \frac{n_B \omega}{\lambda_B} F_{B2}; \\ N_C &= \frac{n_A \omega}{\lambda_C} F_{C1} + \frac{n_B \omega}{\lambda_C} F_{C2} + \frac{n_C \omega}{\lambda_C} F_{C3}, \end{aligned} \right\} \quad (93.2)$$

где F_{Ai} , F_{Bi} и F_{Ci} — следующие функции времени:

$$\begin{aligned} F_{A1} &= 1 - \exp(-\lambda_A t); \\ F_{B1} &= 1 - \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \exp(-\lambda_A t) + \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} \exp(-\lambda_B t); \\ F_{B2} &= 1 - \exp(-\lambda_B t); \\ F_{C1} &= 1 - \frac{\lambda_B \lambda_C}{(\lambda_B - \lambda_A)(\lambda_C - \lambda_A)} \exp(-\lambda_A t) + \end{aligned}$$

$$+ \frac{\lambda_A \lambda_C}{(\lambda_B - \lambda_C)(\lambda_C - \lambda_B)} \exp(-\lambda_B t) - \frac{\lambda_A \lambda_B}{(\lambda_C - \lambda_A)(\lambda_C - \lambda_B)} \exp(-\lambda_C t);$$

$$F_{C2} = 1 - \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \exp(-\lambda_B t) + \frac{\lambda_B}{\lambda_C - \lambda_B} \exp(-\lambda_C t);$$

$$F_{C3} = 1 - \exp(-\lambda_C t).$$

Обозначим Q_A , Q_B и Q_C активность RaA , RaB и RaC на фильтре через время t после начала прокачки. Тогда

$$\left. \begin{aligned} Q_A &= n_A \omega F_{A1}; \\ Q_B &= n_A \omega F_{B1} + n_B \omega F_{B2}; \\ Q_C &= n_A \omega F_{C1} + n_B \omega F_{C2} + n_C \omega F_{C3}. \end{aligned} \right\} (93.3)$$

Из системы уравнений (93.3) видно, что увеличение активности на фильтре при заданных скорости и времени прокачки целиком определяется концентрацией радионуклидов RaA , RaB и RaC в исследуемом воздухе. Типичные кривые накопления активности продуктов распада радона на фильтре при наличии радиоактивного равновесия в воздухе показаны на рис. 80. Нарушение равновесия в воздухе приведет к изменению соотношений между активностью на фильтре Q_A , Q_B и Q_C . При достаточно долгой прокачке ($t \rightarrow \infty$) наступит такое состояние, при котором число атомов, распадающихся на фильтре в единицу времени, станет равным числу атомов, улавливаемых фильтром в единицу времени; активность фильтра практически будет постоянной. Наступит насыщение активности на фильтре.

Из приведенных формул видно, что при $t \rightarrow \infty$ все $F_i \rightarrow 1$. Пусть $Q_A(\infty)$, $Q_B(\infty)$, $Q_C(\infty)$ — предельная активность соответствующих продуктов на фильтре. Тогда из уравнений (93.3) следует

$$\left. \begin{aligned} Q_A(\infty) &= n_A \omega; \\ Q_B(\infty) &= n_A \omega + n_B \omega; \\ Q_C(\infty) &= n_A \omega + n_B \omega + n_C \omega. \end{aligned} \right\} (93.4)$$

Суммарная активность фильтра $Q = Q_A + Q_B + Q_C$ $Q_C' = Q_A + Q_B + 2Q_C$. При насыщении

$$Q_\infty = (4n_A + 3n_B + 2n_C)\omega. \quad (93.5)$$

Если удастся измерить суммарную активность насыщения Q_∞ , то при известном соотношении $n_A : n_B : n_C$ по равенству (93.5) можно определить n_A , n_B и n_C и, следовательно, активную концентрацию продуктов распада радона в воздухе. Практически удобнее, однако, измерять не суммарную активность фильтра, а отдельно α - и β -активность. Принимая во внимание, что β -активными продуктами на фильтре являются RaB и RaC , а α -активными — RaA и RaC' , получаем для α -активности фильтра в любой момент времени после начала прокачки

$$Q_\alpha = Q_A + Q_C; \quad (93.6)$$

для β -активности

$$Q_{\beta} = Q_{\text{В}} + Q_{\text{С}}. \quad (93.7)$$

В формуле (93.6) учтено, что RaC' находится в равновесии с RaC .

Подставив в равенства (93.6) и (93.7) значения $Q_{\text{А}}$, $Q_{\text{В}}$ и $Q_{\text{С}}$ из уравнений (93.3), получим

$$\left. \begin{aligned} Q_{\alpha} &= [n_{\text{А}}(F_{\text{А1}} + F_{\text{С1}}) + n_{\text{В}} F_{\text{С2}} + n_{\text{С}} F_{\text{С3}}] \omega; \\ Q_{\beta} &= [n_{\text{А}}(F_{\text{В1}} + F_{\text{С1}}) + n_{\text{В}}(F_{\text{В2}} + F_{\text{С2}}) + n_{\text{С}} F_{\text{С3}}] \omega. \end{aligned} \right\} \quad (93.8)$$

В этих уравнениях Q_{α} и Q_{β} можно определить экспериментально по измерению скорости счета α - и β -частиц через время t после начала

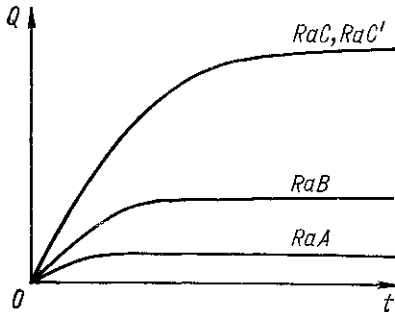


Рис. 80. Типичные кривые накопления активности продуктов распада радона на фильтре при равновесии между радонам и продуктами его распада в атмосфере

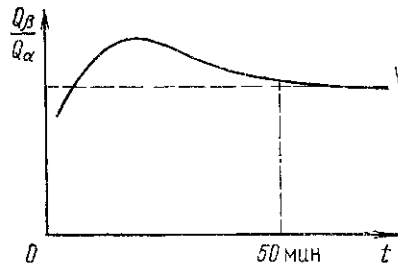


Рис. 81. Зависимость отношения β -активности к α -активности от времени прокачки t

прокачки. Скорость прокачки ω задана, коэффициенты F легко вычислить для любого времени t . Концентрацию атомов $n_{\text{А}}$, $n_{\text{В}}$ и $n_{\text{С}}$ можно определить, если известна степень равновесности продуктов радона в воздухе. В противном случае результаты одноразового измерения активности фильтра недостаточны для определения активной концентрации RaA , RaB и RaC .

Задача значительно упрощается, если для анализируемого воздуха обеспечено равновесие между дочерними продуктами радона. В этом случае

$$\lambda_{\text{А}} n_{\text{А}} = \lambda_{\text{В}} n_{\text{В}} = \lambda_{\text{С}} n_{\text{С}} = A_0,$$

где A_0 — концентрация активности радона в воздухе.

Используя эти равенства, из уравнений (93.8) легко получаем

$$\left. \begin{aligned} Q_{\alpha} &= \left(\frac{F_{\text{А1}} + F_{\text{С1}}}{\lambda_{\text{А}}} + \frac{F_{\text{С2}}}{\lambda_{\text{В}}} + \frac{F_{\text{С3}}}{\lambda_{\text{С}}} \right) \omega A_0; \\ Q_{\beta} &= \left(\frac{F_{\text{В1}} + F_{\text{С1}}}{\lambda_{\text{А}}} + \frac{F_{\text{В2}} + F_{\text{С2}}}{\lambda_{\text{В}}} + \frac{F_{\text{С3}}}{\lambda_{\text{С}}} \right) \omega A_0. \end{aligned} \right\} \quad (93.9)$$

Таким образом, при условии радиоактивного равновесия концентрация активности радона и продуктов его распада однозначно определяется α - или β -активностью фильтра через известное время после начала прокачки анализируемого воздуха. Из формул (93.9) видно, что при условии равновесия отношение активности Q_β/Q_α зависит только от времени прокачки и не зависит от концентрации A_0 . Более того, отношение Q_β/Q_α легко подсчитать при известном t . Отличие экспериментального значения Q_β/Q_α от теоретического может быть обусловлено двумя причинами: отсутствием равновесного состояния или наличием других радиоактивных аэрозолей. Типичный график зависимости отношения Q_β/Q_α от времени прокачки показан на рис. 81. Характерным является то, что примерно через 1 ч после начала прокачки на фильтре устанавливается практически постоянное отношение активности Q_β/Q_α . Сам факт наличия постоянного отношения Q_β/Q_α через некоторое время после начала прокачки мало зависит от отношения концентрации активности нуклидов RaA, RaB и RaC, если только эти отношения не изменяются в течение времени измерения. Поэтому, непрерывно контролируя отношение Q_β/Q_α , можно судить о появлении других аэрозолей. Отношение Q_β/Q_α , однако, заметно зависит от соотношений $n_A : n_B : n_C$. Полагая для простоты наличие насыщения фильтра, из уравнений (93.8) получаем

$$Q_\beta(\infty)/Q_\alpha(\infty) = (2n_A + 2n_B + n_C)/(2n_A + n_B + n_C). \quad (93.10)$$

Подсчет по формуле (93.10) для равновесного состояния дает $Q_\beta(\infty)/Q_\alpha(\infty) = 1,5$; для крайне неравновесного состояния (присутствует только RaA) $Q_\beta(\infty)/Q_\alpha(\infty) = 1$. Таким образом, при неизвестной степени равновесности продуктов распада радона в атмосфере по измеренному значению отношения Q_β/Q_α нельзя однозначно судить об их концентрации.

Как уже указывалось, на практике равновесие между продуктами распада эманации часто бывает нарушено, поэтому разработка методов определения концентрации активности эманации и дочерних продуктов при неизвестных соотношениях между ними приобретает особую важность.

Один из возможных способов заключается в многократных измерениях α -активности Q_α или β -активности Q_β фильтра через различное время t_1, t_2, t_3 и т. д. В этом случае в соответствии с уравнениями (93.8) получаем систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} Q_\alpha(t_1) &= [n_A (F'_{A1} + F'_{C1}) + n_B F'_{C2} + n_C F'_{C3}] \omega; \\ Q_\alpha(t_2) &= [n_A (F''_{A1} + F''_{C1}) + n_B F''_{C2} + n_C F''_{C3}] \omega; \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (93.11)$$

где F', F'', F''', \dots вычисляются соответственно для различного времени t_1, t_2, t_3, \dots . Можно получить сколь угодно много уравнений с тремя неизвестными n_A, n_B и n_C . Решая систему методом наименьших квадратов, можно найти наиболее вероятные значения n_A, n_B

и n_C . Если точность измерения активности Q_α достаточно высока, можно ограничиться тремя уравнениями. Недостатком способа является необходимость производить отсчет фильтра, не прекращая прокачки. На практике удобнее активность фильтра измерять после прекращения прокачки через измеряемый участок.

Рассмотрим теперь изменение активности продуктов распада радона RaA , RaB и RaC на фильтре после прекращения прокачки воздуха. Пусть N'_A , N'_B и N'_C — число атомов соответствующих нуклидов на фильтре через время t' после прекращения прокачки. Изменение числа атомов в единицу времени при отсутствии прокачки описывается уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} dN'_A/dt' &= -\lambda_A N'_A; \\ dN'_B/dt' &= -\lambda_B N'_B + \lambda_A N'_A; \\ dN'_C/dt' &= -\lambda_C N'_C + \lambda_B N'_B. \end{aligned} \right\} \quad (93.12)$$

Если предварительно через фильтр прокачивался исследуемый воздух в течение времени t , то при $t' = 0$ на фильтре было $N_A(t)$ атомов RaA , $N_B(t)$ атомов RaB и $N_C(t)$ атомов RaC . Начальные условия для системы (93.12):

$$\left. \begin{aligned} N'_A(0) &= N_A(t); \\ N'_B(0) &= N_B(t); \\ N'_C(0) &= N_C(t). \end{aligned} \right\} \quad (93.13)$$

$N_A(t)$, $N_B(t)$ и $N_C(t)$ определяются уравнениями (93.3). Решения системы (93.12) с использованием условий (93.13) представляют собой некоторые функции величин λ_A , λ_B , λ_C , t' , $N_A(t)$, $N_B(t)$, $N_C(t)$:

$$\left. \begin{aligned} N'_A &= f_A[N_A(t), \lambda_A, t']; \\ N'_B &= f_B[N_A(t), N_B(t), \lambda_A, \lambda_B, t']; \\ N'_C &= f_C[N_A(t), N_B(t), N_C(t), \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, t']. \end{aligned} \right\} \quad (93.14)$$

α - и β -Активность продуктов распада радона через время t' после прекращения прокачки определяется следующими выражениями:

$$\left. \begin{aligned} Q'_\alpha &= \lambda_A N'_A + \lambda_C N'_C, \\ Q'_\beta &= \lambda_B N'_B + \lambda_C N'_C. \end{aligned} \right\} \quad (93.15)$$

Измеряя при различном времени t' α - или β -активность фильтра, можно с помощью уравнений (93.15) составить систему уравнений, в которых неизвестными будут $N_A(t)$, $N_B(t)$, $N_C(t)$. Найденные в результате решения этой системы уравнений величины $N_A(t)$, $N_B(t)$ и $N_C(t)$ можно использовать вместо левых частей уравнений системы (93.2). Таким образом, получается новая система из трех уравнений с тремя неизвестными n_A , n_B и n_C . Коэффициенты F_{i_k} вычисляются по известному времени прокачки с помощью соотношений, входящих в формулу (93.2).

Решая эту новую систему уравнений, можно определить по найденным значениям n_A , n_B и n_C искомую концентрацию продуктов распада радона.

Вместо измерения активности в различные моменты времени после прекращения прокачки можно измерять суммарное число α -или β -распадов за различные интервалы времени. В этом случае методика нахождения концентрации активности дочерних продуктов Rn сводится к следующему. Пусть M_A , M_B и M_C — числа атомов RaA , RaB и RaC , распавшихся на фильтре за время t' после прекращения прокачки. Очевидно,

$$\left. \begin{aligned} M_A &= \int_0^{t'} \lambda_A N'_A dt'; \\ M_B &= \int_0^{t'} \lambda_B N'_B dt'; \\ M_C &= \int_0^{t'} \lambda_C N'_C dt'. \end{aligned} \right\} \quad (93.16)$$

Если в эти уравнения подставить значения N'_A , N'_B и N'_C из системы (93.14) и проинтегрировать, то получим

$$\left. \begin{aligned} M_A &= N_A(t) F'_{A1}; \\ M_B &= N_A(t) F'_{B1} + N_B(t) F'_{B2}; \\ M_C &= N_A(t) F'_{C1} + N_B(t) F'_{C2} + N_C(t) F'_{C3}. \end{aligned} \right\} \quad (93.17)$$

В этих уравнениях коэффициенты F'_{ik} определяются теми же формулами, что и коэффициенты F_{ik} , если вместо времени прокачки t подставить время t' , прошедшее с момента прекращения прокачки.

Суммарное число α -распадов на фильтре за время t' будет равно

$$M_\alpha = M_A + M_C = N_A(t) (F'_{A1} + F'_{C1}) + N_B(t) F'_{C2} + N_C(t) F'_{C3}. \quad (93.18)$$

Определяя экспериментально полное число α -распадов за различные интервалы времени, можно составить систему уравнений типа (93.18). В этой системе неизвестны значения $N_A(t)$, $N_B(t)$ и $N_C(t)$. Далее следует поступать точно так же, как и в предыдущем случае.

Из приведенных примеров видно, что определение концентрации активности путем составления и решения систем уравнений на основе измерений в разное время связано с громоздкими и длительными вычислениями. Не облегчается задача и при измерении отношения Q'_β/Q'_α . Для времени t' после прекращения прокачки

$$Q'_\beta/Q'_\alpha = (\lambda_B N'_B + \lambda_C N'_C) / (\lambda_A N'_A + \lambda_C N'_C).$$

Это отношение изменяется с течением времени t' и зависит от предшествующего времени прокачки, а потому мало пригодно для нахождения концентрации аэрозолей.

§ 94. МЕТОД «СКРЫТОЙ ЭНЕРГИИ»

Биологическая опасность радиоактивных аэрозолей определяется суммарной поглощенной энергией в организме человека. В случае радона и короткоживущих продуктов его распада в организме поглотится вся энергия, которая выделится в результате полного распада радиоактивных атомов, попавших в дыхательные пути.

Суммарная энергия, выделяющаяся в единице объема радиоактивных аэрозолей при полном распаде дочерних продуктов эманации, содержащихся в этих аэрозолях, называется скрытой энергией радиоактивных аэрозолей.

Если в единице объема воздуха содержится n_A , n_B и n_C атомов соответственно RaA, RaB и RaC, то под скрытой энергией понимается энергия, уносимая α -частицами при полном распаде всех атомов, поскольку вклад β -частиц в общую выделенную энергию достаточно мал и его можно не учитывать. Пусть E_A , E_B и E_C — энергия α -частиц на один акт распада нуклидов RaA, RaB и RaC соответственно. Так как RaB β -активен, то $E_B = 0$, $E_A = 5,99$ МэВ, $E_C = 7,68$ МэВ.

Каждый атом RaA в результате распада образует один атом α -активного RaC. Следовательно, при распаде одного атома RaA в конечном итоге выделится энергия $E_A + E_C$. Каждый атом RaB также образует один атом RaC, и в результате распада одного атома RaB в конечном итоге выделится энергия E_C ; такая же энергия выделится при распаде одного атома RaC. Таким образом, скрытая энергия для заданной концентрации продуктов распада радона будет равна

$$\Delta E = n_A (E_A + E_C) + (n_B + n_C)E_C. \quad (94.1)$$

Предельно допустимое содержание продуктов распада в воздухе можно выразить через скрытую энергию. Если ΔE_0 — скрытая энергия предельно допустимой концентрации аэрозолей, то отношение $\Delta E/\Delta E_0$ является мерой радиационной опасности. Величину ΔE можно определить по измерению активности, осевшей на фильтре. Число радиоактивных атомов, осевших на фильтре за время отбора пробы t_0 , будет $(n_A + n_B + n_C)\omega t_0\eta$, где η по-прежнему означает эффективность фильтра, а ω — объемную скорость прокачки.

При равновесии между RaA, RaB и RaC в воздухе $\lambda_A n_A = \lambda_B n_B = \lambda_C n_C$ и полная активность атомов, осевших на фильтре, будет $Q_0 = 3\lambda_A n_A \omega t_0 \eta$. Если время отбора пробы t_0 достаточно мало, то можно считать, что начальная активность фильтра есть Q_0 . После прекращения прокачки активность фильтра будет уменьшаться, и величину ее через любое время t' можно вычислить по уравнениям (93.14) и (93.15).

Обычно обсчет фильтров проводится либо по α -, либо по β -излучению. В данном случае нас интересуют только α -частицы. Начальная α -активность фильтра при условии равновесия $Q_\alpha = 2\lambda_A n_A \omega t_0 \eta$, и она поровну распределена между RaA и RaC.

На практике условия равновесия часто нарушаются. Метод скрытой энергии основан на том, что если через большой промежуток времени после взятия пробы при любом сдвиге равновесия α -активность осажденных на фильтре продуктов радона равна α -активности через то же самое время для равновесной пробы, то скрытая энергия у двух проб практически одинакова. Это правило тем точнее, чем больше времени прошло с момента осаждения на фильтре.

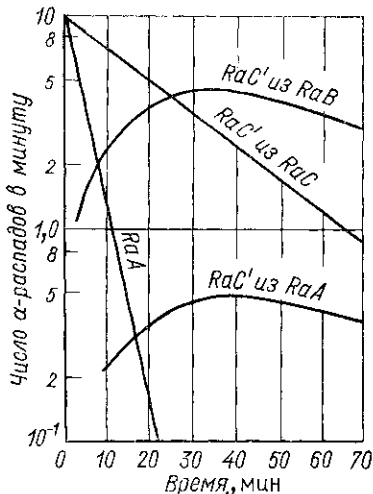


Рис 82. Кривые α -распада RaA и накопления RaC' на фильтре для равновесной пробы

Расчеты показывают, что скрытая энергия неравновесной пробы отличается не более чем на 20% от скрытой энергии равновесной пробы, если обе они обуславливают одинаковую скорость α -распада через 1 ч после отбора проб. Для уяснения причин, приводящих к такой ситуации, обратимся к рис. 82, на котором представлены кривые α -распада RaA и накопления RaC' на фильтре для равновесной пробы. В начальный момент α -активность полностью определяется осажденными из воздуха атомами RaA и RaC. Положим для определенности $\omega = 1$ л/мин; $t_0 = 1$ мин; $\eta = 1$. При этих предположениях не теряется общность

рассуждений. Скрытая энергия пробы, приходящаяся на единицу активности, для начального момента, очевидно, будет равна

$$\frac{\Delta E}{Q_\alpha} = \frac{n_A(E_A + E_C) + (n_B + n_C)E_C}{2\lambda_A n_A} = \frac{(E_A + E_C) + \left(\frac{\lambda_A}{\lambda_B} + \frac{\lambda_A}{\lambda_C}\right)E_C}{2\lambda_A} \quad (94.2)$$

Доля скрытой энергии, приходящаяся на атомы RaA:

$$\frac{\Delta E_A}{\Delta E} = \frac{n_A(E_A + E_C)}{n_A(E_A + E_C) + (n_B + n_C)E_C} = \frac{E_A + E_C}{E_A + E_C + \left(\frac{\lambda_A}{\lambda_B} + \frac{\lambda_A}{\lambda_C}\right)E_C} \quad (94.3)$$

Доля α -активности, приходящаяся в начальный момент на атомы RaA, есть $Q_{RaA}/Q_\alpha = 1/2$; крайний случай неравновесности соответствует тому, что в пробе присутствуют только атомы RaA.

Сравним равновесную пробу с пробой в крайне неравновесном состоянии (только атомы RaA). Если для двух проб одинаковой активности фильтра соответствует равная скрытая энергия, то

должно соблюдаться равенство $\Delta E_A/Q_{RaA} = \Delta E/Q_\alpha$, следовательно, отношение $\gamma = \frac{\Delta E_A/\Delta E}{Q_{RaA}/Q_\alpha}$ служит мерой соблюдения правила, что

пробы с одинаковой скрытой энергией создадут одинаковую активность на фильтре. Чем ближе γ к 1, тем точнее соблюдается это правило. Для $\gamma > 1$ скрытая энергия неравновесной пробы больше, чем равновесная. По известным значениям $E_A, E_C, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C$ по формулам (94.2) и (94.3) для начального момента времени получим $\gamma \approx 0,2$; это означает, что активность фильтра в начальный момент после отбора пробы при одинаковой скрытой энергии может различаться в пять раз в зависимости от степени равновесности.

Совсем иная картина будет, если измерять активность фильтра через достаточно большое время после отбора пробы. Из рис. 80 видно, что с увеличением времени доля активности, обусловленная RaC, уменьшается, что ведет к увеличению γ . Так, через 1 ч после отбора пробы $Q_{RaA}/Q_\alpha = 0,08$, что дает значение $\gamma = 1,25$. Это означает, что если равновесная и неравновесная пробы через 1 ч на фильтре дадут одинаковую активность, то в самом неблагоприятном случае скрытая энергия, а следовательно, и радиационная опасность от неравновесной пробы будут всего лишь на 25% выше, чем от равновесной. По сравнению с другими неопределенностями в оценке опасности от Rn и его дочерних продуктов погрешность 25% следует признать невысокой. Практически неопределенность в оценке скрытой энергии будет меньше, так как крайне неравновесное состояние встречается редко.

Таким образом, оценку радиационной опасности путем измерения скрытой энергии можно произвести следующим образом. По измеренной примерно через 1 ч после отбора пробы активности фильтра определяют эквивалентную активность равновесной пробы Q_α в начальный момент; соответствующая концентрация активности в воздухе определяется отношением Q_α/V , где V — объем воздуха, прокачанного через фильтр во время отбора пробы. Если Q_0 — суммарная предельно допустимая концентрация (ПДК) дочерних продуктов радона, находящихся в равновесии, то концентрация активности в измеряемом воздухе в единицах ПДК будет Q_α/Q_0V .

Данный метод предусматривает, что время отбора пробы достаточно мало. Анализ показывает, что если отбор пробы длится не более 10 мин и за начальный момент времени принимается середина периода отбора, то погрешность за счет времени отбора пробы не превышает 10%. Промер фильтра должен проводиться не ранее чем через 40—60 мин после отбора пробы. Это удобно, так как не требуется совмещать счетное устройство с пробозаборником.

Метод скрытой энергии может быть осуществлен также в несколько другом варианте. Перепишем уравнение (94.1) в виде

$$\Delta E = n_A (E_A + E_C) + (n_B + n_C)E_C = \bar{E} (2n_A + n_B + n_C). \quad (94.4)$$

Здесь \bar{E} — усредненное значение энергии на один α -распад. Усреднение проведено по полному числу α -распадов всех атомов n_A , n_B и n_C . Расчет показывает, что если принять $\bar{E} = 7,35$ МэВ, то вычисленная скрытая энергия по формуле (94.4) изменяется в пределах $\pm 4\%$ при изменении равновесности от 1:1:1 до 1:0,1:0,01. На практике отклонение от равновесных концентраций обычно бывает не больше, чем в указанных пределах. Поэтому с достаточной точностью можно положить

$$\Delta E = \bar{E} \Sigma n. \quad (94.5)$$

Здесь $\Sigma n = 2n_A + n_B + n_C$ — число α -частиц, испущенных при полном распаде продуктов распада ^{222}Rn в единице объема воздуха. Определение скрытой энергии сводится, следовательно, к измерению полного числа α -распадов. В зависимости от времени отбора пробы на фильтр Σn можно найти следующими способами.

1. Отбор пробы производится в течение времени t . Считаются α -частицы на фильтре с момента начала отбора пробы до полного распада осевшей активности. Если N_α — полное измеренное число α -распадов, то

$$\Sigma n = N_\alpha / \eta \omega t, \quad (94.6)$$

где η — эффективность осаждения аэрозольных частиц.

2. Отбор пробы производится столь долго, что на фильтре устанавливается равновесие; число распадающихся в единицу времени атомов равно числу оседающих. Измеряется α -активность фильтра Q_α в состоянии равновесия. В единицу времени на фильтре задерживается $(n_A + n_B + n_C) \omega \eta$ атомов. Столько же атомов в единицу времени должно распасться. При распаде $(n_A + n_B + n_C) \omega \eta$ атомов число зарегистрированных α -частиц будет $(2n_A + n_B + n_C) \omega \eta$. Следовательно,

$$\Sigma n = Q_\alpha / \eta \omega. \quad (94.7)$$

Подставив экспериментально найденное значение Σn в формулу (94.5), легко определить скрытую энергию ΔE и таким образом определить степень радиационной опасности.

§ 95. ДОЗОВАЯ ФУНКЦИЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА β -ЧАСТИЦ

Наиболее надежные выражения дозовой функции точечного источника получают из анализа экспериментальных данных. В зависимости от спектра β -излучения и поглощающей среды можно применять различные виды функции распределения. Простейшим приближением является

$$D(r) = a \exp(-\mu r) / r^2, \quad (95.1)$$

где $D(r)$ — доза на расстоянии r от точечного источника β -частиц, μ — коэффициент, значение которого выбирается так, чтобы величина $D(r)$, найденная по формуле (95.1), наилучшим образом соот-

ветствовала экспериментально определенному значению дозы. В случае, если ослабление потока β -частиц происходит по экспоненциальному закону, μ аналогично коэффициенту ослабления; a — постоянный коэффициент, зависящий от выбора единиц. Дозовая функция, представляемая в виде формулы (95.1) при заданных значениях a и μ , соответствует действительному распределению дозы лишь в ограниченном интервале расстояний и для определенного β -спектра.

Наиболее универсальной формулой, пригодной для многих практически важных случаев, является формула Лёвинджера:

$$D(r) = \frac{k_{\beta}}{(\mu r)^2} \left\{ c \left[1 - \frac{\mu r}{c} \exp\left(1 - \frac{\mu r}{c}\right) \right] + \mu r \exp(1 - \mu r) \right\}; \quad (95.2)$$

$$\left[1 - \frac{\mu r}{c} \exp\left(1 - \frac{\mu r}{c}\right) \right] = 0 \text{ для } \mu r \geq c,$$

где c — безразмерный параметр. Формула (95.2) получена в результате анализа многочисленных экспериментальных данных и является эмпирическим выражением дозовой функции точечного источника, формула проверена для 12 нуклидов с максимальной энергией β -частиц от 0,167 МэВ (S^{35}) до 2,24 МэВ (Y^{90}). Значения c и μ зависят от максимальной и средней энергий β -спектра и от поглощающей среды. Множитель k_{β} определяется из условия, что полная энергия, поглощенная в бесконечно большом объеме на один распад, должна быть равна средней энергии β -частиц на один распад. Если $D(r)$ — поглощенная доза (рад/расп.), то

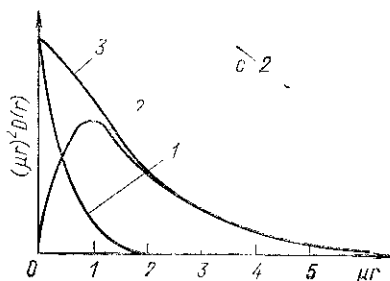


Рис 83 Зависимость величины $(\mu r)^2 D(r)$ от μr по формуле Лёвинджера

$$\int_0^{\infty} D(r) \rho 4\pi r^2 dr = 1,6 \cdot 10^{-8} \bar{E}_{\beta}, \quad (95.3)$$

где \bar{E}_{β} — средняя энергия β -частиц на один распад, МэВ; ρ — плотность поглощающей среды, г/см³. Подставляя из формулы (95.2) $D(r)$, после интегрирования можно получить и значение k_{β} .

На рис. 83 кривая 3 изображает зависимость величины $(\mu r)^2 D(r)$ от μr ; $(\mu r)^2 D(r)$ пропорционально энергии, поглощенной в сферических слоях равной толщины на разных расстояниях от источника. Кривая 3 может быть представлена в виде суммы кривых 1 и 2. Кривая 1 представляет зависимость выражения в квадратных скобках формулы (95.2) от μr , а кривая 2 относится к члену $\mu r \exp(1 - \mu r)$. Ход кривых можно объяснить, если предположить, что выражение в квадратных скобках соответствует вкладу в дозу нерассеянных

частиц, а последний член определяет вклад в дозу частиц, испытавших рассеяние. Вблизи от источника число рассеянных частиц мало и постепенно увеличивается, достигая максимума при $\mu r = 1$. Число нерассеянных частиц быстро убывает с изменением расстояния, и начиная с $r = c/\mu$ не остается ни одной частицы, которая не испытала бы рассеяния.

Выражение дозовой функции по формуле (95.2) предполагает, что β -излучение распространяется до бесконечности; в действительности область действия источника ограничивается расстояниями $r < R_0$, где R_0 — максимальный пробег частиц. Доля полной энергии, теоретически поглощаемая на расстояниях, больших максимального пробега R_0 , будет равна

$$F = \int_{R_0}^{\infty} D(r) 4\pi r^2 dr \bigg/ \int_0^{\infty} D(r) 4\pi r^2 dr.$$

Теоретически наибольшее значение $F = 0,012$. Следовательно, расширение предела применимости дозовой функции точечного источника и применение бесконечного предела интегрирования не приводят к заметным погрешностям, в то же время это существенно облегчает математические операции с дозовой функцией.

Большая часть дозы β -излучения точечного источника распределена на расстоянии, меньшем половины максимального пробега β -частиц. Примерно 60% дозы распределено в пределах среднего расстояния распределения дозы. Среднее расстояние распределения дозы определяется выражением

$$\bar{r} = \frac{\int_0^{\infty} D(r) 4\pi r^3 dr}{\int_0^{\infty} D(r) 4\pi r^2 dr} = \frac{11c^3 - 4(c^3 - 1)e}{2\mu [3c^2 - (c^2 - 1)e]}.$$

Применяя формулу (95.2) на практике, можно пользоваться следующими значениями коэффициентов. Из формул (95.2) и (95.3)

$$k_{\beta} = 1,28 \cdot 10^{-9} \frac{\mu^3 \bar{E}_{\beta}}{\rho [3c^2 - (c^2 - 1)e]},$$

где μ выражено в см^{-1} ; \bar{E}_{β} — в МэВ/расп. Значения c и μ зависят от энергии излучения, формы спектра и материала поглотителя. Для воздуха

$$\mu = \frac{16,0 \rho}{(E_0 - 0,036)^{1,40}} \left(2 - \frac{\bar{E}_{\beta}}{\bar{E}_{\beta}^*} \right) [\text{см}^{-1}];$$

$$c = 3,11 \exp(-0,55 E_0).$$

Для мягкой биологической ткани

$$\mu = \frac{18,2 \rho}{(E_0 - 0,036)^{1,37}} \left(2 - \frac{\bar{E}_{\beta}}{\bar{E}_{\beta}^*} \right) [\text{см}^{-1}];$$

$$c = \begin{cases} 2 & \text{для } 0,17 < E_0 < 0,5 \text{ МэВ,} \\ 1,5 & \text{для } 0,5 \leq E_0 < 1,5 \text{ МэВ,} \\ 1 & \text{для } 1,5 \leq E_0 < 3 \text{ МэВ.} \end{cases}$$

В этих формулах E_0 — максимальная энергия β -спектра; \bar{E}_β^* — средняя энергия гипотетического разрешенного спектра. Для разрешенных спектров $\bar{E}_\beta/\bar{E}_\beta^* = 1$.

Все формулы справедливы только для простого спектра. При наличии смеси радионуклидов, дающих сложный спектр, вычисления необходимо производить для каждого простого спектра и результаты суммировать.

§ 96. ТЕОРЕМА ОБРАТИМОСТИ ДОЗЫ

Если радиоактивное вещество равномерно распределено по объему V , то мощность дозы β -излучения в произвольно выбранной точке M равна

$$P_M = \int AP(r) dV, \quad (96.1)$$

где r — расстояние от элемента объема dV до точки M ; A — объемная концентрация активности.

Формулой (96.1) можно пользоваться, если источник и точка M погружены в однородный поглотитель. Пусть в двух объемах произвольной формы V_1 и V_2 равномерно распределено β -активное вещество с активностью соответственно Q_1 и Q_2 , выраженной в распадах в секунду. Мощность поглощенной дозы в произвольно выбранной точке в пределах объема V_2 , обусловленная излучением из объема V_1 , будет равна

$$P_2 = \frac{Q_1}{V_1} \int_{V_1} P(r) dV_1, \quad (96.2)$$

где интегрирование производится по всему объему V_1 . Средняя мощность дозы во всем объеме V_2 , обусловленная излучением, приходящим из объема V_1 :

$$\bar{P}_2 = \frac{1}{V_2} \int_{V_2} D_2 dV_2 = \frac{Q_1}{V_1 V_2} \int_{V_1} \int_{V_2} P(r) dV_2 dV_1. \quad (96.3)$$

Аналогично можно получить выражение для среднего значения мощности дозы в объеме V_1 , обусловленной излучением, приходящим из объема V_2 :

$$\bar{P}_1 = \frac{Q_2}{V_1 V_2} \int_{V_1} \int_{V_2} P(r) dV_1 dV_2. \quad (96.4)$$

Сравнив формулы (96.3) и (96.4), получим

$$A_1 \bar{P}_1 = A_2 \bar{P}_2; \quad Q_1 \bar{P}_1 = Q_2 \bar{P}_2. \quad (96.5)$$

Если $Q_1 = Q_2$, тогда $P_1 = P_2$. Отсюда следует одна из формулировок теоремы обратимости дозы: если два источника содержат одинаковое количество одного и того же радиоактивного вещества, то средняя доза, создаваемая каждым из этих источников в объеме другого, одинакова и не зависит от размера и формы источников и расстояния между ними.

Пусть D_1 и D_2 — интегральная доза соответственно в объемах V_1 и V_2 :

$$D_1 = \int_{V_1} P(r) dV_1; \quad D_2 = \int_{V_2} P(r) dV_2.$$

Из равенств (96.5)

$$\frac{Q_1}{V_1} D_1 = \frac{Q_2}{V_2} D_2. \quad (96.6)$$

Если $Q_1/V_1 = Q_2/V_2$, то $D_1 = D_2$. Следовательно, два источника с одинаковой концентрацией одного и того же радиоактивного вещества создают в объеме друг друга одинаковую интегральную дозу независимо от размеров и формы объемов и расстояния между ними — такова вторая формулировка теоремы. Из этой теоремы, в частности, следует, что средняя доза в каком-либо объеме от точечного источника равна дозе в точке расположения источника, если активность этого источника равномерно распределена в данном объеме.

Теорема обратимости дозы может быть полезна при определении дозы от неточечных источников. Теорема справедлива также для фотонного излучения, поскольку ее формулировки не зависят от вида дозовой функции.

§ 97. ДОЗА ОТ ПРОТЯЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Бесконечно протяженным называется источник, линейные размеры которого больше максимального пробега R_0 β -частиц. Пробег β -частиц в плотных средах невелик, поэтому на практике бесконечно протяженные источники β -излучения встречаются часто. Примером может служить какой-либо орган организма, в котором локализовано β -активное вещество.

Если β -активное вещество равномерно распределено в бесконечно большой однородной среде, то энергия, ежесекундно поглощаемая единицей массы вещества, должна равняться энергии, испускаемой радиоактивным веществом в единицу времени в 1 г вещества.

Пусть n_p есть число распадов в 1 с в 1 г вещества, тогда мощность поглощенной дозы внутри бесконечно протяженного источника

$$P_\beta = 1,6 \cdot 10^{-8} n_p \bar{E}_\beta \text{ [рад/с]}, \quad (97.1)$$

где \bar{E}_β выражено в МэВ.

Картина изменится, если рассматривать дозу вне источника или если не все размеры источника больше максимального пробега β -частиц. Рассмотрим для примера два случая.

Бесконечно протяженный тонкий источник (рис. 84, а). Пусть n_s — число распадов в 1 с на 1 см² источника. Если $D(r)$ выражено в радах на распад, то мощность поглощенной дозы в точке А,

отстоящей на расстоянии y от поверхности источника, будет равна

$$P_A = \int_0^{\infty} D(r) n_s dS \text{ [рад/с]}, \quad (97.2)$$

где $dS = 2\pi z dz = 2\pi r dr$, так как $r^2 = z^2 + y^2$. Отсюда

$$P_A = 2\pi n_s f(y), \text{ где } f(y) = \int_0^{\infty} D(r) r dr.$$

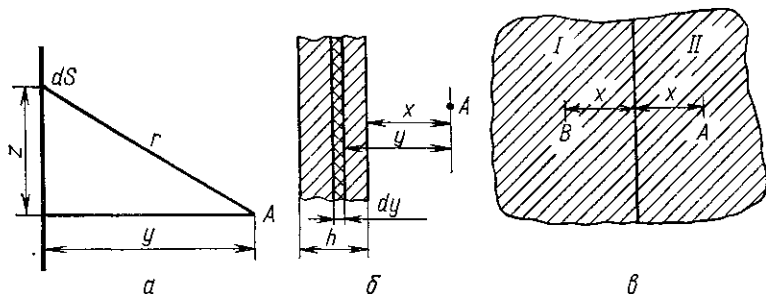


Рис. 84. Иллюстрация к вычислению дозы β -излучения от источников различной геометрии

Чтобы получить расчетную формулу, можно применить зависимость $D(r)$ по формуле (95.2).

Плоский блок толщиной h и бесконечной протяженности (рис. 84, б). Пусть n — число распадов в 1 с в 1 см³ источника. Рассматривая слой dy как бесконечно протяженный тонкий источник с поверхностной плотностью активности ndy [расп./см²·с], для мощности поглощенной дозы в точке A , отстоящей на расстоянии x от поверхности источника, получаем

$$P_A = 2\pi n \int_x^{x+h} f(y) dy = 2\pi n \int_x^{x+h} dy \int_0^{\infty} D(r) r dr. \quad (97.3)$$

В частном случае бесконечно толстого источника

$$P_A = 2\pi n \int_x^{\infty} f(y) dy. \quad (97.4)$$

Сравним значение мощности дозы P_A вне бесконечно толстого плоского источника на расстоянии x от его поверхности с мощностью дозы P_B внутри этого же источника также на расстоянии x от поверхности (рис. 84, в). Мощность дозы в точке B равна мощности дозы в центре бесконечно большого источника за вычетом той мощности дозы, которая создавалась бы излучением из области II , если бы эта область была заполнена радиоактивным веществом с той же концентрацией, что и область I :

$$P_B = P_{\beta} - 2\pi n \int_x^{\infty} f(y) dy.$$

Сравнив это выражение с формулой (97.4), получим

$$P_{\beta} = P_A + P_B. \quad (97.5)$$

ЛПЭ-МЕТРИЯ

§ 98. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Наличие связи между линейной передачей энергии (ЛПЭ) заряженных частиц и радиационным эффектом расширяет возможности дозиметрии излучений различного качества. ЛПЭ оказывается более универсальной качественной характеристикой излучения, чем его энергия. Это проявляется в том, что для различных видов излучения радиационный эффект в расчете на единицу дозы примерно одинаков, если одинакова ЛПЭ генерируемых в облучаемом объекте заряженных частиц. Определение ЛПЭ становится важной задачей дозиметрии, поскольку знание ЛПЭ и дозы в большом числе случаев позволяет сопоставить излучения различных видов по отношению к радиационному эффекту. Знание ЛПЭ необходимо для определения относительной биологической эффективности и коэффициента качества излучения. Одновременное измерение поглощенной дозы и ЛПЭ в принципе позволяет определять эквивалентную дозу излучения.

Задача определения ЛПЭ, однако, не является простой. Даже в поле моноэнергетического излучения возникающие в облучаемом веществе заряженные частицы имеют различные ЛПЭ, поэтому необходимо измерять ЛПЭ-спектры, представляющие собой распределение ЛПЭ либо по числу частиц, либо по поглощенной энергии.

Измерение и исследование ЛПЭ-спектров является предметом раздела дозиметрии — ЛПЭ-метрии.

При разработке дозиметрических детекторов иногда удается обеспечить такую зависимость их чувствительности от вида излучения, что в некотором энергетическом диапазоне их показания оказываются пропорциональными эквивалентной дозе. Дозиметры такого типа иногда называются бэрметрами. В бэрметрах обычно не измеряется непосредственно ЛПЭ-спектр, а пропорциональность их показаний эквивалентной дозе обеспечивается управлением чувствительностью и соответствующей градуировкой. По значению эквивалентной и поглощенной доз можно найти коэффициент качества, или относительную эффективность действия излучения (в частности, ОБЭ), которые связаны со средними значениями ЛПЭ. Это позволяет отнести вопросы бэрметрии к задачам ЛПЭ-метрии, что в некоторой степени условно.

Имея в виду обобщенный принцип дозиметрии, уместно отметить, что ЛПЭ-метрия реализует моменты более высокого порядка спектра энергетических потерь, чем простое измерение поглощенной дозы. Действительно, эквивалентную дозу можно определить следующей формулой:

$$D_0 = \int_0^{\infty} \eta(L) D(L) dL, \quad (98.1)$$

где $\eta(L)$ — относительная эффективность действия по данному эффекту излучения с ЛПЭ, равной L ; $D(L)dL$ — часть поглощенной дозы, обусловленная частицами с ЛПЭ в интервале от L до $L + dL$; $D(L)$ — плотность распределения дозы по ЛПЭ, которая связана с флюенсом частиц $F(L)$, возникших в облучаемом веществе:

$$D(L) = F(L)L. \quad (98.2)$$

$F(L)$ можно трактовать как плотность распределения числа частиц по ЛПЭ.

О зависимости эффективности действия от ЛПЭ можно предположить, что она является гладкой дифференцируемой функцией, принимающей только положительные значения. Это позволяет представить $\eta(L)$ в виде ряда разложения по степеням величины L :

$$\eta = \sum_{k=0}^{\infty} a_k L^k. \quad (98.3)$$

Если F обозначить полный флюенс частиц со всеми возможными значениями ЛПЭ, а $f(L)$ — плотность вероятности найти частицу со значением ЛПЭ в интервале от L до $L + dL$, то вместо формулы (98.2) можно написать:

$$D(L) = FLf(L). \quad (98.4)$$

Подставив формулы (98.3) и (98.4) в (98.1), получим

$$D_0 = F \sum_{k=0}^{\infty} \left[a_k \int_0^{\infty} L^{k+1} f(L) dL \right]. \quad (98.5)$$

Интеграл в формуле (98.5) равен моменту $(k + 1)$ -го порядка величины L . Обозначим начальный момент $(k + 1)$ -го порядка μ_{k+1} . Теперь для эквивалентной дозы можем написать:

$$D_0 = F \sum_{k=0}^{\infty} a_k \mu_{k+1}. \quad (98.6)$$

Плотность распределения $f(L)$ является аналогом распределения энергетических потерь, входящего в формулировку обобщенного принципа дозиметрии (см. § 20).

Таким образом, экспериментальные средства, обеспечивающие определение эквивалентной дозы, реализуют моменты ЛПЭ-распределения выше первого.

В следующих параграфах познакомимся подробнее с формированием ЛПЭ-спектров и их характеристиками.

§ 99. ЛПЭ-СПЕКТРЫ

Рассмотрим поле прямолинейных треков заряженных частиц, пересекающих некоторый заданный объем среды. Пусть Σl_i — суммарная длина участков треков, укладываемых в данном объеме, а $l(L)$ — часть этой суммарной длины, с которой связано значение ЛПЭ в пределах от 0 до L . Тогда доля суммарной длины треков в данном объеме, с которой связаны значения ЛПЭ в пределах от 0 до L , будет равна

$$T(L) = l(L)/\Sigma l_i. \quad (99.1)$$

$T(L)$ есть функция распределения длин треков по ЛПЭ. Плотность этого распределения определяется формулой

$$t(L) = dT(L)/dL. \quad (99.2)$$

Смысл функции $t(L)$ определяется так, что $t(L)dL$ представляет долю общей длины треков, связанную со значением ЛПЭ от L до $L + dL$. Тогда

$$T(L) = \int_0^L t(L)dL. \quad (99.3)$$

Очевидно также, что

$$\int_0^{\infty} t(L)dL = 1. \quad (99.4)$$

Зная функцию распределения, легко получить среднее значение линейной передачи энергии \bar{L}_1 , усредненное по длине треков («трековое» среднее):

$$\bar{L}_1 = \int_0^{\infty} t(L)LdL. \quad (99.5)$$

Помимо распределения длины треков по ЛПЭ, можно говорить об ЛПЭ-распределении поглощенной энергии излучения.

Заметим, что произведение $(\Sigma l_i)t(L)dL$ выражает суммарную длину треков в данном объеме, с которыми связано значение ЛПЭ от L до $L + dL$. Поскольку ЛПЭ выражает поглощенную энергию на единицу длины трека, часть поглощенной энергии излучения в данном объеме, обусловленная частицами с ЛПЭ от L до $L + dL$, равна

$$\Delta E(L)dL = (\Sigma l_i)t(L)LdL. \quad (99.6)$$

Проинтегрировав формулу (99.6) по всем значениям ЛПЭ, получим общую поглощенную энергию излучения ΔE .

$$\Delta E = \Sigma I_t \int_0^{\infty} t(L) L dL. \quad (99.7)$$

Поделив формулу (99.7) на формулу (99.5), найдем долю поглощенной энергии, обусловленную частицами с ЛПЭ от L до $L + dL$

$$\varepsilon(L) dL = Lt(L) dL / \int_0^{\infty} t(L) L dL, \quad (99.8)$$

где $\varepsilon(L)$ есть плотность ЛПЭ-распределения поглощенной энергии. Очевидно,

$$\int_0^{\infty} \varepsilon(L) dL = 1.$$

Доля поглощенной энергии, обусловленная частицами с ЛПЭ от 0 до L , или функция ЛПЭ-распределения поглощенной энергии, $\mathcal{E}(L)$ равна

$$\mathcal{E}(L) = \int_0^L \varepsilon(L) dL.$$

Среднее значение ЛПЭ как результат усреднения по поглощенной энергии («энергетическое» среднее) определится теперь следующей формулой:

$$\bar{L}_E = \int_0^{\infty} \varepsilon(L) L dL. \quad (99.9)$$

Из (99.5) и (99.8) следует простое соотношение между функциями $\varepsilon(L)$ и $t(L)$:

$$\bar{L}_t \varepsilon(L) = Lt(L). \quad (99.10)$$

Функции $\varepsilon(L)$ и $t(L)$ можно назвать соответственно энергетическим и трековым ЛПЭ-спектрами. Эти функции являются полезным дополнением к дифференциальным характеристикам поля излучения. Пусть задан энергетический спектр излучения $F(E)$, так что $F(E)dE$ — флюенс частиц в энергетическом интервале от E до $E + dE$. Поскольку каждой энергии частиц E соответствует определенное значение ЛПЭ, можно говорить об ЛПЭ-спектре частиц $F(L)$. В этом случае $F(L)dL$ есть флюенс частиц, ЛПЭ которых находится в пределах от L до $L + dL$. Полный флюенс (интегральная характеристика) равен

$$F = \int_0^{\infty} F(L) dL = \int_0^{\infty} F(E) dE. \quad (99.11)$$

Введем в рассмотрение плотность частотного распределения линейной передачи энергии $\xi(L)$ так, что $\xi(L)dL$ представляет собой вероятность обнаружить трек, связанный с ЛПЭ в пределах от L до $L + dL$. Покажем, что функции $\xi(L)$ и $t(L)$ представляют одно и то же распределение.

Поглощенная энергия, обусловленная частицами с ЛПЭ от L до $L + dL$, равна

$$\Delta E(L)dL = N \bar{l} \xi(L)dL, \quad (99.12)$$

где N — общее число частиц, пересекающих данный объем, а \bar{l} — средняя длина трека в этом объеме. Средняя длина трека связана с общим числом частиц очевидным соотношением

$$\bar{l} = \Sigma l_i / N. \quad (99.13)$$

Подставив формулу (99.13) в (99.12), получим

$$\Delta E(L)dL = (\Sigma l_i) \xi(L)LdL. \quad (99.14)$$

Из сопоставления формул (99.6) и (99.14) заключаем, что $\xi(L) = t(L)$. Следовательно, доля длины треков, связанных с ЛПЭ, равной L , равна вероятности того, что произвольно выбранный трек связан с частицей, ЛПЭ которой равна L . В этом смысле функции $t(L)$ и $\xi(L)$ характеризуют частотное ЛПЭ-распределение, и среднее значение \bar{L}_r можно назвать *частотным средним значением ЛПЭ*.

Если задан частотный ЛПЭ-спектр $F(L)$, то полная доза определяется формулой, аналогичной формуле

$$D = \int_0^{\infty} F(L)L_m dL. \quad (99.15)$$

Здесь $F(L)dL$ — флюенс частиц со значениями ЛПЭ от L до $L + dL$. Подынтегральная функция в формуле (99.15) представляет собой распределение дозы по ЛПЭ частиц:

$$D(L) = F(L)L_m, \quad (99.16)$$

где $D(L)$ — дозовый ненормированный ЛПЭ-спектр, или плотность распределения дозы по ЛПЭ, так что $D(L)dL$ есть часть дозы, обусловленной частицами, ЛПЭ которых лежит в пределах от L до $L + dL$. Заменяя $F(L) = \xi(L)F$, где $\xi(L)$ — плотность вероятности найти частицу с заданным значением ЛПЭ, а F — полный флюенс всех частиц, запишем:

$$D = \int_0^{\infty} D(L)dL = F \int_0^{\infty} \xi(L)L_m dL. \quad (99.17)$$

Последний интеграл есть частотное среднее значение ЛПЭ. Отсюда

$$D = F \bar{L}_{qm}. \quad (99.18)$$

Нормированный дозовый ЛПЭ-спектр $\alpha(L)$ полностью совпадает с нормированным ЛПЭ-спектром поглощенной энергии, определяемым формулой

$$\alpha(L) = \frac{\xi(L)L}{\int_0^{\infty} \xi(L)LdL} = \frac{\xi(L)L}{\bar{L}_T}. \quad (99.19)$$

Из уравнения (99.19) непосредственно следует, что

$$\int_0^{\infty} \alpha(L)dL = 1.$$

Энергетическое среднее линейной передачи энергии \bar{L}_E теперь можно выразить через дозовый ЛПЭ-спектр:

$$\bar{L}_E = \int_0^{\infty} \alpha(L)LdL. \quad (99.20)$$

Величину \bar{L}_E называют также *дозовым средним значением ЛПЭ*.

Полезной характеристикой дозного поля является также интегральная форма дозового ЛПЭ-распределения D_L , выражаемая следующей формулой:

$$D_L = \int_0^L \alpha(L)dL. \quad (99.21)$$

$D(L)$ есть доля дозы, в которую вносят вклад все частицы со значениями ЛПЭ, меньшими или равными L :

$$\alpha(L) = \frac{dD_L}{dL}. \quad (99.22)$$

§ 100. ФОРМИРОВАНИЕ ЛПЭ-СПЕКТРОВ. СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ

Рассмотрим подробнее формирование спектров излучения в рассеивающей и поглощающей средах. Пусть имеется однородное поле излучения, создаваемое равномерно распределенными источниками в бесконечно протяженной среде. Допустим сначала, что источники испускают моноэнергетические электроны с энергией E_0 . Поскольку поле однородное (равновесное состояние), энергия, испущенная источниками за некоторое время, в любом элементе объема равна поглощенной энергии. Испущенные источниками электроны, взаимодействуя со средой, изменяют свою первоначальную энергию. В результате действующее излучение в среде оказывается немонаэнергетическим, хотя источники испускают электроны одной энергии.

Пусть $y(E_0, E)dE$ — рассчитанный на одну первичную частицу флюенс электронов в интервале энергий от E до $E + dE$ действующего равновесного спектра, образованного в результате замедления частиц с начальной энергией E_0 . Примем, далее, что за время

наблюдения в каждой единице объема источниками испускается один электрон с начальной энергией E_0 .

Тогда энергия ΔE_v , поглощенная в единице объема среды, будет равна

$$\Delta E_v = \int_0^{E_0} y(E_0, E)L(E)dE, \quad (100.1)$$

где $L(E)$ — ЛПЭ частиц с энергией E .

Верхний предел интегрирования обусловлен тем, что в действующем спектре, образованном в результате замедления частиц, испущенных источниками, не может быть частиц с энергией выше начальной энергии E_0 .

Так как поле однородно и спектр равновесный, в каждой единице объема поглощенная энергия равна испущенной и поэтому

$$\Delta E_v = E_0. \quad (100.2)$$

Теперь вместо формулы (100.1) можем написать

$$E_0 = \int_0^{E_0} y(E_0, E)L(E)dE. \quad (100.3)$$

В то же время

$$E_0 = \int_0^{E_0} dE. \quad (100.4)$$

Сопоставляя формулы (100.3) и (100.4), приходим к выводу, что

$$y(E_0, E)L(E) = 1. \quad (100.5)$$

Здесь следует обратить внимание на размерность величин: стоящая в правой части единица имеет размерность [объем⁻¹]. Итак, согласно формуле (100.5), действующий спектр оказался обратно пропорциональным ЛПЭ частиц. Мы рассмотрели формирование спектра в приближении непрерывного замедления.

В приближении непрерывного замедления, во-первых, пренебрегают дискретным характером взаимодействия частиц с веществом и, во-вторых, полагают, что вся энергия, переданная в каждом акте взаимодействия, реализуется в веществе в той же точке, где произошло взаимодействие; по существу, пренебрегают особенностями, связанными с δ -частицами.

Положим теперь, что источники испускают не по одной частице с определенной энергией в единице объема, а дают целый спектр частиц с различными энергиями. Пусть $n(E_0)dE_0$ — число частиц в энергетическом интервале $E_0, E_0 + dE_0$, испускаемых источниками в единице объема. Функцию $n(E_0)$ можно назвать спектром источника, или эмиссионным спектром. Действующий спектр в этом случае определится формулой

$$F_1(E) = \int_E^{\infty} y(E_0; E)n(E_0)dE_0, \quad (100.6)$$

где $y(E_0, E)$ имеет прежнее значение.

Смысл $F(E)$ определяется тем, что $F(E)dE$ есть флюенс частиц в энергетическом интервале $E, E + dE$. Пределы интегрирования учитывают, что в действующий спектр $F(E)$ вносят свой вклад все частицы эмиссионного спектра, энергия которых $E_0 \geq E$. Используем соотношение (100.5) и вместо формулы (100.6) напишем

$$F(E) = \frac{1}{L(E)} \int_E^{\infty} n(E_0) dE_0. \quad (100.7)$$

Формула (100.7) позволяет рассчитать действующий спектр в приближении непрерывного замедления по заданному эмиссионному спектру.

Поскольку ЛПЭ однозначно функционально связана с кинетической энергией частиц, частотный ЛПЭ-спектр $F(L)$ и частотный энергетический спектр $F(E)$ находятся между собой в следующем соотношении:

$$F(L)dL = F(E)dE. \quad (100.8)$$

Используя формулу (99.16), напишем следующее выражение для нормированного дозового ЛПЭ-распределения:

$$\alpha(L) = LF(L)/\rho D, \quad (100.9)$$

где ρ — плотность среды, а D — поглощенная доза излучения. Подставив в формулу (100.9) $F(L)$ из уравнения (100.8), получим

$$\alpha(L) = LF(E)/[\rho (dL/dE)D]. \quad (100.10)$$

Из формул (100.7) и (100.10) находим следующее окончательное выражение для нормированного распределения дозы по ЛПЭ:

$$\alpha(L) = \int_E^{\infty} (nE_0)dE_0/(\rho D dL/dE). \quad (100.11)$$

Ненормированное распределение связано с нормированным простым соотношением:

$$D(L) = \alpha(L)D. \quad (100.12)$$

Приближение непрерывного замедления не полностью адекватно реальной картине формирования спектров в среде. Частицы эмиссионного спектра, замедляясь, преобразуют большую часть своей энергии в процессах ионизации и возбуждения, но часть энергии преобразуется в тормозное излучение, которое уходит из рассматриваемой области. Часть энергии поглощается непосредственно вдоль трека первичной частицы, а часть уносится δ -электронами. Учет δ -частиц можно произвести, используя двухгрупповую модель для расчета ЛПЭ-спектров, с которой мы уже познакомились при рассмотрении теории полостных ионизационных камер (см. § 30).

Сущность модели заключается в том, что устанавливается пороговая энергия Δ , которая делит все столкновения на две группы:

в одной из них переданная энергия меньше Δ , а в другой — больше. δ -Частицы, возникающие в столкновениях второй группы, относятся к первичному спектру частиц. Таким образом, если в приближении непрерывного замедления к первичному спектру относится лишь эмиссионный спектр, то в двухгрупповой модели в первичный спектр включаются и δ -частицы, энергия которых выше Δ . Кроме того, в расчетах используется ограниченное значение ЛПЭ L_{Δ} . Двухгрупповая модель позволяет вычислять дозовое распределение по ограниченной ЛПЭ $\alpha_{\Delta}(L)$.

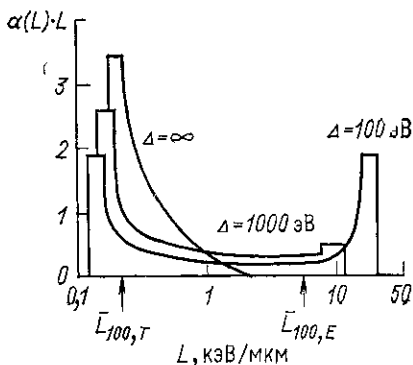


Рис 85 Нормированный дозовый ЛПЭ-спектр электронов в воде

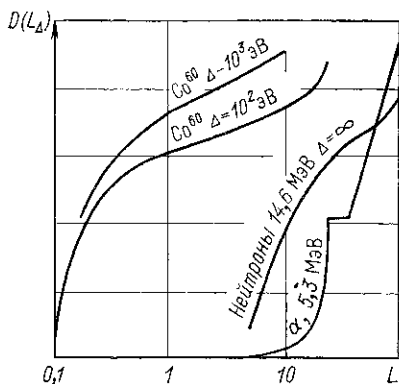


Рис 86 Интегральный дозовый ЛПЭ спектр различных видов излучения

В качестве иллюстрации на рис. 85 представлен нормированный дозовый ЛПЭ-спектр электронов в воде, освобожденных γ -излучением ^{60}Co . Заметим, что по оси ординат отложена величина $\alpha(L)L$, представляющая долю поглощенной дозы на единичный интервал $\ln L$ в соответствии со следующим преобразованием:

$$\alpha(L)dL = \alpha(L)Ld(\ln L). \quad (100.13)$$

В таком представлении площадь под кривой графика непосредственно указывает дозу в определенном интервале ЛПЭ, поскольку

$$\int_{L_1}^{L_2} \alpha(L)dL = \int_{\ln L_1}^{\ln L_2} \alpha(L)Ld(\ln L). \quad (100.14)$$

На рисунке видна деформация спектра при изменении пороговой энергии Δ . На оси абсцисс отмечены значения частотной средней $\bar{L}_{\Delta, T}$ и дозовой средней $\bar{L}_{\Delta, E}$ ЛПЭ при $\Delta = 100$ эВ.

Рис. 86 дает примеры интегрального дозового ЛПЭ-спектра излучения Co^{60} , нейтронов с энергией 14,6 МэВ и α -частиц с энергией 5,3 МэВ.

Рис. 85 показывает достаточно большое различие между $\bar{L}_{\Delta, E}$ и $\bar{L}_{\Delta, \tau}$, что характерно для излучений с низкой ЛПЭ. Рассмотрим подробнее закономерности поведения средних значений ЛПЭ. Перепишем формулу (99.5):

$$\bar{L}_{\tau} = \int_0^{\infty} \xi(L) L dL. \quad (100.15)$$

Здесь величину $\xi(L)$ можно трактовать как плотность распределения случайной величины L . Тогда, пользуясь терминологией математической статистики, \bar{L}_{τ} есть первый момент этого распределения.

Напишем теперь следующее соотношение для дозовой средней ЛПЭ:

$$\bar{L}_E = \int_0^{\infty} \varepsilon(L) L dL = \frac{1}{\bar{L}_{\tau}} \int_0^{\infty} \xi(L) L^2 dL. \quad (100.16)$$

Последний интеграл в формуле (100.16) есть второй момент распределения $\xi(L)$, равный произведению $\bar{L}_E \cdot \bar{L}_{\tau}$. Вспомним, что дисперсия σ^2 распределения случайной величины равна второму моменту минус квадрат первого момента. Следовательно,

$$\sigma^2 = \bar{L}_E \cdot \bar{L}_{\tau} - \bar{L}_{\tau}^2 = \bar{L}_{\tau} (\bar{L}_E - \bar{L}_{\tau}). \quad (100.17)$$

Формула (100.17) справедлива и для ограниченных значений ЛПЭ, $\bar{L}_{\Delta, E}$ и $\bar{L}_{\Delta, \tau}$. Из этой формулы следует, что дозовое среднее ЛПЭ всегда больше частотного среднего $\bar{L}_E > \bar{L}_{\tau}$.

Полезной безразмерной характеристикой распределения служит относительная дисперсия, выраженная в форме $\sigma^2/\bar{L}_{\tau}^2$:

$$\sigma^2/\bar{L}_{\tau}^2 = \bar{L}_E/\bar{L}_{\tau} - 1. \quad (100.18)$$

Чем больше относительная дисперсия, тем сильнее различаются значения \bar{L}_E и \bar{L}_{τ} . Если $\bar{L}_E = \bar{L}_{\tau}$, то относительная дисперсия равна нулю. Для ограниченных значений ЛПЭ при больших Δ различие между $\bar{L}_{\Delta, \tau}$ и $\bar{L}_{\Delta, E}$ обусловлено широким спектром значений ЛПЭ в поле первичных заряженных частиц. По мере уменьшения Δ все большую роль играют δ -электроны. Малые значения Δ как бы разделяют вклады в ЛПЭ-спектр треков первичных частиц и δ -электронов. Для излучений с низкой ЛПЭ вклад δ -электронов велик, и дозовое среднее $\bar{L}_{\Delta, E}$ быстро возрастает с уменьшением пороговой энергии Δ . Для малых Δ и излучений с низкой ЛПЭ дозовое среднее $\bar{L}_{\Delta, E}$ слабо зависит от спектра первичных частиц, поскольку определяется главным образом вкладом δ -электронов, в то же время частотное среднее $\bar{L}_{\Delta, \tau}$ при этих условиях существенно зависит от спектра первичных частиц.

Для тяжелых заряженных частиц эффект расширения ЛПЭ-спектра из-за введения пороговой энергии значительно менее выражен.

§ 101. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ПУТИ В СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

Рассмотрим прохождение ионизирующих частиц через сферическую полость радиусом r (рис. 87). Расстояние от источника S до центра сферы C примем равным ρ . Найдем число частиц, пересекающих сферу в пределах телесного угла $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$. Сделаем следующие предположения:

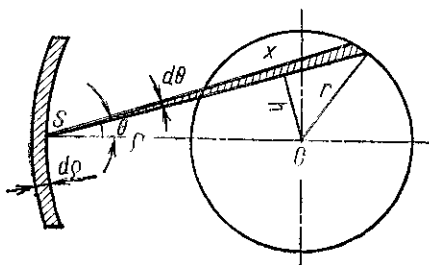


Рис 87 Прохождение частиц через сферическую полость радиусом r

1) частицы, вылетающие из источника, летят строго прямолинейно;

2) каждая частица, попавшая в полость, обязательно пересечет ее. Очевидно, это число частиц пропорционально $\sin \theta d\theta$.

Из рисунка видно, что $\cos^2 \theta = 1 - (h/\rho)^2$; $h^2 = r^2 - (x/2)^2$. Следовательно,

$$\cos^2 \theta = 1 - (r/\rho)^2 + (x/2\rho)^2 = 1 - (r/\rho)^2 [1 - (x/2r)^2]; \quad (101.1)$$

$$\cos \theta = \sqrt{1 - (r/\rho)^2 [1 - (x/2r)^2]}. \quad (101.2)$$

Дифференцируя $\cos \theta$ по x , получаем

$$\sin \theta d\theta = \frac{-x dx / 4\rho^2}{\sqrt{1 - (r/\rho)^2 [1 - (x/2r)^2]}}. \quad (101.3)$$

Пусть dn есть число частиц, пересекающих сферу за некоторый промежуток времени t в пределах телесного угла $d\Omega$. Можем написать, что

$$dn = \frac{ax dx}{\sqrt{1 - (r/\rho)^2 [1 - (x/2r)^2]}}. \quad (101.4)$$

где a — постоянный коэффициент, включающий знак «минус», множитель $1/4\rho^2$ и учитывающий размерность.

Если n_0 — полное число частиц, пересекающих сферу под всеми углами за то же время t , то

$$n_0 = \int_0^{2r} \frac{ax dx}{\sqrt{1 - (r/\rho)^2 [1 - (x/2r)^2]}}. \quad (101.5)$$

Отношение dn/n_0 определяет вероятность того, что случайно выбранная частица пролетит в пределах телесного угла $d\Omega$. Заметим, что частица, пролетающая в направлении θ , проходит путь

в пределах выбранного объема, равный x . Следовательно, dn/n_0 есть также вероятность того, что длина пути частицы в сферическом объеме будет находиться в пределах от x до $x + dx$. Обозначим эту вероятность $\mathcal{P}(x)dx$.

Используя значения dn и n_0 по формулам (101.4) и (101.5), получаем

$$\mathcal{P}(x) dx = dn/n_0 = \frac{xdx}{\sqrt{1-(r/\rho)^2} [1-(x/2r)^2]} \int_0^{2r} \frac{xdx}{\sqrt{1-(r/\rho)^2} [1-(x/2r)^2]}, \quad (101.6)$$

или плотность вероятности

$$\mathcal{P}(x) = \frac{x}{2r} \frac{1}{\sqrt{1-(r/\rho)^2} [1-(x/2r)^2]} \int_0^{2r} \frac{xdx}{\sqrt{1-(r/\rho)^2} [1-(x/2r)^2]}. \quad (101.7)$$

$\mathcal{P}(x)$ определяет долю частиц на единичный интервал пути, имеющих в пределах сферического объема длину пути, равную x . Функция $\mathcal{P}(x)$ подчиняется условию нормировки

$$\int_0^{2r} \mathcal{P}(x) dx = 1.$$

Это условие означает, что любая частица, попавшая в объем полости, обязательно будет иметь длину пути, находящуюся в пределах от 0 до $2r$.

Рассмотрим два частных случая: 1) источник находится далеко от центра сферы и 2) источник находится на поверхности сферы.

В первом случае $\rho \gg 0$; $r/\rho \ll 1$. Используя это условие, из формулы (101.7) получаем следующее выражение:

$$\mathcal{P}(x) = x \int_0^{2r} x dx = x/2r^2. \quad (101.8)$$

Графически эта функция выражается прямой линией, идущей из начала координат, с максимальным значением, равным $1/r$ при $x = 2r$ (рис. 88, а).

Во втором случае $\rho = r$ и выражение для $\mathcal{P}(x)$ принимает вид

$$\mathcal{P}(x) = x \int_0^{2r} [(x/2r)] 2r dx = 1/2r. \quad (101.9)$$

Функция выражается прямой, параллельной оси абсцисс (рис. 88, б).

Практически наиболее важным является случай, когда источник расположен далеко от центра сферы; сферический объем находится в однородном поле излучения и распределение длины путей частиц, согласно формуле (101.8), имеет простую треугольную форму.

Однородное поле излучения наблюдается не только при больших расстояниях от точечного источника, но также внутри распределенного источника. Типичным примером этого служит стеночная сферическая ионизационная камера, помещенная в поле γ -излучения. Если выполнены условия Брэгга—Грея, то полость камеры не искажает пространственного и энергетического распределения электронов, возникающих в окружающем веществе под действием γ -квантов. При однородном потоке γ -излучения поток вторичного излучения (электроны и позитроны) будет также однородным и не зависящим от плотности среды и изменения плотности от точки к точке (см. § 6). Следовательно, распределение пробегов в сферической газонаполненной полости будет таким же, как и в малом сферическом объеме, выделенном внутри твердого тела, если только при-

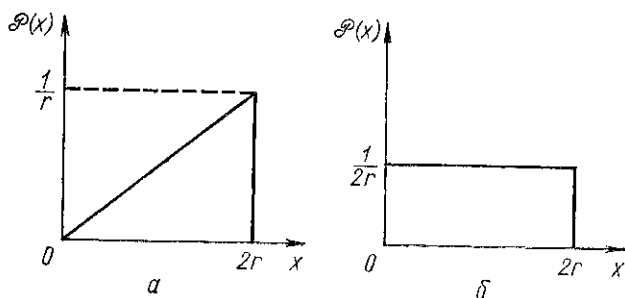


Рис 88 Функция распределения длины пути

а — источник далеко от центра сферы; б — источник на поверхности сферы

нять, что линейные размеры этого объема пренебрежимо малы по сравнению с длиной пробега частиц вторичного излучения. Аналогичная ситуация наблюдается, если камера малого объема с водородсодержащими стенками облучается быстрыми нейтронами. В этом случае полость пересекается протонами отдачи.

Покажем, что распределение длины путей частиц, пересекающих малый сферический объем, выделенный внутри вещества, облучаемого однородным потоком первичного излучения, имеет треугольную форму. Пусть по-прежнему r — радиус сферического объема (см. рис. 87), а R — пробег вторичных частиц в облучаемом веществе, который для простоты примем одинаковым для всех частиц. Положим, что $r \ll R$. Пусть, далее, ν будет число частиц, возникающих в единице объема облучаемого вещества под действием первичного излучения. Тогда в сферическом слое dr , находящемся на расстоянии ρ от центра сферы, образуется $4\pi\rho^2\nu dr$ частиц, равномерно разлетающихся в пределах телесного угла 4π . Внутри выделенной сферы радиусом r только те частицы будут иметь длину пути в пределах от x до $x + dx$, которые летят в пределах телесного угла $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$. Тогда число частиц $n_p(x)dx$, образующихся в сферическом слое dr и имеющих длину пути в малом сферическом

объеме в пределах от x до $x + dx$, будет равно

$$n_p(x)dx = \nu 4\pi r^2 (d\rho/4\pi) 2\pi \sin \theta d\theta = 2\pi \nu r^2 \sin \theta d\rho d\theta. \quad (101.10)$$

Заменяя $\sin \theta d\theta$ значением по формуле (101.3), будем иметь

$$n_p(x) dx = - \frac{\pi}{2} \nu \frac{x dx d\rho}{\sqrt{1-(r/\rho)^2} [1-(x/2r)^2]}. \quad (101.11)$$

Чтобы получить полное число частиц $n(x)dx$, пересекающих сферический объем и имеющих длину пути в пределах от x до $x + dx$, надо проинтегрировать выражение (101.11) по толщине слоя вещества, равной R . При подстановке пределов интегрирования учтем, что с увеличением расстояния ρ угол θ , соответствующий данному значению x , уменьшается. Теперь напомним следующую формулу для определения $n(x)dx$:

$$n(x) dx = \frac{\pi}{2} \nu x dx \int_r^R \frac{d\rho}{\sqrt{1-(r/\rho)^2} [1-(x/2r)^2]}. \quad (101.12)$$

Интегрирование приводит к следующему выражению:

$$n(x) dx = \frac{\pi}{2} \nu x dx R \{ \sqrt{1-(r/R)^2} [1-(x/2r)^2] - x/2 \}. \quad (101.13)$$

По условию $r/R \ll 1$, а $x \leq r$, поэтому достаточно точно можно написать:

$$n(x) dx = \pi \nu R x dx / 2. \quad (101.14)$$

Полное число частиц N , освобожденных первичным излучением в пределах сферы радиусом R и пересекающих малую сферу радиусом r во всех направлениях, будет равно

$$N = \int_{V_R} \frac{\omega}{4\pi} \nu dV, \quad (101.15)$$

где ω — телесный угол, под которым виден объем малой сферы радиусом r из элемента объема dV . Интегрирование производится по всему сферическому слою толщиной $R - r$. Подобная задача рассматривалась нами в § 15. При упомянутых выше условиях полное число частиц, пересекающих малую сферу:

$$N = \pi \nu r^2 R. \quad (101.16)$$

Очевидно, отношение $n(x)dx/N$ равно вероятности того, что произвольно выбранная частица, пересекающая объем малой сферы, имеет длину пути внутри этого объема, лежащую в пределах от x до $x + dx$.

Из формул (101.14) и (101.16) легко получить окончательное выражение для вероятности

$$\mathcal{P}(x) dx = \frac{x}{2r^2} dx. \quad (101.17)$$

Отсюда видно, что функция $\mathcal{P}(x)$ имеет такой же вид, как и для точечного источника, расположенного далеко от центра малой сферы. Следовательно, в сферической камере, помещенной в поле фотонного или нейтронного излучения, распределение вторичных частиц по длине пути в пределах газового объема камеры будет треугольным.

Если подобная камера работает в режиме пропорционального счетчика, то можно говорить о распределении числа импульсов по длине пути ионизирующих частиц. Очевидно, это распределение также будет иметь треугольную форму. Амплитуда каждого импульса пропорциональна энергии, потерянной частицей при пересечении чувствительного объема счетчика. Потерянная частицей энергия, в свою очередь, пропорциональна величине ЛПЭ, с которой частица входит в чувствительный объем, и длине пути в пределах этого объема. Знание формы распределения импульсов по длине пути регистрируемых частиц позволяет найти характер амплитудного распределения электрических импульсов счетчика.

§ 102. СВЯЗЬ ЛПЭ-РАСПРЕДЕЛЕНИЯ С АМПЛИТУДНЫМ СПЕКТРОМ В СФЕРИЧЕСКОМ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОМ СЧЕТЧИКЕ

Пусть некоторый объем пересекается прямолинейными треками заряженных частиц. Примем, что ЛПЭ каждой отдельно взятой частицы не меняется в пределах данного объема. Пусть число частиц, заканчивающих или начинающих свой путь в рассматриваемом объеме, пренебрежимо мало по сравнению с общим числом пересечений; это условие выполняется тем лучше, чем меньше линейные размеры объема. В то же время будем считать, что рассматриваемый объем достаточно велик, чтобы не сказывались флуктуации энергетических потерь частиц при взаимодействии их с веществом в пределах данного объема.

При принятых предположениях энерговыделение ϵ_1 в одиночном событии пролета частицы равно

$$\epsilon_1 = lL, \quad (102.1)$$

где l — путь, проходимый частицей в пределах данного объема; L — ЛПЭ частицы.

Установим связь между распределением событий по ЛПЭ и распределением событий по энерговыделению. Пусть по-прежнему $t(L)$ — плотность ЛПЭ-распределения (частотный ЛПЭ-спектр); $t(L)dL$ — вероятность того, что произвольно выбранный трек (или событие) связан с частицей, ЛПЭ которой лежит в интервале $L, L + dL$. $f(\epsilon_1)$ — плотность распределения энерговыделений, определенная таким образом, что $f(\epsilon_1)d\epsilon_1$ выражает вероятность того, что в случайно выбранном событии энерговыделение находится в интервале $\epsilon_1, \epsilon_1 + d\epsilon_1$. Нашей задачей, следовательно, является установление связи между функциями $t(L)$ и $f(\epsilon_1)$.

Пусть $g(l)$ есть плотность распределения числа событий по длине хорд в данном объеме, тогда вероятность того, что в случайно выбранном событии длина хорды меньше l , равна

$$G(l) = \int_0^l g(l) dl. \quad (102.2)$$

Длина хорды связана с энерговыделением через ЛПЭ:

$$l = \varepsilon_1/L. \quad (102.3)$$

Следовательно, функцию $G(l)$, определенную формулой (102.2), можно записать $G(\varepsilon_1/L)$, что означает вероятность иметь длину хорды в произвольном событии в интервале от 0 до ε_1/L . Энерговыделение равно произведению ЛПЭ на длину хорды, поэтому $G(\varepsilon_1/L)t(L)dL$ есть вероятность того, что для частиц с ЛПЭ от L до $L + dL$ энерговыделение в одном событии лежит в интервале от 0 до ε_1 . Проинтегрировав это произведение по всем значениям ЛПЭ, получим функцию $F(\varepsilon_1)$ — вероятность того, что в случайно выбранном событии энерговыделение меньше или равно ε_1 :

$$F(\varepsilon_1) = \int_0^{\infty} t(L)G(\varepsilon_1/L) dL. \quad (102.4)$$

Функции $F(\varepsilon_1)$ и $f(\varepsilon_1)$ связаны между собой соотношением

$$f(\varepsilon_1) = dF(\varepsilon_1)/d\varepsilon_1.$$

Подставив сюда формулу (102.4), получим

$$f(\varepsilon_1) = \frac{\partial}{\partial \varepsilon_1} \int_0^{\infty} t(L)G(\varepsilon_1/L) dL = \int_0^{\infty} t(L) \frac{\partial}{\partial \varepsilon_1} [G(\varepsilon_1/L)] dL. \quad (102.5)$$

Производную функции $G(\varepsilon_1/L)$ легко выразить через функцию $g(l)$, воспользовавшись соотношением (102.3):

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon_1} G\left(\frac{\varepsilon_1}{L}\right) = \frac{\partial G(l)}{L \partial l} = \frac{1}{L} g(l) = \frac{1}{L} g\left(\frac{\varepsilon_1}{L}\right). \quad (102.6)$$

Вместо (102.5) теперь можем написать:

$$f(\varepsilon_1) = \int_0^{\infty} t(L) g\left(\frac{\varepsilon_1}{L}\right) \frac{dL}{L}. \quad (102.7)$$

Обратим внимание на то, что длина хорды в заданном объеме имеет некоторую максимальную величину l_{\max} , соответствующую определенному направлению пролета частицы; все частицы, пролетающие по другим направлениям, имеют путь в данном объеме, меньший l_{\max} . Следовательно, в любом событии заданное энерговыделение ε_1 может быть обеспечено, если ЛПЭ частицы $L \geq \varepsilon_1/l_{\max}$. Другими словами, для заданного энерговыделения наименьшее значение ЛПЭ равно $L_0 = \varepsilon_1/l_{\max}$. Этим определяется нижний пре-

дел интегрирования в формуле (102.7). Все частицы, имеющие ЛПЭ меньше ε_1/l_{\max} , не дадут вклада в функцию $f(\varepsilon_1)$. Следовательно,

$$f(\varepsilon_1) = \int_{L_0 = \varepsilon_1/l_{\max}}^{\infty} t(L) g\left(\frac{\varepsilon_1}{L}\right) \frac{dL}{L}. \quad (102.8)$$

Формула (102.8) устанавливает связь между распределением $f(\varepsilon_1)$ и $t(L)$ для любой формы объема. При принятых нами предположениях вид функции $g(\varepsilon_1/L)$ зависит исключительно от геометрических факторов. В частности, для сферического объема, как показано в § 101, функция $g(l)$ определяется формулой (101.7).

Рассмотрим по-прежнему два частных случая.

1. Сферический объем радиусом r в изотропном поле треков

$$g(l) = \frac{1}{2} \frac{l}{r^2} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_1}{Lr^2}. \quad (102.9)$$

Подставив формулу (102.9) в (102.8), получим

$$f(\varepsilon_1) = \frac{\varepsilon_1}{2r^2} \int_{L_0 = \varepsilon_1/2r}^{\infty} \frac{t(L)}{L^2} dL. \quad (102.10)$$

2. Крайне неизотропное поле треков: точечный источник на поверхности сферы

$$g(l) = \frac{1}{2} \frac{1}{r}. \quad (102.11)$$

Подставив формулу (102.11) в (102.8), получим

$$f(\varepsilon_1) = \frac{1}{2r} \int_{L_0 = \varepsilon_1/2r}^{\infty} \frac{t(L)}{L} dL. \quad (102.12)$$

Формулы (102.10) и (102.12) позволяют вычислить распределение числа событий по энерговыделению ε_1 , если известен частотный ЛПЭ-спектр $t(L)$. В пропорциональном счетчике амплитуда импульса пропорциональна энерговыделению ε_1 и, следовательно, функция $f(\varepsilon_1)$ может быть найдена экспериментально.

Преобразуем формулы (102.10) и (102.11) к такому виду, чтобы по экспериментальному амплитудному спектру $f(\varepsilon_1)$ можно было найти функцию $t(L)$. Перепишем формулу (102.10) в следующем виде:

$$\frac{f(\varepsilon_1)}{\varepsilon_1} = \frac{1}{2r^2} \int_{L_0 = \varepsilon_1/2r}^{\infty} \frac{t(L)}{L^2} dL. \quad (102.13)$$

Продифференцируем по ε_1 отдельно левую и правую части формулы (102.13):

$$\frac{d}{d\varepsilon_1} \left[\frac{f(\varepsilon_1)}{\varepsilon_1} \right] = \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{df(\varepsilon_1)}{d\varepsilon_1} - \frac{f(\varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2}. \quad (102.14)$$

Обозначим $J = \int_{L_0 = \varepsilon_1/2r}^{\infty} \frac{t(L)}{L^2} dL$ и найдем производную dJ/dL_0 :

$$\frac{dJ}{dL_0} = -\frac{t(L_0)^*}{L_0^2}. \quad (102.15)$$

Так как $L_0 = \varepsilon_1/2r$, из формулы (102.15) легко получить производную интеграла J по ε_1 :

$$\frac{dJ}{d\varepsilon_1} = -2r \frac{t(L_0)}{\varepsilon_1^2}. \quad (102.16)$$

Комбинируя формулы (102.13), (102.14) и (102.16), напишем следующее уравнение:

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \frac{df(\varepsilon_1)}{d\varepsilon_1} - \frac{f(\varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2} = -\frac{1}{r} \frac{t(L_0)}{\varepsilon_1^2}.$$

Отсюда, заменяя обозначение L_0 величиной L , получаем соотношение между ЛПЭ-распределением и спектром энерговыделений:

$$t(L) = r \left[f(\varepsilon_1) - \varepsilon_1 \frac{df(\varepsilon_1)}{d\varepsilon_1} \right], \quad (102.17)$$

где $\varepsilon_1 = 2rL$. Формула (102.17) позволяет найти частотное ЛПЭ-распределение по известному спектру энерговыделения для изотропного поля треков.

Для случая крайней анизотропии (точечный источник на поверхности сферы) формула (102.17) приобретает другой вид, и в качестве исходной выступает формула (102.11). Применив к ней рассмотренную выше процедуру преобразований, получим формулу

$$t(L) = -2r\varepsilon_1 [df(\varepsilon_1)/d\varepsilon_1]. \quad (102.18)$$

Установим теперь связь между амплитудным спектром пропорционального счетчика $f(\varepsilon_1)$ и дозовым ЛПЭ-распределением $D(L)$. Для газа плотностью ρ за счет частиц, ЛПЭ которых находится в пределах от L до $L + dL$, доза равна

$$D(L) dL = \frac{L}{\rho} F t(L) dL, \quad (102.19)$$

где F — полный флюенс частиц, пересекающих чувствительный объем счетчика. Для сферического объема радиусом r флюенс связан

* Здесь мы воспользовались основной теоремой интегрального исчисления, согласно которой $\frac{d}{dx} \int_a^x f(\xi) d\xi = f(x)$; $a < x < b$.

с полным числом частиц n_0 , пролетевших через объем, простым соотношением

$$F = n_0/\pi r^2. \quad (102.20)$$

Плотность дозового ЛПЭ-распределения можно теперь представить в следующем виде:

$$D(L) = \frac{n_0}{\pi r^2 \rho} L t(L). \quad (102.21)$$

Подставив формулу (102.21) в (102.19), получим связь дозового ЛПЭ-спектра с амплитудным спектром сферического пропорционального счетчика в случае изотропного поля треков:

$$D(L) = \frac{n_0 L}{\pi r \rho} \left[f(\epsilon_1) - \epsilon_1 \frac{df(\epsilon_1)}{d\epsilon_1} \right]. \quad (102.22)$$

Помня, что $\epsilon_1 = 2rL$, и переходя от плотности газа к массе $m = (4/3) \pi r^3 \rho$, формулу (102.22) представим в следующем виде:

$$D(L) = \frac{4}{3} \frac{n_0}{m} r^2 \left[L f(\epsilon_1) - L^2 \frac{df(\epsilon_1)}{dL} \right]. \quad (102.23)$$

Аналогично для крайне неизотропного поля треков, применив формулу (102.12) вместо (102.10), получим

$$D(L) = - \frac{8}{3} \frac{n_0}{m} r^2 L^2 \frac{df(\epsilon_1)}{dL}. \quad (102.24)$$

где также $\epsilon_1 = 2rL$.

Сферический пропорциональный счетчик с тканеэквивалентными стенками, наполненный тканеэквивалентным газом, является удобным инструментом для тканевой ЛПЭ-метрии излучения сложного состава. На практике обычно реализуется случай изотропного поля треков и обработка экспериментального спектра производится в соответствии с формулой (102.23).

Если регистрируемые счетчиком частицы обладают непрерывным распределением по ЛПЭ от минимального значения L_1 до максимального L_2 , то суммарная доза, обусловленная всеми частицами, входящими в состав излучения, будет равна

$$D = \int_{L_1}^{L_2} D(L) dL.$$

Интегрируя формулу (102.23) в пределах от L_1 до L_2 , получаем

$$D = \frac{4}{3} \frac{n_0}{m} r^2 \left[L_1^2 f(2rL_1) + 3 \int_{L_1}^{L_2} f(2rL) L dL - L_2^2 f(2rL_2) \right]. \quad (102.25)$$

При интегрировании использовано следующее преобразование:

$$\frac{d}{dL} [L^2 f(\epsilon_1)] = L^2 \frac{df(\epsilon_1)}{dL} + 2L f(\epsilon_1). \quad (102.26)$$

§ 103. МЕТОД ЛИНЕЙНОЙ СУПЕРПОЗИЦИИ ПОКАЗАНИЙ НЕСКОЛЬКИХ ДЕТЕКТОРОВ

Пусть в поле смешанного излучения одновременно регистрируются показания k детекторов. Показание i -го детектора s_i в общем случае зависит от дозы излучения, его состава и энергии. Выразим эквивалентную дозу излучения D_0 через показания детекторов следующим образом:

$$D_0 = a \sum_{i=1}^k f_i s_i(E), \quad (103.1)$$

где a — коэффициент пропорциональности, учитывающий размерность единиц, а f_i — коэффициент, на который надо умножить показания i -го детектора, чтобы выполнялось соотношение (103.1) для заданного диапазона энергии излучения. Этот коэффициент определяет вклад показания i -го детектора в общую сумму показаний.

Если имеется заданный набор детекторов, то задача сводится к выбору подходящих значений коэффициентов f_i . Легко понять, что умножение показаний детектора на постоянные коэффициенты равносильно изменению чувствительности детектора в f_i раз. При изменении чувствительности i -го детектора в f_i раз его показания станут $s'_i(E) = f_i s_i(E)$, и эквивалентная доза определится простым суммированием показаний всех детекторов:

$$D_0 = a \sum_{i=1}^k s'_i(E). \quad (103.2)$$

Приведем несколько примеров использования этого метода бэрметрии.

Пропорциональный счетчик со слоистым радиатором. Для дозиметрии направленного потока быстрых нейтронов можно использовать пропорциональный счетчик со слоистым радиатором. Подобный счетчик описан Херстом, Ритчи и Вильсоном. Принципиальная схема счетчика показана на рис. 89. Счетчик наполнен этиленом. В торец счетчика приделан радиатор, состоящий из полиэтилена 3, алюминия 2 и полиэтилена 1. Ионизация в газовом объеме обусловлена протонами, образованными в газе q_r , протонами, выбитыми из первой полиэтиленовой пластинки q_1 , и протонами, выбитыми из второй полиэтиленовой пластинки q_2 . На рис. 90 показана типичная зависимость ионизации q_r, q_1, q_2 , отнесенной к одному падающему нейтрону, от энергии нейтронов.

Величины q_r, q_1 и q_2 можно рассматривать как показания трех различных детекторов. Измеряемой величиной является ионизация в чувствительном объеме счетчика q , равная сумме трех составляющих:

$$q = q_1 + q_2 + q_r. \quad (103.3)$$

Рассмотрим вклад каждой составляющей. Ионизация q_r , приходящаяся на один падающий нейтрон, пропорциональна сечению упругого рассеяния нейтронов в газе σ_r , удельной ионизации протонов отдачи χ и среднему пути протонов в газовом объеме счетчика R :

$$q_r \sim \sigma_r \chi R.$$

С ростом энергии нейтронов значения σ_r и χ уменьшаются, а R увеличивается до тех пор, пока пробег протонов не станет превосходить линейные размеры объема счетчика, а затем остается постоянным. По этой причине q_r быстро возрастает с увеличением энергии нейтронов E_0 (вследствие увеличения R), а затем медленно уменьшается (из-за уменьшения σ_r и χ).

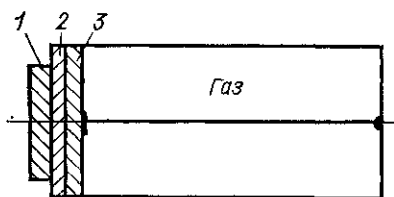
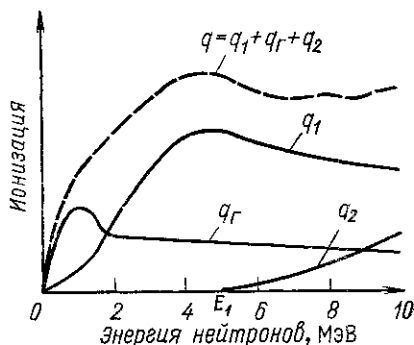


Рис. 89. Принципиальная схема счетчика со слоистым радиатором

Рис. 90. Зависимость ионизации q_r , q_1 , q_2 от энергии нейтронов для счетчика со слоистым радиатором



Ионизация $q_1 \sim \sigma h_{эф} \chi R$, где $h_{эф}$ — эффективная толщина пластинки, пропорциональная пробегу протонов в полиэтилене. Значение $h_{эф}$ возрастает с увеличением энергии нейтронов до тех пор, пока пробег протонов в полиэтилене не станет равным толщине первой пластинки. Аналогичное соотношение характерно для ионизации, обусловленной протонами, выбитыми из второй полиэтиленовой пластинки: $q_2 \sim \sigma h_{эф} \chi R$. В этом случае при низких энергиях нейтронов $R = 0$ и $q_2 = 0$, так как протоны задерживаются алюминием и первой пластинкой. Начиная с некоторой энергии нейтронов E_1 протоны из второй полиэтиленовой пластинки вносят свой вклад в ионизацию. Алюминиевая пластинка не участвует в ионизации вследствие того, что тяжелые ядра отдачи задерживаются стенкой счетчика.

Изменяя толщину различных слоев радиатора, мы как бы меняем чувствительность каждого из трех детекторов. Это позволяет создать такие условия, при которых общая измеряемая ионизация, равная сумме показаний трех детекторов, имела бы приблизительно такую же зависимость от энергии нейтронов, как и эквивалентная доза или тканевая доза нейтронов. Сумма амплитуд импульсов при этом пропорциональна соответствующей дозе. При наличии γ -излучения можно производить амплитудную дискриминацию импуль-

сов. В этом случае необходимо иметь в виду подпороговые потери энергии (см. § 67).

Детектор тепловых нейтронов с многосферным замедлителем. Упомянутый в § 67 многосферный дозиметр является типичным примером применения рассматриваемого метода бэрметрии. Сущность метода заключается в том, что фиксируются показания одного и того же детектора тепловых нейтронов при разных диаметрах замедляющей сферы. Результат каждого такого измерения s_i можно рассматривать как показания различных детекторов, число которых k равно числу замедляющих сфер. Чувствительность каждого детектора определяется радиусом сферы. Задача, следовательно, сводится к выбору таких размеров сфер, чтобы при минимальном числе измерений (минимальное число различных сфер) можно было подобрать такие коэффициенты f_i , при которых наилучшим образом выполнялось бы соотношение (103.1). Имеются указания, что построенные на этом принципе дозиметры дают удовлетворительные результаты при измерении биологической дозы нейтронов в диапазоне энергий от тепловых до 50 МэВ. При этом удается обойтись тремя диаметрами сфер.

Этому же принципу следуют многодетекторные дозиметры с одним замедлителем. В этом случае обычно один детектор тепловых нейтронов помещают в центре сферы, а остальные — на различных расстояниях от центра. Показания каждого детектора умножают на его коэффициент f_i и затем складывают. Трех детекторов достаточно для получения удовлетворительной характеристики дозиметров.

Применение делящихся веществ. При использовании нескольких делящихся нуклидов с различным эффективным сечением деления удается воспроизвести зависимость (103.1), варьируя количество нуклидов. В данном случае измеряется число актов деления по числу регистрируемых осколков. Число детекторов равно числу делящихся нуклидов. Независимо от способа регистрации показания i -го детектора пропорциональны эффективному сечению деления i -го изотопа $\sigma_{fi}(E)$ нейтронами энергией E . Вклад показаний отдельных детекторов можно изменять, варьируя весом каждого нуклида m_i . Применительно к рассматриваемому случаю формулу (103.1) можно переписать в виде

$$D_a = b \sum_{i=1}^k m_i \sigma_{fi}(E). \quad (103.4)$$

Если выполнено соотношение (103.4) и все делящиеся вещества используются одновременно, то задача сводится к регистрации общего числа осколков деления.

Известные делящиеся изотопы позволяют составить такой набор, который удовлетворял бы соотношению (103.4) с достаточной для практики точностью в широком энергетическом интервале нейтронов. Чувствительность построенных на этом принципе дозимет-

Характеристика делящихся нуклидов

Нуклид	α -Активность		Спонтанное деление	
	Период полураспада, лет	Число α -частиц, (мг·с) ⁻¹	Период полураспада, лет	Число делений, (г ч) ⁻¹
Th ²³²	1,39·10 ¹⁰	4,15	1,4·10 ¹⁸	0,15
U ²³³	1,6·10 ⁵	3,48·10 ⁵	3·10 ¹⁷	0,7
U ²³⁴	8·10 ⁵	2,24·10 ⁵	1,6·10 ¹⁷	12,7
U ²³⁵	7,1·10 ⁸	80,2	1,8·10 ¹⁷	1,08
U ²³⁶	2,4·10 ⁷	2,3·10 ³	2·10 ¹⁶	10
U ²³⁸	4,5·10 ⁹	12,4	8·10 ¹⁵	24,8
Pu ²³⁹	2,44·10 ⁴	2,31·10 ¹⁵	5,5·10 ¹⁵	36
Np ²³⁷	2,2·10 ⁶	2,55·10 ⁴	>10 ¹⁸	5

ров зависит как от количества делящегося вещества, так и от способа регистрации осколков деления. При заданном способе регистрации нижний предел измерения ограничивается фоном, обусловленным спонтанным делением, и α -излучением делящихся нуклидов. Характеристика делящихся веществ в этом отношении представлена в табл. 15.

Оценки показывают, что можно создать дозиметр, измеряющий эквивалентную дозу нейтронов со статистической погрешностью, не превышающей 15% при измерении недельной предельно допустимой дозы.

Ядерная фотоэмульсия, окруженная многослойным радиатором. Она находит применение в дозиметрии нейтронов. Многослойный радиатор представляет собой пакет, состоящий из слоев водородсодержащего вещества, разделенных слоями поглотителя протонов, не содержащего водород. Дозиметр напоминает собой слоистый пирог, в котором начинкой служит фотопленка. Протоны возникают в результате взаимодействия нейтронов с водородсодержащими слоями радиатора. По имени ученого, впервые подробно описавшего подобный дозиметр, такой метод дозиметрии часто называют методом Чека.

По принципу действия подобный дозиметр не отличается от пропорционального счетчика со слоистым радиатором. Измерению подлежит число следов в ядерной эмульсии, оставленных протонами, пришедшими из различных слоев радиатора. Такой многослойный дозиметр аналогичен набору однослойных детекторов с различной чувствительностью.

При заданном составе вещества чувствительность определяется толщиной водородсодержащего слоя и слоя поглотителя протонов. Показания каждого детектора $s_i'(E)$ выражаются своим числом следов в эмульсии и определяются его чувствительностью. Подбирая соответствующую толщину слоев радиатора и порядок их располо-

жения относительно слоя эмульсии, можно обеспечить выполнение соотношения (103.2) в некотором диапазоне энергии нейтронов. В этом случае суммарное число треков, образованных в эмульсии протонами, пришедшими из различных слоев радиатора, оказывается пропорциональным дозовому эквиваленту нейтронов.

Практический вариант подобного дозиметра быстрых нейтронов, разработанного в Советском Союзе, описан Л. З. Золиным, В. М. Лебедевым и М. И. Салацкой. Использовалась отечественная пленка типа К с ядерной эмульсией; толщина чувствительного слоя эмульсии 20 мкм. Регистрируются протоны с энергиями 0,3—150 МэВ. Число треков подсчитывают с помощью микроскопа. Радиатор состоит из шести чередующихся слоев алюминия и водородсодержащей пластмассы, расположенных с каждой стороны двусторонней фотопленки.

Указанный дозиметр предназначен для определения поглощенной дозы в биологической ткани в целях оценки степени радиационной опасности в соответствии с установленными предельно допустимыми уровнями нейтронов. Толщина и расположение слоев радиатора подобраны так, что число треков в эмульсии пропорционально дозе в биологической ткани (выраженной в радах) в пределах $\pm 15\%$ при облучении изотропным потоком нейтронов в диапазоне энергий 0,5—15 МэВ.

В составе ядерной эмульсии имеется азот; это приводит к реакции на тепловых нейтронах $N^{14}(n, p)C^{14}$, в результате которой возникают протоны с энергией около 0,6 МэВ. Благодаря этому дозиметр оказывается чувствительным к тепловым нейтронам. Расчетные оценки показывают, что образующиеся в реакции на тепловых нейтронах протоны создают на 1 см² эмульсии $5,1 \cdot 10^3$ следов при одной предельно допустимой месячной дозе тепловых нейтронов; для быстрых нейтронов это число составляет $4,1 \cdot 10^3$. Значения достаточно близкие, и дозиметр с определенной погрешностью можно использовать для измерения суммарной дозы быстрых и тепловых нейтронов.

§ 104. СТРУКТУРА ИОНИЗАЦИИ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Распределение ионов в облученной среде в значительной степени определяется структурой треков ионизирующих частиц. В свою очередь, структура треков зависит как от типа частицы, так и от свойств облучаемого вещества.

При прохождении ионизирующей частицы через вещество на ее пути образуются положительные ионы в результате отрыва электронов от атомов или молекул облучаемого вещества. Эти электроны захватываются на некотором расстоянии от места своего образования нейтральными атомами или молекулами, и таким образом возникают отрицательные ионы. Как далеко успеют электроны уйти от своей материнской молекулы до образования отрицательных

ионов, зависит прежде всего от свойств вещества: его плотности и сродства его молекул к электронам.

Расстояние же между двумя соседними положительными ионами зависит главным образом от ионизирующей способности частицы и плотности вещества: чем выше плотность и тяжелее частица, тем меньше расстояние между положительными ионами, и наоборот. Это расстояние будет расти, если уменьшаются плотность вещества и ионизирующая способность частицы.

Обозначим R_+ среднее расстояние между двумя соседними положительными ионами в момент их образования (оно равно среднему расстоянию между двумя актами ионизации), а R_- — среднее расстояние между положительным и отрицательным ионами, образованными из одной и той же материнской молекулы. Соотношение между R_+ и R_- существенно влияет на характер последующей рекомбинации между положительным и отрицательным ионами.

Если $R_- < R_+$, т. е. если электрон не успеет далеко уйти от материнской молекулы и образует отрицательный ион вблизи «родственного» положительного иона, то тогда родственные положительные и отрицательные ионы будут рекомбинировать между собой предпочтительнее, чем с другими соседними ионами, которые находятся дальше. Такая рекомбинация называется предпочтительной.

Ионизация по облучаемому объему может быть равномерной и неравномерной. Степень равномерности определяется характером пространственного распределения актов ионизации или первоначально образованных положительных ионов. До сих пор мы говорили о среднем расстоянии R_+ между двумя соседними положительными ионами в момент их образования в пределах одного трека. Однако при интенсивном облучении образуется много треков и положительные ионы соседних треков могут образовываться достаточно близко друг к другу. Если расстояние между двумя соседними положительными ионами в момент их образования, независимо от принадлежности этих ионов к тому или иному треку, меняется мало по облучаемому объему, то ионизация будет равномерной. Критерием равномерности может служить соотношение между введенным выше расстоянием R_+ и средним расстоянием между двумя соседними треками частиц $R_{тр}$. Если $R_+ \approx R_{тр}$, то ионизация равномерная, если $R_{тр} \gg R_+$, то ионизация неравномерная.

Заметим, что число треков в облучаемом объеме, а следовательно, и среднее расстояние между ними определяются плотностью потока частиц и не зависят от свойств вещества или вида ионизирующих частиц. При фиксированном значении плотности потока ионизирующих частиц $R_{тр}$ — также фиксированная величина, и степень равномерности ионизации полностью определяется величиной R_+ . Теперь легко понять, что *при прочих равных условиях ионизация будет тем равномернее, чем меньше плотность облучаемой среды и более легкие ионизирующие частицы. Наоборот, для конденсированных сред и тяжелых частиц труднее обеспечить равномерность ионизации.*

Говоря о равномерности или неравномерности ионизации, мы не учитывали распределения отрицательных ионов. Так как каждому положительному иону соответствует отрицательный ион, возникающий от положительного в среднем на расстоянии R_- , характер распределения положительных ионов однозначно определяет распределение отрицательных ионов; все рассуждения, касающиеся предпочтительной рекомбинации, при этом остаются в силе, независимо от того равномерная или неравномерная ионизация.

Скорость возникновения ионных пар, определяемая мощностью дозы излучения, и скорость их исчезновения в результате рекомбинации определяют в конечном итоге равновесную концентрацию ионов, которая устанавливается в облучаемом объеме через достаточно большой промежуток времени после начала облучения.

Число ионов, исчезающих в единицу времени вследствие рекомбинации, существенным образом зависит от пространственного распределения ионов. Так, если ионизация равномерная и $R_- \geq R_+$, то наблюдается обычная объемная рекомбинация. Происходящие при этом процессы подробно рассмотрены в гл. 4. Объемная рекомбинация характерна для газов при не слишком высоких давлениях.

В конденсированных средах обычно имеет место неравномерная ионизация. Крайний случай неравномерной ионизации — ионизация в колонках тяжелыми частицами. Ионы сосредоточены в колонках вдоль трека частицы. Сразу после своего образования колонка начинает расширяться вследствие диффузии, одновременно идет процесс рекомбинации ионов. В результате этих двух процессов концентрация ионов в пределах одной колонки уменьшается. Соответствующая этому случаю рекомбинация количественно рассмотрена Яффе.

Для легких ионизирующих частиц в плотных средах характерно образование ионов, сгруппированных в гроздь; Ли количественно рассмотрел процессы рекомбинации в этом случае, предполагая, что ионы группируются в микрообъемах сферической формы. Как и в случае ионизации в колонках, специфический объем увеличивается вследствие диффузии ионов и в его пределах число ионов уменьшается в результате рекомбинации.

Отличительной особенностью неравномерной ионизации является группировка ионов в специфических небольших объемах, которые находятся в пределах облучаемого объема. Назовем их ячейками. Независимо от формы ячеек общую картину явлений, происходящих при неравномерной ионизации электронами, можно представить следующим образом. Сразу после начала облучения основное число ионов оказывается сосредоточенным в ячейках; ячейки, в свою очередь, могут группироваться вдоль треков первичных электронов. В результате диффузии ячейки увеличиваются в объеме, а концентрация содержащихся в них ионов уменьшается. В конце концов ячейки сливаются между собой, а остаточное число ионов равномерно распределяется по облучаемому объему, создавая

равномерный фон. На этом фоне образуются новые ячейки, которые дают новый приток ионов в равномерный фон. Через достаточно большой промежуток времени установится динамическое равновесие, при котором концентрация ионов фона и концентрация ионов, сосредоточенных в ячейках, определяются равновесными значениями. Если к такой системе приложить электрическое поле, то возникнет ионизационный ток i , который можно представить в виде суммы двух составляющих:

$$i = i_{\text{я}} + i_{\text{ф}},$$

где $i_{\text{я}}$ — составляющая тока, обусловленная ионами, сосредоточенными в ячейках; $i_{\text{ф}}$ — составляющая тока, обусловленная ионами равномерного фона.

Очевидно, что вольт-амперная характеристика такой ионизационной камеры будет зависеть от соотношения токов $i_{\text{я}}$ и $i_{\text{ф}}$. В предельном случае, когда $i_{\text{ф}} \gg i_{\text{я}}$ (равномерная ионизация), вольт-амперная характеристика определяется общими уравнениями ионизационной камеры, рассмотренными в гл. 4. В другом предельном случае, когда концентрация равномерного фона мала, а неравномерность ионизации велика ($i_{\text{ф}} \ll i_{\text{я}}$), закономерность ионизационного тока можно описать теорией Яффе.

§ 105. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ НЕРАВНОМЕРНОЙ ИОНИЗАЦИИ

Теория Яффе первоначально была разработана для колонной ионизации в условиях отсутствия межколонной рекомбинации. Были сделаны следующие предположения:

- 1) первоначально ионы образуются в пределах цилиндрического объема с осью симметрии вдоль трека ионизирующей частицы;
- 2) в момент образования концентрация ионов в плоскости сечения цилиндрической колонки имеет гауссово распределение с максимумом на оси симметрии;
- 3) сразу после образования диаметр колонки увеличивается в результате диффузии ионов в направлении, перпендикулярном к оси симметрии. Диффузия вдоль оси и увеличение длины колонки во внимание не принимаются.

При этих предположениях теория позволяет определить характер изменения концентрации ионов в пределах колонки с течением времени, а при наличии электрического поля оценить ту часть ионов, которая, избежав рекомбинации, достигнет электродов.

Впоследствии теория Яффе была модифицирована Ли применительно к сферическим ячейкам.

Конечные формулы в обоих случаях содержат ряд параметров, которые либо неизвестны, либо известны очень приближенно. Это не позволяет использовать теорию для точных количественных расчетов. Однако теория дает верное описание закономерностей иони-

зационных камер и приводит к полезным экстраполяционным соотношениям.

Основные выводы теории следующие.

1. При отсутствии электрического поля число ионов в специфическом объеме (колонке или ячейке) изменяется по закону

$$N_t = \frac{N_0}{1 + b_1 N_0 \ln(1 + b_2 t)}, \quad (105.1)$$

где N_t — число ионов в колонке через время t после ее образования; N_0 — число ионов в колонке в момент ее образования; b_1 и b_2 — коэффициенты, включающие в себя коэффициенты диффузии, рекомбинации, а также учитывающие форму и размеры специфического объема. Эти коэффициенты зависят от свойств облучаемого вещества и вида ионизирующих частиц. Их нельзя точно вычислить заранее, поэтому точно предсказать число ионов N_t не представляется возможным, даже если известно N_0 . Однако характер изменения числа ионов N_t с течением времени формула выражает правильно.

Формула (105.1) получена путем строгого решения уравнения диффузии с учетом рекомбинации ионов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} \right) - \alpha n^2,$$

где n — концентрация ионов на расстоянии r от оси симметрии в момент времени t ; α — коэффициент рекомбинации ионов; D — коэффициент диффузии ионов. Здесь предполагается, что $D_+ = D_- = D$ и в пределах колонки происходит обычная объемная рекомбинация. Полное число ионов в колонке, очевидно,

$$N_t = \int_V n dV, \quad (105.2)$$

где интегрирование ведется по всему объему колонки V , который, в свою очередь, меняется с течением времени в результате диффузии.

Формулу (105.1) можно также получить из других соображений, не решая строгого уравнения диффузии, если предположить, что специфический объем изменяется со временем по следующему закону:

$$V = V_0 + cDt, \quad (105.3)$$

где V_0 — начальный объем ячейки; c — постоянный коэффициент.

Предполагая равномерное распределение ионов в пределах объема V , напишем уравнение для уменьшения общего числа ионов N в результате рекомбинации:

$$dN/dt = -\alpha N^2/V. \quad (105.4)$$

Подставляя сюда значение V из формулы (105.3) и решая уравнение, сразу получаем формулу (105.1).

Заметим, что первоначальное число ионов в специфическом объеме пропорционально ЛПЭ, т. е. $N_0 \sim L$. Это позволяет записать формулу (105.1) в таком виде:

$$N_t/N_0 = 1/[1 + aL\ln(1 + \beta t)], \quad (105.5)$$

где N_t/N_0 определяет относительное изменение числа ионов с течением времени; a — новый постоянный коэффициент.

2. При наличии электрического поля эффективность собирания ионов определяется формулой

$$f = i/i_0 = 1/[1 + aLF(\mathcal{E})], \quad (105.6)$$

где i — ионизационный ток при напряженности электрического поля \mathcal{E} ; i_0 — ток насыщения; $F(\mathcal{E})$ — сложная функция силы поля.

Формулу (105.6) можно переписать в виде

$$1/i = 1/i_0 + aLF(\mathcal{E})/i_0, \quad (105.7)$$

где $F(\mathcal{E})$ зависит не только от напряженности поля, но и от плотности среды. Эта функция табулирована для газов.

При увеличении напряженности поля $F(\mathcal{E})$ уменьшается, стремясь к нулю. Для больших значений \mathcal{E} $F(\mathcal{E}) \approx b/\mathcal{E}$, причем это соотношение тем точнее, чем больше \mathcal{E} . Последнее обстоятельство дает простой способ определения тока насыщения в ионизационной камере при неравномерной ионизации. Для этого по экспериментальным данным нужно построить график зависимости величины $1/i$ от обратной величины напряженности поля $1/\mathcal{E}$ (рис. 91) до максимально возможных значений \mathcal{E}_{\max} . Так как при большой напряженности поля $F(\mathcal{E}) \sim 1/\mathcal{E}$, уравнение (105.7) принимает вид

$$1/i = 1/i_0 + c/\mathcal{E}, \quad (105.8)$$

где c — постоянный коэффициент, включающий в себя i_0 .

При больших значениях напряженности поля \mathcal{E} график функции $1/i = \varphi(1/\mathcal{E})$ выражается прямой линией, пересекающей ось ординат в точке $1/i_0$. Следовательно, для определения тока насыщения надо экстраполировать кривую по прямой до пересечения с осью ординат.

Экстраполяционный метод нашел широкое применение для определения тока насыщения в тех условиях, когда непосредственно измерить его не удастся.

3. При прочих равных условиях эффективность собирания ионов при неравномерной ионизации ниже, чем при равномерной. Это означает, что для собирания на электродах ионизационной камеры определенной доли образованных ионов в случае неравномерной ионизации необходимы большие электрические поля, чем при равномерной ионизации. При этом необходимая напряженность поля растет с увеличением степени неравномерности. Мы уже установили, что неравномерность ионизации тем больше, чем выше плотность

среды и больше ЛПЭ ионизирующих частиц. Это затрудняет обеспечение режима насыщения в газовых ионизационных камерах при повышенном давлении и облучаемых тяжелыми частицами. Ток насыщения в этих случаях определяют методом экстраполяции. При замене газа жидкостью неравномерность ионизации оказывается очень сильной и практически измерить ток насыщения не представляется возможным: необходимы столь большие электрические поля, что пробой наступает раньше, чем обеспечивается режим насыщения. Эта одна из особенностей жидкостных ионизационных камер (см. § 31).

4. При крайне неравномерной ионизации можно пренебречь рекомбинацией между ионами, принадлежащими различным ячейкам. Именно в этом предположении получены предыдущие формулы. При этих условиях эффективность собирания ионов определяется только процессами, происходящими внутри специфических объемов, и не зависит от числа ячеек. Число ячеек, в свою очередь, однозначно определяется плотностью потока ионизирующих частиц. Следовательно, до тех пор, пока

соблюдаются условия неравномерной ионизации, эффективность собирания ионов не зависит от плотности потока излучения, а ионизационный ток при заданном значении поля \mathcal{E} пропорционален плотности потока.

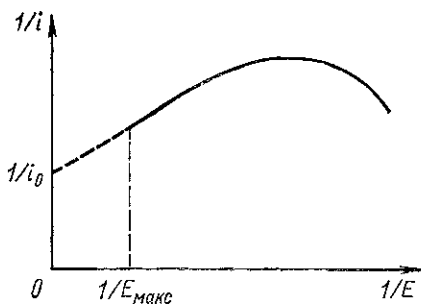


Рис. 91. Экстраполяционный метод определения тока насыщения

5. Рассмотрим теперь случай, когда распределение ионов занимает промежуточное положение между равномерным и крайне неравномерным. При этих условиях ионизационный ток, как уже отмечалось, состоит из двух составляющих i_{π} и i_{ϕ} . При увеличении напряженности поля ионы равномерного фона более легко вытягиваются на электроды, чем ионы, сосредоточенные в ячейках. Это приводит к тому, что при заданных условиях облучения концентрация ионов равномерного фона уменьшается с увеличением поля \mathcal{E} , а отношение i_{π}/i_{ϕ} увеличивается. Другими словами, электрическое поле увеличивает неравномерность ионизации. Это может привести к тому, что в определенных условиях при малых значениях \mathcal{E} ионизацию можно считать равномерной, а при больших значениях \mathcal{E} — неравномерной. В этом случае разные участки вольт-амперной характеристики будут описываться различными уравнениями.

В заключение подчеркнем то обстоятельство, что *эффективность собирания ионов при неравномерной ионизации зависит от ЛПЭ: чем выше L, тем меньше эффективность собирания ионов. Эта закономерность используется в рекомбинационном методе определения коэффициента качества излучения.*

§ 106. РЕКОМБИНАЦИОННЫЙ МЕТОД

Зависимость от ЛПЭ заряженных частиц эффективности собирания ионов f в камере при неравномерной ионизации позволяет в принципе находить величину L . Перепишем формулу (105.6) в таком виде:

$$f = 1/[1 + m(\mathcal{E})L_0], \quad (106.1)$$

где $m(\mathcal{E})$ — функция, зависящая от напряженности поля и включающая в себя все постоянные параметры; L_0 — относительное значение ЛПЭ для данного вида частиц.

Если имеется спектр частиц, обладающих различными ЛПЭ, то эффективность собирания является средней величиной:

$$f = \frac{\int_{L_1}^{L_2} h(L) q(L) dL}{\int_{L_1}^{L_2} q(L) dL}, \quad (106.2)$$

где $q(L)$ — ЛПЭ-распределение зарядов в камере, созданных ионизирующими частицами. Если средняя энергия ионообразования постоянна, то $q(L)$ пропорционально распределению дозы по ЛПЭ.

Значение ЛПЭ определяет коэффициент качества, поэтому эффективность собирания ионов содержит в себе информацию и о коэффициенте качества.

Метод использования ионизационных камер, работающих в насыщенном режиме при неравномерной ионизации, для определения коэффициента качества называется рекомбинационным методом. Рекомбинационный метод на практике используют для определения рекомендованных значений коэффициента качества при оценке радиационной опасности в полях смешанного излучения.

Рассмотрим принцип метода.

Рекомендованные значения коэффициента качества с некоторым приближением можно аппроксимировать формулой

$$\kappa_0 = (1 + a)L_0/(1 + aL_0), \quad (106.3)$$

где κ_0 — рекомендованное значение коэффициента качества для заданного значения L_0 ; L_0 — относительное значение ЛПЭ, равное 1 при ЛПЭ = 3,5 кэВ/мкм H_2O (это соответствует образованию 100 пар ионов на микрометр пути частицы в воде). При таком определении ЛПЭ постоянная $a = 0,038$.

В случае смешанного излучения, ионизирующие частицы которого обладают некоторым спектральным распределением по ЛПЭ, поглощенная доза

$$D = \int_L \delta(L) dL,$$

где $\delta(L)$ — распределение дозы по ЛПЭ.

Для эквивалентной дозы D_0 получим

$$D_0 = \int_L \delta(L) \kappa(L) dL, \quad (106.4)$$

где $\kappa(L)$ — рекомендованные значения коэффициента качества для данных значений L .

Для смешанного излучения коэффициент качества

$$\kappa = \frac{D_0}{D} = \frac{\int \delta(L) \kappa(L) dL}{\int \delta(L) dL}. \quad (106.5)$$

Величина κ_0 подлежит определению по измеренному значению эффективности собирания ионов f .

Ионизационная камера усредняет ЛПЭ различных частиц, и найденная по формуле (106.1) величина ЛПЭ будет некоторым средним значением \bar{L} . При изменении состава излучения меняется \bar{L} и соответственно меняется эффективность собирания ионов f . Следовательно, экспериментально измеряемая величина эффективности собирания есть функция среднего значения ЛПЭ:

$$f_{\text{эксп}} = f(\bar{L}). \quad (106.6)$$

Если по найденному значению \bar{L} определять коэффициент качества, то тем самым найдем некоторую усредненную величину

$$\bar{\kappa} = \kappa(\bar{L}). \quad (106.7)$$

Нашей задачей является определение рекомендованных значений κ_0 , поэтому необходимо, чтобы для любого распределения выполнялось тождество

$$\bar{\kappa} \equiv \kappa_0. \quad (106.8)$$

Можно доказать, что тождество (106.8) выполняется при условии, если функции $f(L)$ и $\kappa(L)$ связаны между собой линейно:

$$f(L) = A + B\kappa(L). \quad (106.9)$$

Подставив в формулу (106.9) рекомендованное значение κ_0 из формулы (106.3), получим

$$f(L_0) = A + B \frac{(1+a)L_0}{1+aL_0} = \frac{A+CL_0}{1+aL_0}, \quad (106.10)$$

где A и C — произвольные постоянные коэффициенты.

Чтобы соблюдалось тождество (106.8), необходимо выполнение равенства (106.10).

Сравнив формулы (106.1) и (106.10), можем написать

$$1/[1 + m(E)L_0] = (A + CL_0)/(1 + aL_0). \quad (106.11)$$

Равенство (106.11) превращается в тождество, если положить $A = 1$, $C = 0$ и $m(E) = a$. Эти условия обеспечивают линейный ре-

жим рекомбинации. Очевидно, линейный режим может быть обеспечен подходящим выбором напряженности поля \mathcal{E} , чтобы $m(\mathcal{E}) = a$. Теперь

$$f = 1/(1 + aL_0),$$

отсюда

$$L_0 = (1 - f)/af.$$

Подставив значение L_0 в формулу (106.3), получим искомую величину κ_0 :

$$\kappa_0 = [(1 + a)/a](1 - f). \quad (106.12)$$

Рассмотренный принцип метода был разработан М. И. Зельчинским и положен в основу конструирования так называемых рекомбинационных камер, в которых специально создаются условия неравномерной ионизации.

Следует иметь в виду определенные ограничения метода. Его практическая применимость основана на том, что линейная связь между эффективностью собирания ионов и рекомендованным значением коэффициента качества может быть обеспечена путем подбора соответствующей напряженности поля. Однако это возможно лишь при некоторых определенных функциональных зависимостях коэффициента качества от ЛПЭ, в частности при той, которая дается формулой (106.3).

По мере развития наших знаний по биологическому действию излучений могут измениться как рекомендованные значения κ , так и предполагаемые зависимости κ от ЛПЭ. Это может привести к затруднениям в использовании рекомбинационного метода.

§ 107. ПРИМЕНЕНИЕ ЖИДКОСТНЫХ КАМЕР

В гл. 13 дано представление о работе жидкостных ионизационных камер и указаны их особенности.

Основные закономерности ионизационных камер, наполненных жидким диэлектриком, можно объяснить на основе представлений о структуре ионизации в конденсированных средах. Как указывалось, для конденсированных сред характерна неравномерность ионизации, приводящая к тому, что в равновесном состоянии часть ионов равномерно распределена по облучаемому объему и создает равномерный фон ионизации, а часть сосредоточена в ячейках.

Новые ячейки возникают на фоне равномерно распределенных ионов. В каждой такой ячейке концентрация ионов уменьшается со временем в результате диффузии и рекомбинации ионов. Это позволяет рассматривать ячейку в качестве самостоятельного специфического объема до тех пор, пока концентрация в пределах ячейки не станет равной концентрации ионов фона.

Таким образом, при динамическом равновесии уменьшение фоновой концентрации ионов в каждый данный момент времени компенсируется добавлением новых ионов из переставших самостоя-

тельно существовать ячеек. Одновременно уменьшение числа самостоятельных ячеек в пределах облучаемого объема компенсируется новыми актами ионизации. Такая картина позволяет рассматривать некоторую среднюю установившуюся концентрацию ячеек, а следовательно, и среднюю концентрацию ионов, сосредоточенных в ячейках.

Обозначим y_0 концентрацию ионов равномерного фона, а x_0 — среднюю концентрацию ионов, сосредоточенных в ячейках при равновесном состоянии. При отсутствии электрического поля для концентрации ионов фона y в момент времени t после начала облучения можем написать следующее уравнение:

$$dy/dt = q - \alpha y^2, \quad (107.1)$$

где q — число пар ионов, добавляемых к фону в единицу времени в единице облучаемого объема вследствие «разрушения» ячеек. Эта величина отличается от величины q , введенной в гл. 4, тем, что там она означает скорость ионообразования непосредственно в результате актов ионизации, а здесь — скорость добавления новых ионов, которые первоначально (в результате актов ионизации) были сосредоточены в ячейках и не принадлежали равномерному фону; α — коэффициент рекомбинации ионов.

Для равновесного состояния

$$y_0 = \sqrt{q/\alpha}, \quad (107.2)$$

где y_0 — равновесная концентрация ионов фона.

Пусть ν — число ячеек, образующихся в единицу времени в единице облучаемого объема. Очевидно, ν пропорционально числу первичных актов ионизации, происходящих в единицу времени.

При равновесном состоянии скорость возникновения ячеек должна равняться скорости их исчезновения. Напомним, что исчезновение ячейки заключается в том, что в какой-то момент времени τ содержащиеся в ней ионы начинают принадлежать равномерному фону (т. е. τ — время жизни ячейки). По нашим предположениям, это происходит тогда, когда концентрация ионов в ячейке становится равной y_0 .

Пусть N_τ — число ионов в ячейке в момент ее исчезновения как самостоятельного объема. Тогда

$$q = N_\tau \nu. \quad (107.3)$$

Из формул (107.2) и (107.3) получим

$$y_0 = \sqrt{N_\tau \nu / \alpha}.$$

Введем обозначения: V_0 и V_τ — объем ячейки соответственно в момент образования и в момент исчезновения; N_0 — число ионов в ячейке в момент ее образования; N — среднее число ионов в ячейке за время ее жизни (усреднение по времени); x_0 — усредненная по

облучаемому объему равновесная концентрация ионов, сосредоточенных в ячейках. Тогда

$$N_{\tau} = N_0 f(\tau); \quad (107.4)$$

$$V_{\tau} = V_0 \varphi(\tau); \quad (107.5)$$

$$N = \frac{N_0}{\tau} \int_0^{\tau} f(t) dt, \quad (107.6)$$

где $f(\tau)$ и $\varphi(\tau)$ — некоторые функции времени.

Теперь для равновесной концентрации ионов, сосредоточенных в ячейках, можно написать

$$x_0 = Nv\tau = N_0v \int_0^{\tau} f(t) dt. \quad (107.7)$$

Чтобы вычислить x_0 и y_0 , необходимо знать функции изменения со временем числа ионов в ячейке $f(t)$ и ее объема $\varphi(t)$. Эти функции могут быть заданы, исходя из механизма образования ячеек на основе теории неравномерной ионизации.

Время жизни ячейки τ можно определить, исходя из условия, что в момент исчезновения ячейки концентрация ионов в ней равна концентрации фона y_0 , т. е.

$$y_0 = \sqrt{N_{\tau} v / \alpha} = N_{\tau} / V_{\tau}, \quad (107.8)$$

откуда

$$N_{\tau} = (v/\alpha) V_{\tau}^2. \quad (107.9)$$

Подставляя значения N_{τ} и V_{τ} из (107.4) и (107.6) в формулу (107.9), получаем следующее уравнение для τ :

$$N_0 f(\tau) = (v/\alpha) V_0^2 \varphi^2(\tau). \quad (107.10)$$

Проведенные до сих пор рассуждения относятся к случаю, когда внешнее электрическое поле отсутствует. При наличии электрического поля напряженностью E вместо уравнения (107.1) необходимо написать

$$dy/dt = q_E - \alpha y^2 - \operatorname{div}(\beta y \vec{\mathcal{E}}), \quad (107.11)$$

где $q_E = N_{\tau}(\mathcal{E})v$, а $N_{\tau}(\mathcal{E})$ — число ионов в ячейке в момент ее исчезновения; оно зависит от напряженности поля; β — коэффициент, учитывающий подвижность ионов.

При наличии электрического поля возникает ионизационный ток, который, как отмечалось (§ 81), можно представить в виде суммы двух составляющих: $i = i_{\pi} + i_{\phi}$, где ток i_{ϕ} обусловлен ионами фона, а ток i_{π} — ионами, сосредоточенными в ячейках.

Проведенный анализ, соответствуя механизму неравномерной ионизации, не позволяет, однако, пока что получить точные значения концентрации ионов не только при наличии поля, но и без

него. Это связано с использованием параметров (объема ячейки, числа ионов в ячейке, ее формы и т. п.), значения которых точно неизвестны. Однако качественный анализ полученных уравнений объясняет те закономерности жидкостных ионизационных камер, которые обнаруживаются в эксперименте. Этот анализ дает следующие результаты.

1. Отношение y_0/x_0 растет с увеличением мощности дозы излучения. Следовательно, чем выше мощность дозы, тем равномернее ионизация.

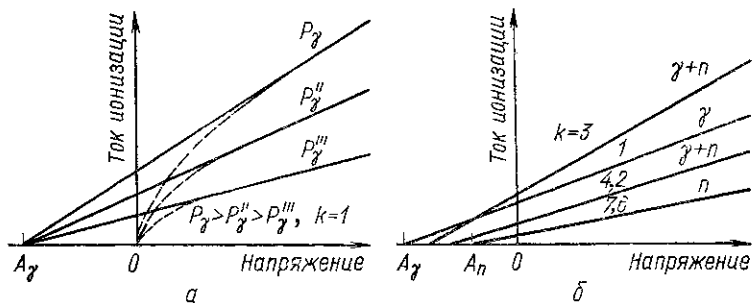


Рис. 92. Определение коэффициента качества по вольт амперным характеристикам жидкостной камеры:

a — излучение одного качества, но различной мощности дозы, *б* — излучение различного качества

2. Отношение y_0/x_0 падает с ростом напряженности поля \mathcal{E} , и все большую роль начинают играть ионы, сосредоточенные в ячейках, по сравнению с ионами фона. При достаточно больших \mathcal{E} фоном можно пренебречь и ионизационный ток оказывается пропорциональным скорости образования ячеек, т. е. мощности дозы.

3. Уменьшение начального объема ячейки V_0 приводит к уменьшению отношения y_0/x_0 . Это означает, что чем тяжелее ионизирующая частица, тем меньшую роль играет равномерный фон при прочих равных условиях. Другими словами, форма вольт-амперной характеристики жидкостной ионизационной камеры должна зависеть от ЛПЭ частиц.

Последнее обстоятельство открывает определенные возможности в использовании жидкостных ионизационных камер для определения коэффициента качества смешанного излучения. Практический интерес к жидкостным камерам в последние годы возрос в связи с обнаружением новых закономерностей в их вольт-амперных характеристиках.

На рис. 92 показана типичная вольт-амперная характеристика жидкостной камеры. Характерным является наличие прямолинейного участка выше некоторого значения напряженности поля \mathcal{E}_0 . Этот участок обычно используют для дозиметрических измерений.

Если продолжить прямолинейный участок вольт-амперной характеристики до пересечения с осью абсцисс, то место расположения

точки пересечения A окажется зависящим от ЛПЭ излучения, действующего на жидкость. Этот факт привел к развитию практического метода измерения коэффициента качества смешанного излучения.

Графики на рис. 92 иллюстрируют принцип метода. В поле фотонного излучения различной мощности дозы экстраполяция прямолинейных участков вольт-амперных характеристик приводит к их пересечению с осью абсцисс в одной и той же точке A_{γ} (см. рис. 92, *a*). Расстояние от начала координат до точки A_{γ} является мерой коэффициента качества излучения.

При облучении смешанным потоком нейтронов и фотонов разной композиции расстояние от начала координат до соответствующих точек пересечения на оси абсцисс однозначно определяет средний коэффициент качества излучения данного состава (см. рис. 92, *б*).

При соответствующей градуировке этот метод позволяет не только измерить коэффициент качества смешанного излучения, но и разделить составляющие этого излучения

§ 108. МЕТОД, ОСНОВАННЫЙ НА ИЗМЕРЕНИИ НЕСКОЛЬКИХ ВЗАИМОЗАВИСИМЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Трудности бэрметрии связаны с тем, что ОБЭ зависит от биологических факторов и не может быть определена непосредственно по измерению физических величин. Наблюдаемая связь между ОБЭ и ЛПЭ показывает в то же время зависимость биологического эффекта облучения от чисто физических факторов. Это позволяет условно регламентировать коэффициент качества для целей радиационной безопасности.

То, что биологическая эффективность излучения определяется одновременно биологическими и физическими факторами, привело к попытке выделить из ОБЭ чисто физическую составляющую.

Тарнер и Холистер представили ОБЭ в виде произведения двух величин:

$$\eta = F_{\phi}F_{\sigma}, \quad (108.1)$$

где F_{ϕ} и F_{σ} — коэффициенты, зависящие только от физических или только от биологических факторов соответственно. Это позволило ввести новую величину ω , характеризующую взаимодействие излучения с веществом, которую авторы назвали универсальной радиационной дозой:

$$\omega = F_{\phi}D, \quad (108.2)$$

где D — доза излучения в обычном ее понимании, а величина F_{ϕ} определяется такими физическими факторами, как мощность дозы, энергия излучения и т. п.

ОБЭ и эквивалентную дозу теперь можно записать следующим образом:

$$\eta = F_{\sigma}\omega/D; \quad (108.3)$$

$$D_{\theta} = F_{\sigma}\omega. \quad (108.4)$$

Так как ω — чисто физическая величина, принципиально она может быть измерена физическими методами. Это открывает заманчивую перспективу разработки методик и создания аппаратуры для измерения универсальной дозы ω , которая может оказаться более удобной, чем поглощенная доза D , поскольку она более полно характеризует взаимодействие излучения с веществом. Коэффициент F_{σ} , в свою очередь, имеет то преимущество перед ОБЭ, что не зависит от свойств излучения характера облучения и характеризует только биологический объект.

Согласно формуле (108.4), одной и той же эквивалентной дозе соответствует одинаковое значение величины ω , если биологические факторы в процессе облучения не меняются ($F_{\sigma} = \text{const}$). Такие условия приближенно выполняются, если один и тот же биологический объект подвергается облучению одного и того же вида, а ответная реакция определяется по одному и тому же эффекту. Это свойство универсальной дозы может служить критерием правильности выбора физических величин, от которых зависит ω . Авторы предложили следующее выражение:

$$\omega = \alpha_1 \Delta E + \alpha_2 \Delta P, \quad (108.5)$$

где ΔE — энергия, поглощенная единицей массы среды; ΔP — количество движения, переданное единице массы (поглощенный импульс). Постоянные коэффициенты α_1 и α_2 подбираются таким образом, что для неизменного F_{σ} при эквивалентной дозе 1 бэр $\omega = 1$ при различных физических параметрах излучения (например, для различных видов и энергии излучения).

Вопрос о практическом применении величины ω остается, однако, открытым, так как неизвестен способ измерения поглощенного импульса.

Развивая эти идеи, автор настоящего учебника показал, что ω можно выразить через другую комбинацию физических величин, а именно через ΔE и ЛПЭ:

$$\omega = \beta_1 \Delta E + \beta_2 \sqrt{\Delta E L}, \quad (108.6)$$

где L — ЛПЭ для данного вида излучения. Коэффициенты β_1 и β_2 подбираются из тех же условий, что и коэффициенты α_1 и α_2 .

Величина ω , определяемая формулами (108.5) и (108.6), остается постоянной с точностью не хуже $\pm 10\%$ при эквивалентной дозе 1 бэр для нейтронов и фотонов в энергетическом диапазоне 0,4—12,0 МэВ, при этом ОБЭ меняется примерно в 5 раз, а поглощенная доза — более чем в 10 раз. Существенным свойством величины ω является ее независимость от ОБЭ при неизменном биологическом факторе F_{σ} .

Существование двух дозовых характеристик [формулы (108.6) и (108.5)], обладающих одним и тем же свойством, но зависящих от разных физических величин, формально указывает на то, что эти величины находятся между собой в определенной зависимости.

В данном случае все физические величины связаны между собой через скорость заряженных частиц.

Поглощенная энергия определяется плотностью потока заряженных частиц φ_e и их значением ЛПЭ:

$$\Delta E = \varphi_e L. \quad (108.7)$$

Подставив формулу (108.7) в (108.6), получим новое выражение для ω :

$$\omega = (\beta_1 + \beta_2) \sqrt{\varphi_e} \Delta E, \quad (108.8)$$

т. е. радиационная доза, выраженная в единицах ω , определяется плотностью потока заряженных частиц и их поглощенной энергией. Это вполне измеримые величины.

Универсальная доза является чисто физической величиной и в то же время более полно характеризует воздействие излучения на вещество, чем поглощенная доза, поэтому представляется целесообразным развивать экспериментальную дозиметрию на новых принципах, согласно которым измерению должны подлежать одновременно несколько взаимозависимых физических величин, комбинация которых дает дозовую характеристику поля излучения.

Эти принципы практически уже осуществляются, в частности, при определении таких характеристик фотонного излучения, как ЛПЭ и средняя энергия (В. К. Ляпидевский и А. Н. Кронгауз).

Рассмотрим возможность определения ЛПЭ электронов, возникающих под действием фотонного излучения, с помощью гомогенного пропорционального счетчика, для которого выполнены условия Брэгга—Грея.

Запишем ЛПЭ электронов из формулы (108.7):

$$L = \Delta E / \varphi_e. \quad (108.9)$$

Поглощенная энергия ΔE пропорциональна сумме амплитуд импульсов, возникающих на выходе пропорционального счетчика. Покажем, что скорость счета импульсов $n_{сч}$ пропорциональна плотности потока возникающих в стенке счетчика электронов φ_e .

Скорость счета связана с плотностью потока фотонов через эффективность регистрации фотонов $\varepsilon_{сч}$:

$$n_{сч} = \varepsilon_{сч} \varphi_\gamma. \quad (108.10)$$

Найдем соотношение между величинами φ_e и φ_γ . Мощность дозы P моноэнергетического излучения с энергией E_γ в стенке счетчика связана с плотностью потока фотонов известным соотношением

$$P = \varphi_\gamma E_\gamma \mu_k, \quad (108.11)$$

где μ_k — коэффициент передачи энергии для материала стенки.

При заданных условиях энергия, выделяющаяся в единице массы вещества, должна равняться поглощенной энергии:

$$\Delta E = n_e E_e, \quad (108.12)$$

где n_e — число электронов, возникающих в единице массы в единицу времени; E_e — средняя энергия электронов.

Число возникающих электронов равно числу актов взаимодействия фотонов с веществом, поэтому

$$n_e = \mu \varphi_\gamma, \quad (108.13)$$

где μ — массовый коэффициент ослабления фотонного излучения в стенке счетчика.

Из формул (108.12) и (108.13) следует

$$\Delta E = \mu E_e \varphi_\gamma. \quad (108.14)$$

Из (108.7) и (108.14) получаем

$$\varphi_e L = \mu E_e \varphi_\gamma. \quad (108.15)$$

Заметим, что E_e/L равно среднему пробегу электронов в стенке R . С учетом этого из равенства (108.15) получим искомое соотношение

$$\varphi_e = R \mu \varphi_\gamma. \quad (108.16)$$

Можно показать, что эффективность регистрации γ -квантов счетчиком для определенного эффекта взаимодействия $\varepsilon_{сч} \sim R\mu$ (см. § 28). Учитывая это и сопоставляя формулы (108.10) и (108.16), легко заметить, что скорость счета пропорциональна плотности потока электронов:

$$n_{сч} = a \varphi_e,$$

где a — коэффициент пропорциональности.

Таким образом, при экспериментальном определении ЛПЭ по формуле (108.9) достаточно одновременно измерить скорость счета импульсов в пропорциональном счетчике и сумму их амплитуд. Величина ЛПЭ однозначно определяет коэффициент качества излучения.

В принципе этот метод может быть обобщен на другие виды излучений и другие пропорциональные детекторы.

МИКРОДОЗИМЕТРИЯ

§ 109. ПРЕДМЕТ МИКРОДОЗИМЕТРИИ

Дозиметрические величины, определяющие поле излучения и взаимодействие излучения с веществом, такие, как плотность потока энергии, плотность потока частиц, доза излучения, керма и т. п., есть величины макроскопические.

Отличительной чертой макроскопических величин является достаточно плавное и непрерывное их изменение при изменении параметров системы, которую они описывают. Так, интенсивность излучения непрерывно изменяется с изменением толщины поглотителя, доза излучения — с изменением плотности потока излучения и т. д.

Ионизирующее излучение, однако, состоит из дискретных частиц, которые передают энергию веществу малыми, но конечными порциями. Взаимодействие излучения с веществом имеет статистический характер, и это приводит к тому, что многие физические факторы, определяющие дозиметрические величины, подвержены случайным флуктуациям.

Рассмотрим, например, экспозиционную дозу фотонного излучения D_0 , которая определяется количеством электричества, созданного в результате ионизации воздуха. В самом процессе формирования экспозиционной дозы можно выделить два этапа: образование электронов в результате взаимодействия фотонов с воздухом и образование ионов в результате взаимодействия с воздухом электронов. Каждый из этих процессов имеет статистическую природу. Общая ионизация, которая должна быть измерена для определения D_0 , будет равна произведению числа электронов n_e на число пар ионов j , созданных каждым электроном. Обе эти величины подвержены случайным флуктуациям, причем флуктуации величины j не зависят от числа электронов n_e . Тем не менее мы говорим об определенном значении экспозиционной дозы D_0 , которая непрерывно изменяется с изменением плотности потока фотонов. Причина заключается в том, что само понятие дозы в его обычном смысле применимо только к таким системам, в которых происходит достаточно большое число событий, чтобы флуктуации при отдельных актах взаимодействия не влияли на значение макроскопической величины D_0 . Таким образом, когда говорится о дозе в малом объеме или даже в точке, подразумевается, что этот объем содержит достаточную массу вещества, чтобы число событий (взаимодействий) было велико. Другими сло-

вами, упомянутые дозиметрические величины описывают макроскопические системы.

Статистическая природа ионизирующих излучений и их взаимодействия с веществом проявляется в том, что макроскопические дозиметрические величины выражают собой средние значения. В силу большого числа событий наблюдаемые значения этих величин имеют чрезвычайно малые отклонения от среднего.

Отсюда следует, что по мере уменьшения числа событий должна увеличиваться роль статистических флуктуаций, и можно представить себе такие условия, при которых описание взаимодействия излучения с веществом усредненными величинами не представляется возможным. Применительно к экспозиционной дозе такая ситуация возможна при малой интенсивности излучения и низком давлении газа в измерительном объеме.

В области радиобиологии практически важной является передача энергии при малом числе актов взаимодействия излучения с веществом. Но в этом случае нельзя пренебрегать флуктуациями в передаче энергии, которые могут оказаться решающими при количественном описании радиобиологических эффектов.

В течение нескольких десятков лет ведутся экспериментальные исследования с целью достигнуть лучшего понимания радиобиологических процессов, происходящих при воздействии ионизирующих излучений на живые клетки. Один из аспектов этих исследований заключается в изучении биологических реакций при изменении физических параметров, характеризующих поле излучения. При этом следующие физические характеристики являются предметом систематического изучения: *количество излучения* как переменная величина в определении соотношений доза — эффект, *распределение излучения во времени* (фракционирование дозы) и *качество излучения* как переменная величина при определении коэффициента качества различных видов излучений. Биологический эффект зависит от всех этих факторов, однако они не представляются достаточными для полного описания радиобиологических процессов. Связь основных физических факторов, характеризующих поле излучения, с биологическим эффектом воздействия излучения на живые организмы является только частью более широких взаимосвязей, включающих в себя сложные биохимические процессы.

Из трех упомянутых физических параметров в последнее время особое внимание уделяется качеству излучения. Исследования, связанные с изучением роли качества излучения, привели к получению более детальной информации о распределении поглощенной дозы по линейной передаче энергии (спектр ЛПЭ). Информация о распределении дозы по ЛПЭ была детализирована данными по микроскопическому распределению поглощенной энергии в облучаемой среде.

Еще в ранний период развития радиобиологии было указано, что локальное выделение энергии вдоль трека ионизирующей частицы или вблизи него и характер распределения этих областей с высокой плотностью энергии по объему живой клетки существенным обра-

зом влияют на биологический эффект. Однако количественная интерпретация радиобиологических эффектов на основе этих представлений затруднена вследствие нехватки физических данных по микро-распределению поглощенной энергии.

Хотя общие законы прохождения заряженных частиц через вещество известны давно, задача получения информации о микроскопическом распределении плотности поглощенной энергии оказалась трудной. Теоретически такое распределение удастся получить лишь в ограниченном числе случаев при различных упрощающих предположениях; некоторые экспериментальные данные получены совсем недавно.

Исследование микроскопического распределения поглощенной энергии при взаимодействии ионизирующих излучений с веществом и является предметом микродозиметрии. Цель исследования — получение более детальных качественных характеристик излучения, которые позволили бы более полно количественно описать результат воздействия излучения на вещество. Развитие микродозиметрии определялось главным образом потребностями радиобиологии, но ее выводы можно применить к любой реакции облучаемого вещества, зависящей от микроскопического распределения энергии.

Способ, которым в микродозиметрии решается поставленная задача, заключается в изучении флуктуаций поглощенной энергии в индивидуальных актах взаимодействия излучения с веществом.

§ 110. СТАТИСТИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ПЕРВИЧНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ

Представим себе малый объем V , находящийся в поле излучения с некоторым распределением ЛПЭ. В этот объем случайным образом попадают ионизирующие частицы, которые производят статистически распределенное число актов ионизации, равное j .

Можно представить два типа пространственного распределения актов ионизации:

- 1) все ионизационные акты случайным образом распределены в пространстве и между ними нет никакой корреляции;
- 2) ионизация возникает вдоль треков ионизирующих частиц.

Первый тип распределения характерен для случая, когда облучаемый объем равномерно пронизывается большим числом ионизирующих частиц малой энергии, пробег которых много меньше линейных размеров облучаемого объема. При этом варианте случайно меняющаяся величина, которая соответствует первичной передаче энергии, есть число актов ионизации j . Вероятность того, что j актов ионизации будет происходить в объеме V , определяется распределением Пуассона

$$P(j) = [(qV)^j \exp(-qV)]/j!, \quad (110.1)$$

где q — среднее число актов ионизации на единицу объема. Тогда среднее значение дозы в ее обычном понимании будет равно

$$D = w \sum_{j=0}^{\infty} \frac{j \mathcal{P}(j)}{V\rho}, \quad (110.2)$$

где w — средняя энергия ионообразования; ρ — плотность вещества. Среднее значение величины j , очевидно, будет равно

$$\bar{j} = \sum_{j=0}^{\infty} j \mathcal{P}(j) = qV.$$

Следовательно,

$$D = wq/\rho. \quad (110.3)$$

При таком подходе фундаментальной величиной является средняя плотность ионов q , которую можно измерить ионизационной камерой.

Практически более важен второй случай, когда имеется небольшая плотность потока ионизирующих частиц, пробег которых сравним или больше линейных размеров объема V .

Рассмотрим этот случай более подробно. Можно выделить две основные величины, связанные с первичной передачей энергии:

1) локально поглощенную энергию, получающуюся в результате интегрирования величины ЛПЭ для каждой частицы вдоль части трека, проходящей в пределах объема V :

$$y = \int_0^x L dx, \quad (110.4)$$

где y — локально поглощенная энергия; L — значение ЛПЭ;

2) общую поглощенную энергию в объеме V , определяемую как сумма значений y всех частиц, пересекших объем V :

$$\varepsilon = \sum_{k=1}^n y_k, \quad (110.5)$$

где ε — общая поглощенная энергия от n частиц.

Пусть $\mathcal{P}(E, y)dy$ есть вероятность того, что частица с энергией E создает локально поглощенную энергию в пределах от y до $y + dy$, тогда для распределения числа частиц по y можно написать:

$$n(y) = \int \varphi(E) s_0 \mathcal{P}(E, y) dE, \quad (110.6)$$

где $n(y)$ — число частиц, создающих локально поглощенную энергию, равную y , рассчитанное на единичный интервал энергии; $\varphi(E)$ — энергетический спектр частиц; s_0 — площадь поперечного сечения объема V .

В уравнении (110.6) $n(y)$ может быть выражено через число пар ионов j , образованных вдоль каждого трека в пределах объема V .

Обозначим $\mathcal{P}(E, j)$ вероятность образования j пар ионов частицей, обладающей энергией E ; тогда

$$\mathcal{P}(E, y)dy = \mathcal{P}(E, j)dj.$$

Так как $y = \omega j$, то

$$\mathcal{P}(E, y) = \frac{1}{\omega} \mathcal{P}(E, j). \quad (110.7)$$

Подставив формулу (110.7) в формулу (110.6), получим

$$n(j) = \frac{s_0}{\omega} \int \varphi(E) \mathcal{P}(E, j) dj. \quad (110.8)$$

При малом числе событий проявляется дискретный характер передачи энергии.

Пусть $n(y)\Delta y$ — число частиц, создающих локально поглощенную энергию в пределах от y до $y + \Delta y$. Теперь можем написать следующее выражение для дозы:

$$D = \frac{1}{V\rho} \sum_T n(y) y \Delta y = \sum_T D(y) \Delta y, \quad (110.9)$$

где $D(y)$ — спектр дозы по y , или доза, обусловленная частицами, создающими локально поглощенную энергию y , на единичный интервал этой энергии. Из формулы (110.9) следует, что

$$D(y) = \frac{1}{V\rho} n(y) y. \quad (110.10)$$

Используя формулу (110.6), получим

$$D(y) = \frac{s_0}{V\rho} \int \varphi(E) \mathcal{P}(E, y) y dE. \quad (110.11)$$

Используя формулу (110.7), можно найти распределение дозы по числу пар ионов:

$$D(j) = \frac{s_0}{V\rho} \int \varphi(E) \mathcal{P}(E, j) j dE. \quad (110.12)$$

Чтобы вывести дозовое или частотное распределение в явном виде, необходимо знать функцию $\mathcal{P}(E, j)$.

Экспериментально распределение по локально поглощенной энергии можно получить с помощью импульсного детектора, амплитуда импульса в котором пропорциональна величине каждого события (т. е. величине y или j). Тогда амплитудное распределение импульсов соответствовало бы распределению $n(y)$.

§ 111. ФЛУКТУАЦИИ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ

Статистическая природа ионизирующих излучений и их взаимодействие с веществом имеют следствием статистический характер передачи энергии. Ионизирующее излучение передает веществу энергию малыми, но конечными порциями в отдельных актах взаимодей-

ствия. Стохастический характер этого процесса приводит к тому, что как число актов взаимодействия, так и энергию, передаваемую в каждом акте взаимодействия излучения с веществом, можно заранее предсказать лишь с определенной вероятностью.

Рассмотрим некоторый малый объем вещества ΔV , находящийся в таком поле излучения, что поглощенная в этом веществе доза за некоторое время облучения равна D . Средняя поглощенная энергия в объеме ΔV облученного вещества равна произведению Dm , где m — масса вещества, заключенного в объеме ΔV . Фактически же поглощенная энергия в объеме ΔV может отличаться от этой величины. Выделим теперь не один малый объем, а большое число малых объемов, случайным образом расположенных в облучаемом веществе. При дозе D фактически поглощенная энергия в каждом малом объеме оказывается различной, однако в среднем при достаточно большом числе малых объемов поглощенная энергия, приходящаяся на один малый объем, равна Dm . Таким образом, мы имеем дело с флуктуацией энерговыделения, которая тем значительнее, чем меньше размер малых объемов и меньше значение дозы.

Рассмотрим несколько подробнее природу флуктуаций поглощенной энергии. Выделим по-прежнему малый объем вещества, находящийся в поле треков заряженных частиц. Для определенности положим, что заряженные частицы тяжелые, например протоны. Допустим вначале, что все частицы входят в рассматриваемый объем ΔV с одним и тем же значением ЛПЭ, равным L ; считаем при этом, что ЛПЭ не меняется за время пролета частицы через данный объем. Энергия, выделяемая при пролете отдельного протона, в этом случае равна Lx , где x — длина пути частицы в рассматриваемом объеме. Различные частицы случайным образом проходят различный путь в пределах объема ΔV ; длина пути x — случайная величина. Если число частиц, пересекающих объем ΔV , равно n , то поглощенная энергия в рассматриваемом случае будет $nL\bar{x}$, где \bar{x} — средний путь, проходимый одной частицей. Чем больше число частиц, тем ближе средний путь приближается к средней длине геометрической хорды \bar{l} . Для выпуклых объемов

$$\bar{l} = 4\Delta V/S, \quad (111.1)$$

где S — площадь поверхности, ограничивающей объем ΔV . В частности, для сферы радиусом r средняя хорда $\bar{l} = 4r/3$.

Если даже допустить, что каждый из малых объемов ΔV пересекается одинаковым числом частиц n , средний путь \bar{x} , проходимый этими частицами, оказывается различным вследствие флуктуаций случайной величины x . Следовательно, различной будет и поглощенная энергия. Очевидно, в данном случае флуктуация поглощенной энергии будет тем значительнее, чем меньшее число частиц пересекает объем ΔV .

Мы рассмотрели геометрический фактор, влияющий на флуктуацию энерговыделения. Количественную оценку его значимости

можно сделать, если известно распределение случайной величины x . В § 101 показано, что для сферического объема в изотропном поле треков распределение длины пути имеет вид

$$\mathcal{P}(x) = x/2r^2, \quad (111.2)$$

где $\mathcal{P}(x)$ — плотность вероятности распределения величины x .

Изотропное поле треков — наиболее типичный случай в микродозиметрии. Количественной характеристикой флуктуации случайной величины может служить относительная дисперсия v_x :

$$v_x = \sigma_x^2/\bar{x}^2, \quad (111.3)$$

где σ_x^2 — дисперсия случайной величины x .

Можно показать, что для сферического объема в изотропном поле треков $v_x = 1/8$.

До сих пор мы предполагали, что в каждый объем попадает одинаковое число частиц, все частицы имеют одинаковое значение ЛПЭ, и что для каждой частицы ЛПЭ остается постоянным в пределах рассматриваемого объема; при этих условиях относительная дисперсия поглощенной энергии равна примерно $1/8^*$. В действительности эти условия не соблюдаются.

Число частиц, пересекающих данный объем, также является случайной величиной; обычно принимают, что число пересекающих частиц подчиняется пуассоновскому распределению. Для распределения Пуассона дисперсия равна среднему значению случайной величины, и, следовательно, относительная дисперсия числа частиц обратно пропорциональна их среднему числу:

$$v_n = 1/\bar{n}. \quad (111.4)$$

Чем меньше \bar{n} , тем значительнее флуктуации числа попаданий частиц в малые объемы и, следовательно, тем значительнее флуктуации энергодозы. Микродозиметрия имеет дело с малым числом событий попадания. Из формулы (111.4) видно, что уже при $\bar{n} = 1$ роль флуктуаций числа частиц значительно сильнее, чем роль геометрического фактора.

Одна из причин флуктуации ЛПЭ заключается в том, что вдоль случайно выбранного пути могут пролететь частицы с различной энергией и, следовательно, с различной ЛПЭ; здесь предполагается, что частицы с одинаковой энергией имеют одинаковую ЛПЭ. Относительная дисперсия v_L выражает отклонение действительного значения ЛПЭ, с которым частица пересекает рассматриваемый объем, от частотного среднего \bar{L} . Для нахождения относительной дисперсии необходимо знать действующий ЛПЭ-спектр излучения.

Применимость допущений, сделанных в связи с рассмотрением роли ЛПЭ, существенно зависит от размера данного объема. С уве-

* Строго говоря, эта величина зависит от формы объема; однако отклонение от сферы не может существенно ее изменить.

личением объема все большая часть энергии частицы теряется в его пределах, и предположение о неизменности ЛПЭ становится менее справедливым. Изменение энергетических потерь частицы вдоль ее пути в пределах данного объема влияет на флуктуации переданной энергии. Если объем настолько велик, что значительное число частиц заканчивает в нем свой путь, то может сказаться возрастание энергетических потерь в конце пробега (пик Брэгга). Однако этот случай нетипичен для микродозиметрии.

Если объем достаточно мал, так что каждая частица в его пределах теряет лишь незначительную часть своей энергии, то можно не считаться с изменением ЛПЭ вдоль пути частицы. Однако с уменьшением объема уменьшается число актов взаимодействия каждой частицы с веществом за время ее пролета через рассматриваемый объем. Это приводит к возрастанию флуктуаций энергетических потерь частиц, имеющих одинаковую энергию. Другими словами, частицы одного сорта, входящие в рассматриваемый объем с одинаковой энергией и пролетающие по одному и тому же пути, теряют в этом объеме разную энергию. Разброс энергетических потерь, обусловленный флуктуациями числа актов взаимодействия, называется страгглингом. Роль страгглинга во флуктуации поглощенной энергии, следовательно, возрастает с уменьшением рассматриваемого объема.

Итак, флуктуации поглощенной энергии определяются геометрическими и физическими факторами. Укажем общие закономерности проявления флуктуаций: они тем значительнее, чем меньше рассматриваемый объем, меньше доза излучения и чем больше ЛПЭ частиц, входящих в состав излучения. Для характерных объемов, рассматриваемых в микродозиметрии, геометрический фактор имеет малое значение по сравнению с физическими, и форма объема практически не влияет на величину флуктуаций поглощенной энергии.

§ 112. МИКРОДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ФУНКЦИИ ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Микродозиметрия имеет дело со стохастическими физическими величинами, отражающими статистический характер взаимодействия излучений с веществом; к ним относятся: переданная энергия (энерговыведение) e , линейная концентрация энергии* y и удельная энергия z .

В качестве случайного события принимается факт попадания заряженной частицы в рассматриваемый объем, который принято называть микрообъемом; упомянутые микродозиметрические величины могут быть отнесены как к одиночному событию, так и к совокупности событий, число которых зависит от поглощенной дозы излучения.

* Следуя установившейся практике, эту величину в дальнейшем будем называть просто линейной энергией.

Переданная энергия, или энерговыделение, — стохастическая величина, равная фактически поглощенной энергии в данном микрообъеме. Следует различать энерговыделение при одиночном событии ε_1 , которое от дозы не зависит, и дозовозависимое энерговыделение ε_D . Как уже говорилось, энергия, поглощенная в отдельном событии пролета частицы через данный микрообъем, выступает как случайная величина. В качестве случайной величины проявляет себя поглощенная энергия и при любом фиксированном числе событий. Действительно, если многократно измерять поглощенную в данном микрообъеме энергию в результате, например, 100 событий, то каждый раз будем получать новое значение.

Случайной величиной является также энерговыделение при фиксированной дозе излучения. Отличие ε_D от поглощенной энергии mD в том, что mD — это макроскопическая величина, характеризующая среднюю поглощенную энергию, а ε_D — случайная величина, которая может быть предсказана лишь с определенной вероятностью.

Возможны два варианта получения закона распределения величины ε_D . В одном из них регистрируется фактически поглощенная энергия в фиксированном микрообъеме при многократном облучении в одной и той же дозе, в другом — фактически поглощенная энергия одновременно в большом числе одинаковых микрообъемов, находящихся в однородном поле излучения, при данной дозе. Оба варианта равноценны в том смысле, что дают одинаковый закон распределения случайной величины ε_D .

Линейная энергия — стохастическая величина, определяемая формулой

$$y = \varepsilon_1 \bar{l}, \quad (112.1)$$

где ε_1 — энерговыделение от отдельного события в микрообъеме, средняя длина хорды которого равна \bar{l} .

Линейная энергия имеет ту же размерность, что и ЛПЭ. Разница между ними в том, что ЛПЭ — макроскопическая величина, определяющая среднюю передачу энергии заряженными частицами на единице длины их пути в веществе, в то время как y — микроскопическая величина, характеризующая действительную передачу энергии в данном отдельном событии данному микрообъему.

Линейная энергия y есть энергетическая мера величины отдельных событий пролета частиц через данный микрообъем.

Удельная энергия — стохастическая величина, определяемая формулой

$$z = \varepsilon/m, \quad (112.2)$$

где ε — энергия, фактически поглощенная микрообъемом, масса вещества в котором равна m . Если линейная энергия есть микродозиметрический аналог ЛПЭ, то удельная энергия — микродозиметрический аналог дозы.

Удельная энергия может быть отнесена к отдельному событию z_1 , к фиксированному числу событий z_v и к поглощенной дозе z_D . Все рассмотренные величины подчиняются законам распределения случайных величин.

Пусть $F(\epsilon)$ — вероятность того, что энерговыделение в данном микрообъеме при заданных условиях облучения равно или меньше ϵ . Тогда плотность распределения этой вероятности будет равна

$$f(\epsilon) = dF(\epsilon)/d\epsilon. \quad (112.3)$$

Величина $f(\epsilon)d\epsilon$ есть вероятность того, что энерговыделение находится в пределах от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$. В зависимости от того, какое ϵ имеется в виду, можно говорить о спектре энерговыделений одиночного события $f(\epsilon_1)$, спектре энерговыделений при фиксированном числе v событий $f(\epsilon_v)$ и дозовозависимом распределении $f(\epsilon_D, D)$. Им соответствуют интегральные функции распределения $F(\epsilon_1)$, $F(\epsilon_v, v)$, $F(\epsilon_D, D)$.

Аналогично вводятся функции распределения величин y и z :

$$\left. \begin{aligned} f(y) &= \frac{dF(y)}{dy}; \\ f(z_1) &= \frac{dF(z_1)}{dz_1}; \\ f(f_v, v) &= \frac{dF(z_v, v)}{dz_v}; \\ f(z_D, D) &= \frac{dF(z_D, D)}{dz_D}. \end{aligned} \right\} \quad (112.4)$$

Интегральные функции выражаются через плотность распределения очевидным соотношением

$$F(\epsilon) = \int_0^{\epsilon} f(\epsilon)d\epsilon. \quad (112.5)$$

Условие нормировки выражает следующая формула:

$$\int_0^{\infty} f(\epsilon)d\epsilon = 1. \quad (112.6)$$

Все рассмотренные функции характеризуют частоту появления событий при заданных условиях, поэтому их можно назвать частотными функциями распределения. Можно также говорить об энергетических функциях распределения, которые получаются следующим образом.

Выберем N одинаковых микрообъемов. При заданных условиях в каждом из них поглощается своя энергия ϵ ; $f(\epsilon)$ — плотность вероятности того, что в произвольно выбранном микрообъеме энерговыделение равно ϵ . Произведение $\epsilon N f(\epsilon)d\epsilon$ есть суммарное энерго-

выделение в тех микрообъемах, в каждом из которых поглощается энергия от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$. После интегрирования по всем возможным значениям энерговыделения получим общую поглощенную энергию во всех N микрообъемах:

$$\Delta E_N = N \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (112.7)$$

Энергетическую функцию распределения $f_E(\varepsilon)$ можно записать в следующем виде:

$$f_E(\varepsilon) = \frac{\varepsilon N f(\varepsilon)}{\Delta E_N} = \frac{\varepsilon f(\varepsilon)}{\int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon}. \quad (112.8)$$

Смысл этой функции определяется тем, что $f_E(\varepsilon)d\varepsilon$ выражает долю поглощенной энергии от суммарного энерговыделения, приходящуюся на те микрообъемы, в которых поглощенная энергия находится в интервале $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$. Из формулы (112.8) непосредственно следует

$$\int_0^{\infty} f_E(\varepsilon) d\varepsilon = 1.$$

Аналогично вводятся энергетические функции распределения случайных величин $\varepsilon_1, \varepsilon_v, \varepsilon_D, y, z_1, z_v, z_D$. Энергетические функции распределения, в отличие от частотных, будем помечать буквой E .

В зависимости от того, рассматривается ли частотная или энергетическая функция распределения, соответствующие средние значения случайных величин могут быть частотными средними или энергетическими средними.

Частотное среднее

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (112.9)$$

Энергетическое среднее

$$\bar{\varepsilon}_E = \int_0^{\infty} \varepsilon f_E(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (112.10)$$

Нетрудно получить соотношение между частотным и энергетическим средними одной и той же микродозиметрической величины. Сопоставляя формулы (112.8), (112.9), напомним

$$f_E(\varepsilon) = \varepsilon f(\varepsilon) / \bar{\varepsilon}. \quad (112.11)$$

Подставив формулу (112.11) в (112.10), получим

$$\bar{\varepsilon}_E \bar{\varepsilon} = \int_0^{\infty} \varepsilon^2 f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (112.12)$$

Аналогичный вид имеют соотношения между средними для других микродозиметрических величин. Заметим, что энергетическое среднее всегда больше частотного среднего $\bar{\epsilon}_E > \bar{\epsilon}$.

Между частотным средним дозовозависимой удельной энергии \bar{z}_D и поглощенной дозой D существует связь, определяемая формулой

$$\lim_{m \rightarrow 0} \bar{z}_D = \lim_{m \rightarrow 0} \int_0^{\infty} z_D f(z_D; D) dz = D, \quad (112.13)$$

где m — масса микрообъема. Формула (112.13) может служить математическим определением поглощенной дозы.

Поскольку микродозиметрия имеет дело с весьма малыми микрообъемами, чаще всего можно положить

$$\bar{z}_D = D. \quad (112.14)$$

Частотное среднее удельной энергии спектра одиночного события \bar{z}_1 связано с частотным средним удельной энергии дозовозависимого распределения формулой

$$\bar{z}_D = \bar{\nu} \bar{z}_1, \quad (112.15)$$

где $\bar{\nu}$ — ожидаемое число событий в данном микрообъеме.

Установим связь между спектром энерговыделения в одиночном событии $f(\epsilon_1)$ и дозовозависимым распределением энерговыделений $f(\epsilon_D, D)$. Пусть \mathcal{P}_ν означает вероятность того, что при дозе D в данном микрообъеме произойдет точно ν событий. Тогда для дозовозависимого распределения можно написать:

$$f(\epsilon_D; D) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \mathcal{P}_\nu f(\epsilon_\nu), \quad (112.16)$$

где $f(\epsilon_\nu)$ — плотность вероятности того, что в результате ν событий энерговыделение будет равно ϵ_ν .

Если после ν событий энерговыделение равно ϵ_ν , а в последнем событии энерговыделение равно ϵ_1 , то после $(\nu-1)$ событий энерговыделение будет равно $(\epsilon_\nu - \epsilon_1)$; ϵ_ν , ϵ_1 , а также $(\epsilon_\nu - \epsilon_1)$ суть случайные величины. Следовательно, ϵ_ν есть сумма двух случайных величин: ϵ_1 и $(\epsilon_\nu - \epsilon_1)$. Считаем, что все эти случайные величины независимы. Тогда, согласно теории математической статистики, плотность вероятности суммы двух случайных величин $f(\epsilon_\nu)$ есть результат операции свертки плотностей распределения этих величин:

$$f_\nu(\epsilon_\nu) = \int_0^{\epsilon_\nu} f_{\nu-1}(\epsilon_\nu - \epsilon_1) f_1(\epsilon_1) d\epsilon_1. \quad (112.17)$$

В свою очередь, $f_{\nu-1}(\epsilon_\nu - \epsilon_1)$ есть результат свертки плотности распределения случайных величин $\epsilon_{\nu-1}$ и ϵ_1 и т. д. Можно понять,

что $f_v(\epsilon_v)$ есть v -кратная свертка функции $f_1(\epsilon_1)$, что можно записать следующим образом:

$$f_v(\epsilon_v) = f_1^{*v}(\epsilon_1). \quad (112.18)$$

Соотношения (112.16) — (112.18) остаются справедливыми, если в них энерговыделение ϵ заменить удельной энергией z . Тогда

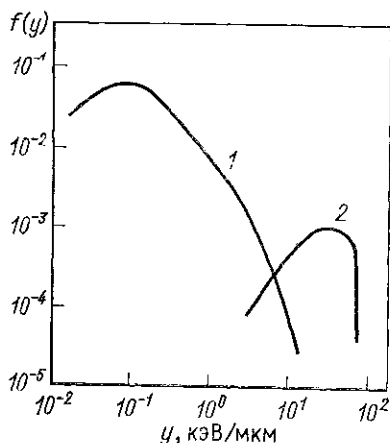
$$f(z_-; D) = \sum_{v=0}^{\infty} \mathcal{P}_v f_v(z_v). \quad (112.19)$$

Принимая пуассоновское распределение числа событий, с учетом формулы (112.15) напишем

$$\mathcal{P}_v = \exp(-\bar{v}) \frac{(\bar{v})^v}{v!} =$$

$$= \exp\left(-\frac{D}{z_1}\right) \frac{(D/z_1)^v}{v!}. \quad (112.20)$$

Рис. 93. Частотное распределение удельной энергии



Подставив в (112.19) формулу (112.20) и $f_v(z_v)$ в соответствии с формулой (112.18), получим окончательное выражение, связывающее спектр одиночного события с дозовозависимым распределением:

$$f(z_D; D) = \sum_{v=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{D}{z_1}\right) \frac{(D/z_1)^v}{v!} f_1^{*v}(z_1). \quad (112.21)$$

где $\bar{z}_1 = \int_0^{\infty} z_1 f_1(z_1) dz_1$.

На рис. 93 показано частотное распределение линейной энергии $f(y)$ в тканеэквивалентном микрообъеме диаметром 1 мкм для γ -излучения ^{60}Co (кривая 1) и нейтронов с энергией 1 МэВ (кривая 2). Из рисунка видно, что спектры перекрываются для излучений с существенно различными значениями ЛПЭ; другими словами, есть определенная вероятность того, что в заданном микрообъеме энерговыделение в одном событии в γ -поле окажется таким же, как и в нейтронном поле. Графики также подтверждают, что спектр энерговыделений более «размыт» для излучений с меньшим значением ЛПЭ. От частотного распределения легко перейти к энергетическому, или дозовому, распределению линейной энергии:

$$f_E(y) = yf(y) \int_0^{\infty} yf(y) dy.$$

Величина $f_E(y)dy$ выражает вклад в дозу тех событий, с которыми связана линейная энергия в пределах от y до $y + dy$. Если предположить, что частицы пересекают микрообъем по прямолинейным траекториям и отсутствует флуктуация энергетических потерь для

частиц с одним и тем же значением ЛПЭ, то нетрудно установить связь между дозовым ЛПЭ-спектром и функцией $f_E(y)$. Эта связь устанавливается в курсе микродозиметрии.

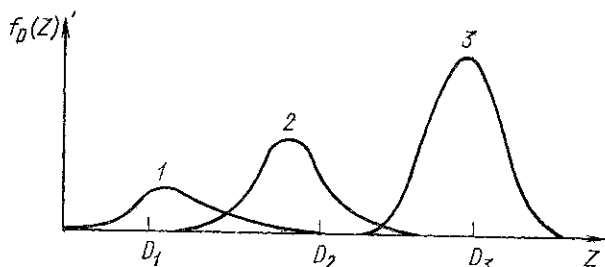


Рис 94. Дозовозависимое распределение удельной энергии:

1 — при дозе D_1 ; 2 — при дозе D_2 ; 3 — при дозе D_3

Рис. 94 дает представление о дозовозависимом распределении удельной энергии $f(z, D)$. Видно, что при меньших дозах распределение более «размыто». С увеличением дозы положение максимума приближается к среднему значению \bar{z} , равному значению дозы.

§ 113. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ МИКРОДОЗИМЕТРИИ

Задача экспериментальной микродозиметрии заключается в том, чтобы получить спектр $N(Y)$ — зависимость числа событий от размера события Y . Напомним, что событием является факт пересечения заряженной частицей микрообъема, а размер события определяется энергией, переданной этой частицей веществу, находящемуся в микрообъеме. Из этого распределения на основании соотношений предыдущего параграфа можно дать полное описание распределения поглощенной энергии в микрообъеме.

Использование сферического пропорционального счетчика, предложенного Росси и Розенцвейгом (§ 101, 102), является основным методом экспериментальной микродозиметрии. Первоначально этот счетчик был разработан для определения спектрального распределения дозы по ЛПЭ, т. е. для измерения макроскопических величин. Чтобы использовать этот счетчик для целей микродозиметрии, необходимо обеспечить эквивалентность измерительного объема счетчика микрообъему облучаемого объекта. Другими словами, при заданных условиях облучения (интенсивности, вида излучения, времени облучения и т. п.) распределение событий в макрообъеме счетчика должно быть таким же, как в микрообъеме облучаемого вещества. Обеспечить это условие можно выбором подходящего размера счетчика и давления наполняющего газа.

Характеристические размеры микрообъемов в биологической ткани, представляющих практический интерес, имеют порядок

сотен ангстрем и ниже. Чтобы создать эквивалентные условия, давление газа в счетчике должно быть чрезвычайно низким. Так, для счетчика диаметром 3 см давление, обеспечивающее эквивалентный размер микрообъема в ткани порядка 1000 \AA , должно быть около 5 мм рт. ст. Понижение давления газа приводит к определенным практическим затруднениям, связанным со спецификой работы пропорционального счетчика (например, меняется коэффициент газового усиления). Минимальный объем счетчика ограничен условием, при котором отношение площади поверхности внешнего электрода к объему не должно быть слишком большим; в противном случае возникает проблема обеспечения постоянного состава тканезквивалентного газа, который может нарушиться вследствие взаимодействия газа с веществом стенки.

Помимо практических трудностей, связанных с работой счетчика и электронно-счетной аппаратуры, возникают и принципиальные затруднения.

В конечном итоге нас интересует энергия, переданная микрообъему в конденсированной среде, а экспериментально мы определяем ионизацию в газе. Переход от ионизационного эффекта к поглощенной энергии требует знания средней энергии ионообразования w . До сих пор нас интересовала эта величина только для воздуха в связи с ионизационными методами дозиметрии. Мы полагали, что w не зависит от энергии частиц, и принимали ее равной 34 эВ. Применительно к микродозиметрии такое предположение может привести к серьезным ошибкам при определении переданной энергии в индивидуальных событиях, особенно частицами низких энергий. Кроме того, необходимо знать величину w для того газа, которым наполнен счетчик.

Тщательный анализ экспериментальных данных и вычисления средней энергии ионообразования, выполненные под руководством Б. М. Исаева, дают следующие результаты.

Для электронов в этилене $w_{\infty} = 26,7 \pm 0,3 \text{ эВ}$; в ацетилене $w_{\infty} = 25,4 \pm 0,3 \text{ эВ}$.

Для α -частиц в диапазоне энергий 5—8 МэВ средняя энергия ионообразования приближенно определяется формулами:

в аргоне

$$w = 27,5 + 1,9/\sqrt{E};$$

в воздухе

$$w = 32,75 + 6,5/\sqrt{E},$$

где E выражена в мегаэлектронвольтах.

Очень важными являются значения w для нейтронов. Здесь следует говорить об эффективном значении средней энергии ионообразования, которое учитывает вклад всех вторичных заряженных частиц. Расчеты, выполненные для нейтронов, дают следующие значения w_{∞} в различных соединениях (Б. М. Исаев): C_2H_4 — 28,0 эВ; C_2H_2 — 27,5 эВ; CH_4 — 29,4 эВ; CO_2 — 34,3 эВ.

Энергетическая зависимость средней энергии ионообразования в области низких энергий электронов удовлетворительно описывается формулой

$$\omega = \omega_{\infty} / (1 - eU_i / E_e), \quad (113.1)$$

где eU_i — энергия ионизации, равная для тканеэквивалентного газа 14,5 эВ.

Была предпринята попытка экспериментально измерить энергию ионообразования электронов в тканеэквивалентном газе. В результате получено значение:

$$\omega_{\infty} = 31,3 \pm 0,7 \text{ эВ}. \quad (113.2)$$

Наконец, следует учитывать различие в передаче энергии атомам газа и твердого тела, обусловленное эффектом плотности. Это различие может быть учтено теоретическим путем. Наличие стенки в ионизационной камере, строго говоря, приводит к неадекватности газового объема и эквивалентного объема в биологической ткани. Поэтому один из путей развития ионизационно-импульсного метода — это создание бесстеночных пропорциональных счетчиков.

Выбор сферической геометрии счетчика обусловлен возможностью простой интерпретации спектра и удобством теоретического анализа. Однако реальные формы микрообъемов отличаются от сферы. В то же время основные микроскопические величины y и z и их соотношения даны для сферической геометрии. Возникает вопрос о распространении результатов измерения со сферическим счетчиком на объемы других форм.

Оценки показывают, что распределения $f(y)$ и $f(z)$ слабо зависят от формы микрообъема. Это обусловлено тем, что вариация энергетических потерь заряженных частиц оказывается более существенной, чем вариация, связанная с различным путем частиц в объеме. Это обстоятельство позволяет применять сферические детекторы для получения спектров энерговыделения в микрообъемах произвольной формы.

В экспериментальной микродозиметрии наряду со сферическими счетчиками начинают применяться цилиндрические счетчики, так как они имеют некоторые преимущества. В них легко получить пропорциональный режим и проще обеспечить достаточно малые размеры.

Применение цилиндрических счетчиков требует, однако, применения численных методов для получения распределения числа частиц по длине пути. Простые аналитические методы, развитые для сферической геометрии, здесь неприменимы.

Экспериментальные методы микродозиметрии сейчас находятся в стадии интенсивного развития и совершенствования. Ионизационно-импульсный метод является основным, и его успешное применение возможно лишь в сочетании с теоретическими методами анализа микродозиметрических функций.

§ 114. ПРИКЛАДНОЕ ЗНАЧЕНИЕ МИКРОДОЗИМЕТРИИ

Прикладное значение микродозиметрии определяется возможностью предсказания и объяснения радиационных эффектов в тех случаях, когда эти эффекты обусловлены поражением чувствительных микроструктур столь малых размеров, что существенными становятся флуктуации поглощенной энергии. Под «чувствительными» понимаются такие микроструктуры облучаемого объекта (живая клетка и субклеточные структуры), поражение которых является определяющим в проявлении заданного радиационного эффекта. Например, генетические последствия облучения организма обусловлены поражением отдельных участков хромосом — носителей наследственности. Хромосомы находятся в ядре, которое занимает лишь незначительную часть объема клетки. Физическая первопричина процессов, приводящих в конечном итоге к наблюдаемому эффекту, как уже упоминалось, — поглощенная энергия излучения. В приведенном примере для предсказания эффекта необходимо знать, следовательно, энерговыделение в хромосоме или, еще лучше, в ее отдельных частях. Вследствие флуктуаций поглощенной энергии знание поглощенной дозы оказывается недостаточным.

Проиллюстрируем это численными оценками флуктуаций. В живой ткани объемом 1 см^3 при дозе фотонного излучения 10^4 рад отклонение поглощенной энергии от среднего значения, соответствующего данной дозе, составляет величину порядка десятитысячных долей процента. Для объема 1 мкм^3 при тех же условиях флуктуация поглощенной энергии может достигать 100% среднего значения. При дозе 1 рад фотонного излучения флуктуация поглощенной энергии в живой клетке составляет около 10%. Однако в поле нейтронного излучения при дозе 1 рад в девяти клетках из десяти фактически поглощенная энергия равна нулю, а в 10% клеток ее среднее значение соответствует дозе 100 рад. Для более мелких клеточных структур — хромосом — при дозе нейтронов 1 рад в 999 хромосомах из каждой 1000 поглощенная энергия равна нулю, а в оставшихся хромосомах поглощенная энергия в среднем соответствует дозе порядка 1000 рад, в то время как для отдельных хромосом она может быть еще выше. Таким образом, флуктуация поглощенной энергии может значительно превосходить среднее значение. Такая ситуация возможна в объектах с выраженной гетерогенностью, отдельные структурные части которых несут различную функциональную нагрузку и неодинаковы по своей значимости в проявлении радиационных эффектов. К таким объектам помимо живого организма можно отнести электронно-технические устройства с твердотельными элементами, например интегральные схемы.

Отождествляя каждый структурный элемент облучаемого объекта с микрообъемом, в котором происходит поглощение энергии излучения, в целом объект можно представить как систему множества микрообъемов. Очевидно, отклик на облучение такой системы, как наблюдаемый радиационный эффект, будет определяться не только

средней поглощенной энергией в единице массы вещества, но и фактическим распределением энерговыделения по микрообъемам. Это распределение описывается функциями типа $f(z; D)$, $f(\varepsilon; D)$.

Полагая по-прежнему, что поражение данной микроструктуры облучаемого объекта определяется фактически энергией, поглощенной в соответствующем микрообъеме, введем функцию $\Psi(z)$ — вероятность поражения микроструктуры при удельной энергии z .

Поражение отдельной микроструктуры будем называть элементарным поражением. Тогда $\Psi(z)$ отражает зависимость выхода элементарных поражений от фактического энерговыделения в микроструктуре z . Другими словами, $\Psi(z)$ равна доле пораженных микроструктур из числа тех, в которых удельная энергия равна z . При данной дозе D , однако, удельная энергия в микроструктурах будет различной и ее распределение описывается функцией $f(z; D)$. Следовательно, полный выход η элементарных поражений при дозе D определяется следующей формулой:

$$\eta = \int_0^{\infty} \Psi(z) f(z; D) dz. \quad (114.1)$$

Поскольку $f(z; D)$ зависит от дозы, формулу (114.1) можно трактовать как дозовую зависимость выхода элементарных поражений.

Наблюдаемый радиационный эффект может быть не равен выходу элементарных повреждений, однако в значительной степени ими определяется.

Функция $\Psi(z)$ должна обращаться в нуль при $z = 0$, что означает отсутствие первичного эффекта, если нет энерговыделения. Если эта функция непрерывная, то ее можно представить в виде степенного ряда:

$$\Psi(z) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n z^n, \quad (114.2)$$

где a_n — коэффициенты разложения. Подставляя формулу (114.2) в (114.1), получаем

$$\eta = \int_0^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_n z^n f(z; D) dz = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \int_0^{\infty} z^n f(z; D) dz. \quad (114.3)$$

Интеграл в правой части формулы (114.3) представляет собой начальный момент n -го порядка μ_n распределения $f(z; D)$. Следовательно,

$$\eta = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \mu_n. \quad (114.4)$$

Таким образом, радиационный эффект сопоставляется с моментами распределения микродозиметрической величины z . Известно, что

полный набор моментов однозначно описывает функцию распределения. Значит, в качестве физических величин, определяющих радиационный эффект, в микродозиметрии выступают параметры, описывающие функцию распределения $f(z; D)$.

Из формулы (114.4) непосредственно следует, что если ограничиться только первым членом ряда, то

$$\eta = a_1 \mu_1 = a_1 \bar{z} = a_1 D. \quad (114.5)$$

В этом случае радиационный эффект пропорционален дозе.

Можно показать, что если ограничиться первыми двумя членами разложения в формуле (114.4), то

$$\eta = (a_1 + a_2 \bar{z}_1^2 / \bar{z}_1) D + D^2, \quad (114.6)$$

где \bar{z}_1^2 и \bar{z}_1 — средние значения в спектре одиночного события.

Таким образом, дозовое описание радиационного эффекта является частным случаем микродозиметрического описания. В тех случаях, когда наблюдаемый радиационный эффект обусловлен поражением чувствительных микроструктур и при этом существенным оказывается флуктуация энерговыделения в этих микроструктурах, функции распределения микродозиметрических величин дают больше возможностей для предсказания эффекта и анализа механизмов его возникновения, чем обычная макроскопическая поглощенная доза.

В прикладном значении микродозиметрию можно рассматривать как инструмент, расширяющий возможности изучения радиационных эффектов на основе физических измерений. Вместе с тем не следует преувеличивать возможности микродозиметрии в раскрытии механизма радиационных повреждений. В тех случаях, когда известна или принята предположительно модель радиационного поражения, сопоставление величины радиационного эффекта с микродозиметрическими величинами и параметрами их распределения позволяет найти значения констант, входящих в теорию.

Теоретическая микродозиметрия устанавливает свойства функций распределения типа $f_1(\epsilon_1)$ и $f(\epsilon; D)$ и разрабатывает методы их вычисления при различных условиях облучения.

Экспериментальная микродозиметрия использует физические методы и средства для измерения функций распределения микродозиметрических величин.

§ 115. СИСТЕМАТИКА ЗАДАЧ ДОЗИМЕТРИИ

Выделим некоторый объем вещества, изменения в котором, происходящие под действием ионизирующего излучения, определяют наблюдаемый радиационный эффект. Рассмотрим последовательность процессов, приводящих к эффекту, количественную меру которого обозначим η (рис. 95). Характеристики поля излучения, дей-

ствующего на вещество, можно считать известными, если задана функция распределения плотности потока частиц $\phi(r, E, \Omega)$. Взаимодействуя с веществом, частицы теряют свою энергию. Этот процесс можно охарактеризовать сечениями взаимодействия (в частности, коэффициентом ослабления μ) и тормозной способностью вещества dE/dx . Потерянная энергия в общем случае не равна энер-

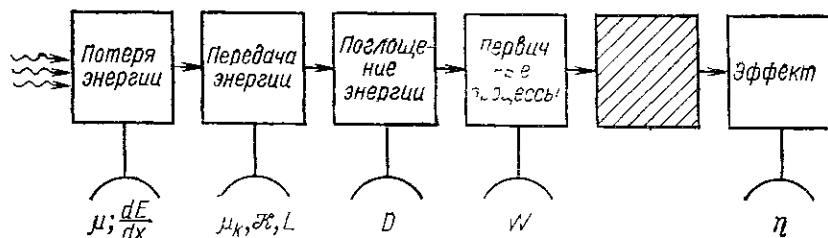


Рис 95 Последовательность процессов, приводящих к радиационному эффекту

гии, переданной веществу; процесс передачи энергии характеризуется коэффициентом передачи энергии μ_k и ЛПЭ, а количественной мерой переданной энергии может служить керма. Переданная энергия в пределах выбранного объема вещества не обязательно равна поглощенной энергии излучения, количественно выражаемой дозой D . Поглощение энергии является первопричиной всех последующих процессов; на рис. 95 обозначены лишь первичные процессы, к которым прежде всего следует отнести ионизацию и возбуждение атомов среды. Одной из характеристик процесса ионизации является средняя энергия ионообразования w . Вслед за этим возможна сложная цепочка физических, химических и биологических процессов, в конечном итоге приводящих к наблюдаемому эффекту η . Эти процессы не всегда известны, и их точное описание часто оказывается невозможным. Одной из важнейших задач, связанных с воздействием излучения на объекты живой и неживой природы, является установление связи между измеряемыми физическими величинами и наблюдаемым радиационным эффектом:

$$\eta = F(Q), \quad (115.1)$$

где $F(Q)$ есть некоторая функция одной физической величины или комбинация нескольких физических величин, характеризующих поле излучения или взаимодействие излучения с веществом. Под Q можно понимать одну или несколько величин, указанных на рис. 95.

Измерение физических величин в целях предсказания радиационного эффекта и есть основная задача дозиметрии ионизирующих излучений. Функциональная зависимость (115.1) лежит в основе любых дозиметрических измерений. Выбор величины Q определяется

конкретными задачами. Это легко продемонстрировать на примере развития основных задач дозиметрии по мере накопления знаний о биологическом действии ионизирующих излучений.

До пуска первого ядерного реактора (1942 г.) основным видом ионизирующих излучений, используемых человеком, были рентгеновское излучение и γ -излучение радия. Представление о том, что поглощенная энергия достаточно полно характеризует биологический эффект облучения, определило основную задачу дозиметрии в тот период: определение поглощенной энергии в облучаемом объекте на основании измерения ионизационного эффекта излучения в воздухе. Была развита концепция измерения дозы излучения в единицах «рентген».

Появление новых источников ионизирующих излучений (реакторы, ускорители) привело к необходимости дифференцированного подхода к дозиметрии различных видов излучения. Ионизационный эффект не мог служить однозначной мерой поглощенной энергии всех видов излучения, и было введено понятие поглощенной дозы. К этому времени уже установили, что биологический эффект облучения определяется не только поглощенной энергией, но также и другими физическими факторами и прежде всего ЛПЭ ионизирующих частиц. В целях учета особенностей биологического действия различных видов излучений было введено понятие относительной биологической эффективности (ОБЭ). Это привело к концепции биологической дозы и вызвало к жизни новую дозиметрическую величину — биологический эквивалент рентгена (бэр)*.

На этой стадии развития дозиметрии возникла необходимость различать задачи, связанные с обеспечением радиационной безопасности, и чисто радиобиологические аспекты дозиметрии. Устанавливаются регламентированные значения ОБЭ для разных видов излучения в зависимости от ЛПЭ заряженных частиц — коэффициент качества. Во многих случаях для оценки радиационной опасности знания поглощенной энергии и коэффициента качества практически оказывается достаточно. Это обеспечивает правомерность концепции поглощенной дозы. Таким образом, задачей экспериментальной дозиметрии в области радиационной защиты является определение дозы излучения и действующего коэффициента качества. Примеры технических средств для решения этой задачи рассмотрены в предыдущих параграфах.

Относительная биологическая эффективность определяется в конкретных условиях радиобиологического эксперимента, и установление связи между ОБЭ и ЛПЭ возможно, если известен спектр частиц по ЛПЭ. Если такая связь установлена, то, измеряя распределение дозы излучения по ЛПЭ ионизирующих частиц, можно количественно определить биологический эффект. Таким образом,

* Позднее величина бэр стала обозначать биологический эквивалент рада. В настоящее время бэр — внесистемная единица эквивалентной дозы. Ее не следует трактовать как биологический эквивалент рентгена или рада.

задачей экспериментальной дозиметрии становится измерение распределения дозы по ЛПЭ внутри облучаемого объекта.

Примером технических средств для решения этой задачи могут служить сферический пропорциональный счетчик или система детекторов, чувствительность которых зависит от ЛПЭ. Зная распределение дозы по ЛПЭ, легко установить коэффициент качества, поэтому задачу дозиметрии в области защиты следует рассматривать как частный случай более общей задачи определения спектра дозы по ЛПЭ.

Современное состояние радиобиологии требует еще более детальной информации о процессе передачи энергии в биологическом объекте. Знание спектра дозы по ЛПЭ может оказаться недостаточным для анализа тонких механизмов, определяющих реакцию биологического объекта на облучение. Возникает необходимость в количественной оценке энергии, передаваемой таким микроструктурам, как биологическая клетка и даже отдельные ее части. Количественную оценку переданной энергии в таких микрообъемах нельзя производить с помощью макроскопических значений дозы и ЛПЭ. Возникает качественно новая область дозиметрии — *микродозиметрия*, в задачу которой входит определение переданной энергии и ее распределения в таких микрообъемах, для которых неприменима концепция поглощенной дозы. Предметом измерения здесь является энергия, переданная в единичных актах взаимодействия излучения с веществом.

Итак, в зависимости от поставленной задачи в итоге дозиметрических измерений должна быть определена поглощенная энергия в определенном объеме вещества, либо распределение этой энергии по ЛПЭ, либо энергия, передаваемая в единичных актах взаимодействия излучения с веществом.

В любом случае облучаемый объект можно условно разбить на элементарные объемы, измерения в пределах которых достаточны для конкретной дозиметрической задачи. Поясним это примером. Предположим, нас интересует только поглощенная энергия в некотором теле при условии неравномерного распределения дозы по объему. Разделим весь облучаемый объем на элементарные объемы, в пределах которых можно считать распределение дозы равномерным; измерим поглощенную энергию в каждом из этих элементарных объемов и все полученные результаты сложим. Таким образом, мы получим интересующее нас значение полной поглощенной энергии во всем облучаемом объекте. Задачей экспериментальной дозиметрии в этом случае является определение поглощенной энергии в элементарном объеме, расположенном внутри облучаемого объекта.

Можно представить, что в самом общем виде задача дозиметрии сводится к количественной оценке процесса передачи энергии в пределах элементарных объемов. Что касается размеров этих элементарных объемов, то они определяются конкретными условиями исследования. В приведенном выше примере элементарный объем,

Систематика задач дозиметрии

Определяемая величина	Критерий малости элементарного объема	Практическое приложение	Примеры экспериментальных средств
Поглощенная энергия	Достаточно мал, чтобы было равномерное распределение дозы, но достаточно велик, чтобы была применима концепция поглощенной дозы	Дозиметрия фотонного излучения для целей радиационной защиты; клиническая дозиметрия; радиотехнологическая дозиметрия; радиометрия смешанного излучения	Стеновые ионизационные камеры; химические дозиметры; люминесцентные дозиметры и т. п.
Распределение поглощенной энергии по ЛПЭ	Достаточно мал, чтобы считать, что для каждой ионизирующей частицы ЛПЭ остается постоянным, и достаточно велик, чтобы пренебречь флуктуациями в передаче энергии отдельными частицами	Дозиметрия любого вида излучения для целей радиационной защиты; дозиметрия для радиобиологических исследований	Сферический пропорциональный счетчик; набор детекторов, чувствительных к ЛПЭ; рекомбинационная камера; жидкостные камеры
Энергия, передаваемая ионизирующей частицей в отдельных актах взаимодействия с атомами облучаемой среды	Настолько мал, что становятся существенными флуктуации энергии, перешагнувшие пределы элементарного объема	Радиобиология; изучение таких реакций облучаемого объекта, которые определяются передачей энергии чувствительным микрообъемам; микродозиметрия	Сферический пропорциональный счетчик пониженного давления

с одной стороны, должен быть достаточно мал, чтобы в его пределах можно было пренебречь неравномерностью в распределении дозы; с другой стороны, он должен быть достаточно большим, чтобы вообще была применима концепция поглощенной дозы.

Исходя из этих представлений, все существующие задачи дозиметрии можно систематизировать на основе критериев малости элементарных объемов. Практическая значимость такой систематизации определяется тем, что сформулированные критерии справедливы и по отношению к чувствительным объемам дозиметрических детекторов. В табл. 16 приведен вариант такой систематизации.

Систематизация методов дозиметрии может быть произведена на основе обобщенного принципа дозиметрии (§ 20). В этом случае методы классифицируются по моментам распределения энергетических потерь. Запишем выражение для оператора, входящего в формулировку обобщенного принципа:

$$O^{(\alpha)}(\varepsilon_l) = \int_B^\infty \varepsilon_l^\alpha d\varepsilon_l. \quad (115.2)$$

Методам, реализующим нулевой момент распределения энергетических потерь, соответствует оператор

$$O^{(0)}(\varepsilon_l) = \int_B^\infty d\varepsilon_l. \quad (115.3)$$

Функция отклика детектора в этом случае выражает число вторичных частиц, генерируемых в детекторе. Такой функцией отклика обладает газоразрядный счетчик, на выходе которого регистрируется число отсчетов. К этому классу методов относятся также некоторые методы, основанные на принципе линейной суперпозиции показаний нескольких детекторов, например метод Чека, применение делящихся веществ, мультисферный метод (§ 103).

Методам, реализующим первый момент распределения энергетических потерь, соответствует оператор

$$O^{(1)}(\varepsilon_l) = \int_B^\infty \varepsilon_l d\varepsilon_l. \quad (115.4)$$

В этом случае функция отклика выражает энерговыделение в чувствительном объеме детектора. К этим методам относятся все методы, основанные на соотношении Брэгга—Грея, тепловой метод, химические методы и т. п.

Разработка методов, реализующих моменты более высокого порядка, необходима для адекватного сопоставления измеряемых физических величин с наблюдаемыми радиационными эффектами.

МЕТРОЛОГИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**§ 116. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ**

Метрология — это наука об измерениях, методах и средствах обеспечения их единства и способах достижения требуемой точности. К основным проблемам метрологии относятся: общая теория измерений, единицы физических величин и их системы, методы и средства измерений, методы определения точности измерений, основы обеспечения единства измерений и единообразия средств измерений, эталоны и образцовые средства измерений, методы передачи размеров единиц от эталонов или образцовых средств измерений рабочим средствам измерений.

В основе метрологии лежит учение о мерах. Мера — это средство измерений, предназначенное для воспроизведения физической величины заданного размера. Меры могут быть однозначными и многозначными. Однозначная мера воспроизводит физическую величину одного размера, многозначная воспроизводит ряд одноименных величин различного размера. По метрологическому назначению можно различать меры эталонные, образцовые и рабочие. Эталонные меры составляют эталоны.

Эталон единицы физической величины — это средство или комплекс средств измерений, обеспечивающих воспроизведение и (или) хранение единицы физической величины в целях передачи ее размера стоящим ниже по поверочной схеме средствам измерений; средство или комплекс средств измерений, составляющих эталон, выполняется по особой спецификации и требует официального утверждения в установленном порядке в качестве эталона.

В иерархии средств измерений в пределах страны высшее место занимает государственный первичный эталон, который предназначен для воспроизведения и хранения единицы физической величины и передачи ее размера при помощи вторичных эталонов и образцовых средств измерений рабочим средствам измерений. Низшее звено этой иерархии — рабочие средства измерений, которые применяют для измерений, не связанных с передачей размера единиц физических величин. Это те рабочие инструменты, приборы, установки, которые предназначены для практических измерений в научных исследованиях, в производстве, быту и т. п. Кроме государственных первичных эталонов существуют государственные специальные эталоны, которые воспроизводят единицы физических

величин в особых условиях; для этих особых условий специальный эталон заменяет собой первичный эталон. Государственные эталоны (первичные и специальные) официально утверждают в качестве исходных для страны.

Вторичные эталоны — это те, значения которых устанавливают по первичным эталонам. Вторичный эталон, в свою очередь, может быть эталоном-свидетелем, эталоном-копией, эталоном сравнения. Эталон-свидетель предназначен для поверки сохранности государственного эталона и для замены его в случае порчи или утраты; эталон-свидетель применяется лишь тогда, когда государственный эталон невоспроизводим. Эталон-копия предназначен для передачи размеров единиц рабочим эталонам, которые, в свою очередь, предназначены для передачи размера единиц образцовым средствам измерений высшей точности или в отдельных случаях — наиболее точным рабочим средствам измерений. Эталон сравнения применяется для сличения эталонов, которые по тем или иным причинам не могут быть непосредственно сличаемы между собой.

Для воспроизведения и передачи размера данной физической величины не обязательно иметь полный набор всех перечисленных эталонов. Необходимый состав средств, обеспечивающих передачу размера физической величины от государственного первичного эталона рабочим средствам измерения, определяется поверочной схемой для средств измерения данной физической величины. Поверочная схема устанавливает порядок передачи размера единиц физической величины от эталонов рабочим средствам, а также погрешности и основные методы поверки.

§ 117. ПОКАЗАТЕЛИ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИИ

Вопросы обработки экспериментальных данных и вычисление случайных погрешностей обстоятельно рассматриваются в других курсах, в частности в приложениях математической статистики, что позволяет здесь ограничиться лишь некоторыми практическими аспектами.

Показатели точности измерений включают в себя: интервал, в котором погрешность измерения находится с заданной вероятностью; интервал, в котором систематическая составляющая погрешности находится с заданной вероятностью; числовые характеристики систематической составляющей погрешности измерения; числовые характеристики случайной составляющей погрешности измерения; функцию распределения (плотность вероятности) систематической составляющей погрешности измерения; функцию распределения (плотность вероятности) случайной составляющей погрешности измерения.

Практически нет необходимости в каждом измерении одновременно указывать все перечисленные показатели точности. Точность измерения должна выражаться одним из следующих способов:

1) интервалом, в котором с установленной вероятностью находится суммарная погрешность измерения;

2) интервалом, в котором с установленной вероятностью находится систематическая составляющая погрешности измерения, стандартной аппроксимацией функции распределения случайной составляющей погрешности измерения и средним квадратическим отклонением случайной составляющей погрешности измерения;

3) стандартными аппроксимациями функций распределения систематической и случайной составляющих погрешности измерения и их средними квадратическими отклонениями;

4) функциями распределения систематической и случайной составляющих погрешности измерения.

Выбор способа определяется назначением измерений, характером использования их результатов и регламентируется соответствующими нормативно-техническими документами.

Наиболее распространенным является первый из перечисленных способов. Для выражения суммарной погрешности измерения необходимо знать ее случайную и систематическую составляющие.

Случайная погрешность среднего взвешенного значения измеряемой величины определяется по формуле среднего квадратического отклонения:

$$S_0 = \sqrt{\frac{\sum_i [w_i (x_i - \bar{x})]^2}{n(n-1) \sum_i w_i}}, \quad (117.1)$$

где x_i — результат i -го измерения; \bar{x} — среднее взвешенное измеряемой величины; w_i — статистический вес i -го результата; n — число измерений.

Среднее взвешенное определяется формулой

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i w_i}{\sum_i w_i}. \quad (117.2)$$

Статистический вес обратно пропорционален дисперсии σ^2 результатов соответствующих измерений:

$$w_1 : w_2 : w_3 : \dots : w_n = 1/\sigma_1^2 : 1/\sigma_2^2 : 1/\sigma_3^2 : \dots : 1/\sigma_n^2. \quad (117.3)$$

Систематическую погрешность следует всегда стремиться исключить из результатов измерений обеспечением соответствующих измерительных условий и внесением поправок; полностью, однако, ее исключить невозможно. Неисключенный остаток систематической погрешности требует оценки и входит в общую погрешность измерения.

Систематическая погрешность окончательного результата измерения может иметь различную природу. Поясним это следующим примером. Предположим, нас интересует результат абсолютного измерения экспозиционной дозы в некоторой фиксированной точке

пространства ионизационной камерой данной конструкции. Вклад в систематическую погрешность окончательного результата внесут, в частности, погрешность определения массы газа, погрешность измерения тока насыщения, погрешность в определении координат точки, к которой следует отнести измеренную экспозиционную дозу. Следовательно, получается некоторая совокупность погрешностей, которую условно можно представить как распределение случайной величины.

Теперь предположим, что искомая экспозиционная доза выводится как результат измерений несколькими ионизационными камерами. В этом случае систематическая погрешность одной и той же физической величины (например, массы газа) выступает как случайная величина.

Таким образом, появляется возможность применить к оценке систематической погрешности аппарат математической статистики. Однако, в отличие от случайных погрешностей, закон распределения неисключенной систематической погрешности, как правило, неизвестен. В качестве исходной посылки можно принять, что неисключенная систематическая погрешность проявляет себя как случайная величина с равновероятным распределением. В этом случае доверительная граница θ неисключенного остатка систематической погрешности, складывающейся из m отдельных составляющих, может быть определена по формуле

$$\theta = k \sqrt{\sum_{i=1}^{i=m} \theta_i^2}, \quad (117.4)$$

где θ_i — граница i -й составляющей погрешности; k — коэффициент, определяемый выбранной доверительной вероятностью.

В табл. 17 приведены значения коэффициента k для трех значений доверительной вероятности α .

Таблица 17

Коэффициент k , соответствующий доверительной вероятности α

α	0,90	0,95	0,99
k	0,95	1,1	1,4

Среднее квадратическое отклонение S_θ суммарных неисключенных остатков систематической погрешности в случае ее равновероятного распределения определится формулой

$$S_\theta = \sqrt{\sum \theta_i^2} / \sqrt{3}. \quad (117.5)$$

Если принять нормальное распределение составляющих систематической погрешности, то среднее квадратическое отклонение их композиции может быть принято равным $1/3\sum\theta_i$ или $1/3\sqrt{\sum\theta_i^2}$. Однако при таком представлении можно опасаться заниженного значения погрешности, в то время как формула (117.5) дает более осторожную оценку.

Суммарное среднее квадратическое отклонение, обусловленное случайными и неисключенными систематическими погрешностями, определяется формулой

$$S_{\Sigma} = \sqrt{S_{\theta}^2 + S_{\delta}^2}. \quad (117.6)$$

§ 118. ЭТАЛОНЫ И ПОВЕРОЧНЫЕ СХЕМЫ В ОБЛАСТИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Эталоны и поверочные схемы входят в государственную систему обеспечения единства измерений. В области ионизирующих излучений и радиоактивности в СССР имеются государственные первичные эталоны единиц мощности поглощенной дозы фотонного излучения, экспозиционной дозы и мощности экспозиционной дозы γ - и рентгеновского излучений, поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы β - и нейтронного излучений, эквивалентной дозы и мощности эквивалентной дозы, государственные специальные эталоны единиц поглощенной дозы рентгеновского излучения с максимальной энергией фотонов от 3 до 9 фДж (20—60 кэВ), потока энергии тормозного излучения в диапазоне максимальных энергий фотонов 0,8—8,0 пДж (5—50 МэВ) и т. д.

Государственные эталоны и общесоюзные поверочные схемы для средств измерений устанавливаются государственным стандартом СССР. Рассмотрим некоторые примеры.

1. Государственный первичный эталон и вторичные средства измерений экспозиционной дозы и мощности экспозиционной дозы γ - и рентгеновского излучений (по ГОСТ 8.034—74).

Первичный эталон должен обеспечивать воспроизведение единиц, в данном случае экспозиционной дозы — кулона на килограмм (Кл/кг) — и мощности экспозиционной дозы — ампера на килограмм (А/кг) — с наивысшей в стране (по сравнению с другими эталонами той же единицы) точностью.

Государственный первичный эталон имеет в своем составе несколько эталонных установок, образующих комплекс средств измерений; каждая из эталонных установок комплекса воспроизводит единицу экспозиционной дозы в определенном диапазоне энергий фотонов при заданных значениях мощности экспозиционной дозы. В результате перекрываются следующие диапазоны энергий фотонов: 0,8—3,0 фДж (при значении мощности экспозиционной дозы $2,5 \cdot 10^{-7}$ — $2,5 \cdot 10^{-4}$ А/кг); 3,0—10,0 фДж (при значении мощности экспозиционной дозы $2,5 \cdot 10^{-7}$ — $2,5 \cdot 10^{-2}$ А/кг); 10,0 — 40,0 фДж (при значении мощности экспозиционной дозы $2,5 \cdot 10^{-7}$ — $5,0 \cdot 10^{-4}$

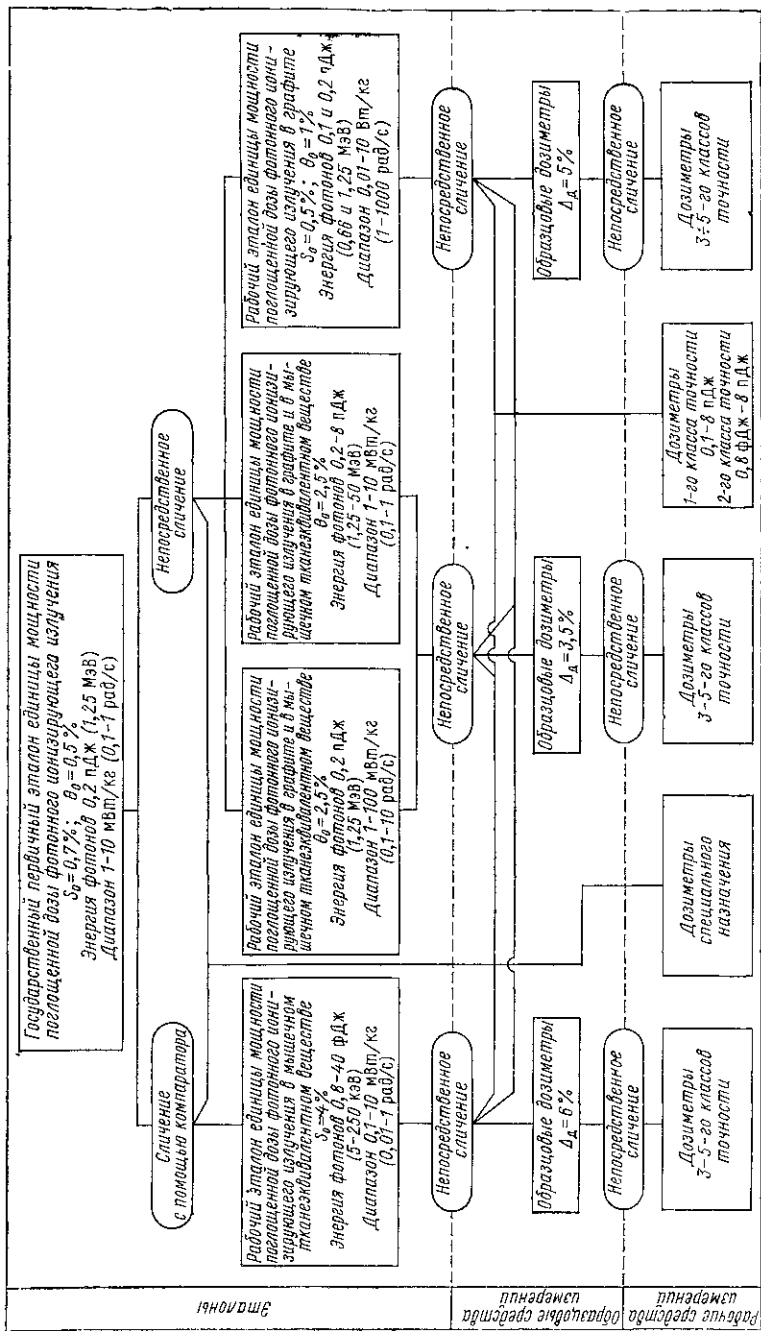


Рис. 96. Пример поверочной схемы

А/кг); 40—500 фДж (при значении мощности экспозиционной дозы $2,5 \cdot 10^{-9}$ — $2,5 \cdot 10^{-7}$ А/кг). Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единицы экспозиционной дозы (мощности экспозиционной дозы) со средним квадратическим отклонением результата измерений, не превышающим $0,5 \cdot 10^{-2}$ при неисключенной систематической погрешности, не превышающей $1 \cdot 10^{-2}$.

Размер единицы экспозиционной дозы и мощности экспозиционной дозы передается от государственного первичного эталона рабочим эталонам. В качестве рабочих эталонов применяются измерительные установки с ионизационными камерами, измерительные установки со сцинтилляционными детекторами и наборы эталонных источников γ -излучения. Средние квадратические отклонения результата поверки рабочих эталонов составляют от $1 \cdot 10^{-2}$ до $3 \cdot 10^{-2}$. Рабочие эталоны служат для аттестации и поверки образцовых средств измерений 1-го разряда, в качестве которых применяются образцовые дозиметрические приборы и установки, образцовые источники γ -излучения и поверочные дозиметрические установки. Предел допускаемой относительной погрешности образцовых средств измерений 1-го разряда составляет 3—8%.

Образцовые средства измерений 1-го разряда применяются для поверки образцовых средств измерений 2-го разряда, которые, в свою очередь, применяются для поверки образцовых средств измерений 3-го разряда. Образцовые средства измерений 3-го разряда служат для поверки рабочих средств измерений методом прямых измерений. Поверка рабочих средств измерений может осуществляться также с помощью образцовых средств измерений 1-го или 2-го разряда методом прямых измерений или сличением при помощи компаратора.

Предел допускаемой относительной погрешности образцовых средств измерений 2-го разряда составляет от 5 до 8%; соотношение пределов допускаемой относительной погрешности образцовых средств измерений 1-го и 2-го разрядов должно быть не более 1:1,6. Предел допускаемой относительной погрешности образцовых средств измерений 3-го разряда составляет от 9 до 15%; соотношение пределов допускаемой погрешности образцовых средств измерений 2-го и 3-го разрядов должно быть не более 1:1,5.

В качестве рабочих средств измерений применяются источники γ -излучения и дозиметрические приборы. Предел допускаемой относительной погрешности рабочих средств измерений составляет от 1 до 30%; соотношение пределов допускаемой погрешности образцовых и рабочих средств измерений должно быть не более 1:1,5.

2. Общесоюзная поверочная схема для средств измерений мощности поглощенной дозы фотонного ионизирующего излучения (по ГОСТ 8.071—73)

Поверочная схема (рис. 96) устанавливает порядок передачи размера единицы мощности поглощенной дозы — ватта на килограмм — от эталонов образцовым средствам измерений и от них рабочим средствам измерений. Поверочная схема состоит из трех полей:

эталон, образцовые средства измерений и рабочие средства измерений.

Возглавляющий схему государственный первичный эталон воспроизводит и хранит размер единицы мощности поглощенной дозы фотонного излучения с энергией 0,2 пДж (1,25 МэВ) в образцовом веществе, в качестве которого принят графит. Измерение поглощенной энергии осуществляется калориметрическим методом. Первичный эталон имеет в своем составе радиационную установку, создающую коллимированный пучок γ -излучения Co^{60} , а также два графитовых фантома, в одном из которых расположен калориметр поглощенной дозы (фантом-калориметр), в другом — полость, предназначенная для размещения детекторов приборов, входящих в состав вторичных эталонов (фантом графитовый). Диапазон воспроизводимых первичным эталоном значений мощности поглощенной дозы 1—10 мВт/кг; случайная погрешность, выраженная в виде среднего квадратического отклонения результата измерения, не превышает 0,7% при неисключенной систематической погрешности в пределах $\pm 0,5\%$. В качестве рабочих эталонов применяют измерительные установки с тканезквивалентными ионизационными камерами для излучений с энергией 0,8—40 фДж при мощности поглощенной дозы 0,1—10 мВт/кг, с тонкостенной полостной ионизационной камерой, а также графитовым и тканезквивалентным фантонами для излучения с энергией 0,2 пДж при мощности поглощенной дозы 1—100 мВт/кг; установка фантом-калориметр и фантом графитовый идентичны тем, которые входят в состав первичного эталона; фантом тканезквивалентный и электрометр с тонкостенной полостной ионизационной камерой для излучения с энергией 0,2—8 пДж при мощности дозы 1—10 мВт; калориметрическая установка для излучения с энергией 0,1 и 0,2 пДж при мощности поглощенной дозы 0,01—10 Вт/кг. Энергетический диапазон определяется потребностями практики и включает в себя энергию γ -квантов, испускаемых наиболее распространенными радионуклидами.

Образцовые средства измерений аттестуются по рабочим эталонам методом непосредственных сличений. Рабочие дозиметры 1-го и 2-го классов точности поверяют методом непосредственного сличения по рабочим эталонам, дозиметры 3—5-го классов точности — по образцовым средствам измерений; дозиметры специального назначения могут поверяться непосредственно по государственному первичному эталону. Соотношение допускаемых значений суммарной погрешности образцовых и рабочих средств измерений должно быть не более 1:2.

На поверочной схеме для каждой группы средств измерений указаны среднее квадратическое отклонение результата измерения (S_θ) и неисключенная систематическая погрешность (θ_0); точность образцовых средств измерений характеризуется допустимыми значениями суммарной погрешности (Δ_n).

Из поверочной схемы видно, что по мере продвижения вниз от государственного первичного эталона до рабочих средств измерения

точность измерения интересующей нас физической величины падает. Это происходит не только потому, что подчиненные средства измерения сами по себе менее точны, но также и потому, что при процедуре передачи единицы происходит накопление погрешности. Рассмотрим для примера погрешность значения мощности дозы аттестуемой установки. Допустим, аттестация осуществляется путем сравнения с показаниями образцового дозиметра. Основная погрешность определяемой мощности экспозиционной дозы δ_0 определяется следующим выражением:

$$\delta_0 = t \sqrt{(\delta/3)^2 + S_0^2}, \quad (118.1)$$

где δ — предел допустимой относительной погрешности образцового дозиметра; S_0 — относительное среднее квадратическое отклонение случайной составляющей погрешности измерения мощности дозы образцовым дозиметром:

$$S_0 = \frac{1}{\bar{P}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{i=n} (P_i - \bar{P})^2}{n(n-1)}}, \quad (118.2)$$

где P_i — значение мощности дозы при i -м измерении образцовым дозиметром; \bar{P} — среднее арифметическое значение мощности дозы при измерении образцовым дозиметром; n — число измерений.

Сравнивая формулу (118.2) с формулой (117.1), легко увидеть, что в данном случае предполагаются все измерения равноточными, когда $w_1 = w_2 = w_3 = \dots = w_n$. Коэффициент t в формуле (118.1) соответствует выбранной доверительной вероятности и зависит от

Таблица 18
Значения коэффициента t для доверительной вероятности 0,95 в зависимости от числа измерений n (ГОСТ 8.087—73)

n	5	7	9	11
t	2,78	2,45	2,31	2,23

числа измерений. В табл. 18 приведены значения коэффициента t для доверительной вероятности 0,95 в зависимости от числа измерений.

Из формулы (118.1) следует, что погрешность определения мощности дозы с помощью аттестуемой установки не может быть ниже δ ; действительная точность будет еще ниже вследствие собственной погрешности аттестуемой установки.

3. Государственный первичный эталон единиц эквивалентной дозы и мощности эквивалентной дозы нейтронного излучения.

Эквивалентная доза определяется как произведение коэффициента качества на поглощенную дозу излучения. Следовательно, коэффициент качества и поглощенная доза должны быть независимо определены для воспроизведения единицы эквивалентной дозы. Для моноэнергетического излучения следует пользоваться средним значением коэффициента качества. Возможны два вида усреднения коэффициента качества: по ЛПЭ и по энергии частиц, входящих в состав излучения. Соответствующие значения коэффициента качества $\bar{\kappa}_L$ и $\bar{\kappa}_E$ определяются формулами:

$$\bar{\kappa}_L = \frac{1}{D} \int_0^{\infty} \kappa(L) D(L) dL; \quad (118.3)$$

$$\bar{\kappa}_E = \frac{1}{D} \int_0^{\infty} \kappa(E) D(E) dE, \quad (118.4)$$

где $\kappa(L)$ и $\kappa(E)$ — коэффициенты качества для заданных значений ЛПЭ или энергии соответственно; $D(L)$ и $D(E)$ — распределение дозы соответственно по ЛПЭ и энергии.

Эквивалентная доза моноэнергетического излучения равна

$$D_o = \bar{\kappa}D, \quad (118.5)$$

где поглощенная доза

$$D = \int_0^{\infty} D(L)dL = \int_0^{\infty} D(E)dE. \quad (118.6)$$

В основе рассматриваемого первичного эталона находятся ионизационный метод измерения поглощенной дозы и ионизационно-импульсный метод определения коэффициента качества по формуле (118.3).

В состав эталонной установки входит следующий комплекс средств измерений: тканеэквивалентная и графитовая полостные ионизационные камеры; ЛПЭ-спектрометр; тканеэквивалентный фантом; спектрометр для определения энергетического спектра нейтронов.

Комплект полостных ионизационных камер измеряет поглощенную дозу нейтронного излучения в тканеэквивалентном материале в смешанном γ -нейтронном поле излучения. Поглощенная доза и мощность поглощенной дозы нейтронного излучения определяются в диапазоне мощности дозы $5 \cdot 10^{-10}$ Вт/кг и энергии нейтронов 0,05—2,24 пДж (0,3—14 МэВ) со средним квадратическим отклонением результата измерений не более 1% при неисключенном остатке систематической погрешности не более 5—8% (в зависимости от диапазона мощности дозы) с доверительной вероятностью 0,95.

В ЛПЭ-спектрометре в качестве детектора применяется сферический пропорциональный счетчик, с помощью которого по методу Росси (см. § 102) определяют нормированный дозовый ЛПЭ-спектр. Средний коэффициент качества затем вычисляют по формуле (118.3) с использованием регламентированной зависимости коэффициента качества от ЛПЭ $\bar{\kappa}(L)$.

Эквивалентную дозу находят по формуле (118.5), где поглощенная доза в тканеэквивалентном материале взята по данным измерения полостными камерами.

Обратим внимание на то, что поглощенную дозу можно получить непосредственно из ЛПЭ-спектра, не прибегая к дополнительным измерениям с помощью полостных камер. Для этого необходимо произвести градуировку ЛПЭ-спектрометра, чтобы однозначно сопоставлять амплитуду импульса на выходе пропорционального счетчика с энерговыделением в его чувствительном объеме. Анализ, однако, показывает, что такой способ дает большую погрешность в определении поглощенной дозы, чем измерения полостными камерами. В то же время нормированное ЛПЭ-распределение, для которого нет необходимости определять абсолютную величину поглощенной энергии, может быть получено с достаточно высокой точностью. Этим определяется выбор двух независимых способов измерения.

Погрешность определения среднего коэффициента качества на основании распределения дозы по ЛПЭ характеризуется средним квадратическим отклонением результата измерений, не превышающим 0,5%, при неисключенном остатке систематической погрешности не более 3,5% при доверительной вероятности 0,95. Эти погрешности не включают погрешности регламентированных значений коэффициента качества.

Входящий в состав эталонной установки спектрометр нейтронов позволяет определять константы, входящие в расчетные формулы, а также относить полученные значения эквивалентной дозы к конкретным энергетическим спектрам, что дает возможность сравнивать результаты измерений, выполненных в различных экспериментальных условиях.

При известной зависимости коэффициента качества от энергии частиц по измеренному энергетическому спектру нейтронов можно определить частотное среднее значение коэффициента качества $\bar{\kappa}_f$:

$$\bar{\kappa}_f = \int_0^{\infty} \kappa(E) \varphi(E) dE, \quad (118.7)$$

где $\varphi(E)$ — энергетический спектр.

Заметим, что величина $\bar{\kappa}_f$ не может быть непосредственно подставлена в формулу (118.5) для определения эквивалентной дозы, поскольку частотное среднее $\bar{\kappa}_f$ отличается от величины $\bar{\kappa}_E$, представляющей собой энергетическое среднее коэффициента качества.

Точность определения коэффициента качества \bar{k}_f по формуле (18.7) по измерениям в эталонной установке характеризуется средней квадратической погрешностью 1,5% при остатке неисключенной систематической погрешности 5% (доверительная вероятность 0,95).

Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение и хранение единиц в диапазоне мощности эквивалентной дозы от $5 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-5} Вт/кг и передачу их размера с помощью рабочих эталонов и образцовых средств измерений в соответствии с общесоюзной поверочной схемой. Погрешность воспроизведения единиц характеризуется средним квадратическим отклонением результата измерений 1,2—3% при неисключенном остатке систематической погрешности не более 10% (доверительная вероятность 0,95).

Погрешность передачи размера единиц рабочим эталонам и дозиметрам специального назначения не превышает 0,5%, а образцовым и рабочим приборам 1—2%.

§ 119. О НЕОБХОДИМОЙ ТОЧНОСТИ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Ответ на вопрос о том, какая необходима точность при измерении дозиметрических величин, зависит от конкретной задачи, связанной с этими измерениями. В конечном итоге, измеренные дозиметрические величины D связываются с величиной радиационного эффекта η :

$$\eta = f(D). \quad (119.1)$$

Погрешность в определении величины эффекта, обусловленная погрешностью измерения дозиметрической величины, может быть получена непосредственно из формулы (119.1):

$$\frac{d\eta}{\eta} = \frac{Df'(D)}{f(D)} \frac{dD}{D} \quad (119.2)$$

или

$$\varepsilon_D = \frac{f(D)}{Df'(D)} \varepsilon_\eta, \quad (119.3)$$

где ε_η — относительное изменение эффекта, соответствующее отношению изменению дозиметрической величины ε_D . Допустимая погрешность измерения, таким образом, определяется допустимой неопределенностью в величине ожидаемого радиационного эффекта.

Рассмотрим в качестве примера число неблагоприятных исходов при облучении больших групп людей. Типичная зависимость эффекта от дозы для этого случая показана на рис. 97. По оси ординат отложена доля числа лиц с неблагоприятным исходом по отношению к общему числу облученных.

При дозе ниже некоторого значения D_0 исход благоприятен для всех облученных; по мере увеличения дозы возрастает число неблагоприятных;

гоприятных исходов, и, наконец, при дозе выше некоторого значения D_m для каждого облученного исход неблагоприятен*. Из рисунка видно, что на начальном и конечном участках кривой эффект мало чувствителен к изменению дозы, в то время как в средней части малые изменения дозы приводят к значительным изменениям эффекта. Другими словами, при одинаковой допустимой погрешности в определении радиационного эффекта допустимая погрешность в определении дозы оказывается различной. В рассматриваемом примере средний участок кривой соответствует аварийной ситуации. Как видно, дозиметрическое обеспечение в случае аварий должно отвечать требованиям повышенной точности. Это утверждение усиливается еще тем обстоятельством, что дозиметрические данные при аварийном облучении влияют на план лечения пострадавших.

Количественные оценки необходимой точности дозиметрии, так

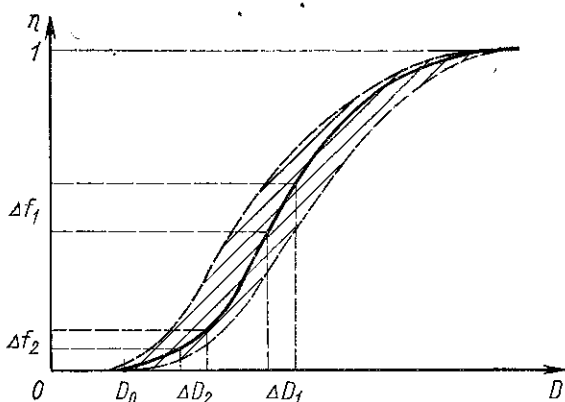


Рис. 97. Типичная зависимость эффекта от дозы

же как и вид кривой на рис. 97, зависят от конкретных обстоятельств, в частности от вида интересующего нас радиационного эффекта. До сих пор мы предполагали, что существует однозначная связь дозы с радиационным эффектом. Однако в силу влияния различных случайных факторов один и тот же эффект при одной и той же дозе может быть в некоторых пределах различен. Такой разброс эффекта приводит к тому, что зависимость $\eta = f(D)$ графически изображается не линией, а некоторой областью значений дозы и эффекта. Для приведенного выше примера эта область на рис. 97 заштрихована. Легко видеть, что в этом случае к точности дозиметрических измерений должны быть предъявлены более высокие требования, поскольку возрастает неопределенность в величине эффекта при заданной неопределенности дозы.

* Критерии «неблагоприятности» могут быть различными; например, потеря трудоспособности, смертельный исход и т. п. При этом имеется в виду, что никакие меры лечения не применяются.

Рассмотрим теперь другой случай. Нас интересует выявление эффекта в дозном поле от некоторого заданного источника на фоне эффекта той же природы, но обусловленного другими источниками. Типичный и практически важный пример — выявление эффекта при облучении в малой дозе больших групп людей от искусственных источников на уровне эффектов, обусловленных естественным фоном. Этой цели служит индивидуальная дозиметрия.

Возникает вопрос: какая необходима точность в определении индивидуальной дозы в целях радиационной безопасности персонала, связанного с обслуживанием источников облучения при их нормальной эксплуатации?

Пусть P_0 — мощность эквивалентной дозы, тогда эквивалентная доза за время T равна

$$D_0 = P_0 T. \quad (119.4)$$

Полагая, что время может быть измерено с высокой точностью, получаем, что относительная погрешность определения мощности дозы S_P равна относительной погрешности определения дозы S_D . Считаем, что погрешность имеет статистическую природу, проявляющуюся при массовых измерениях.

Выберем в качестве критерия такую характеристику облучаемой группы лиц, которая может изменяться под действием ионизирующего излучения, например какие-нибудь показатели состояния здоровья, продолжительность жизни, наследственные признаки и т. п. В естественных условиях при отсутствии дополнительного облучения от искусственных источников выбранный нами показатель η для каждого отдельного человека может быть предсказан лишь с некоторой неопределенностью $\pm \Delta\eta$ относительно среднего значения η_0 :

$$\eta = \eta_0 \pm \Delta\eta. \quad (119.5)$$

Под действием дополнительного облучения от искусственных источников величина η изменится; полагаем, что это изменение пропорционально дозе; тогда измененное значение выбранного показателя η_D будет равно

$$\eta_D = (\eta_0 \pm \Delta\eta_0) \pm (D \pm \Delta D)c, \quad (119.6)$$

где c — коэффициент пропорциональности, учитывающий переход от дозы к величине η .

Знак между скобками зависит от того, увеличивается или уменьшается данный показатель от действия излучения. Например, если рассматривать продолжительность жизни, то следует поставить знак минус, если рассматривать накопление каких-либо биологических повреждений — знак плюс. Для определенности примем знак минус. Очевидно, изменение, обусловленное добавочным облучением, не может быть обнаружено, если выполняется условие

$$c(D \pm \Delta D) \ll \eta_0 \pm \Delta\eta_0. \quad (119.7)$$

В качестве максимальной дозы D_m , которую необходимо измерять, примем предельно допустимое значение, определяемое нормами радиационной безопасности. Тогда, по определению,

$$cD_m \ll \eta_0. \quad (119.8)$$

Для соотношений (119.6) и (119.9) примем

$$e (D_m \pm \Delta D_m) / (\eta_0 \pm \Delta \eta_0) \leq cD_m / \eta_0. \quad (119.9)$$

Теперь формула (119.9) определяет условие, при котором добавочное облучение в дозе D_m не приведет к наблюдаемому эффекту. Из формулы (119.9) непосредственно следует соотношение

$$\Delta D_m / D_m \leq \Delta \eta_0 / \eta_0. \quad (119.10)$$

здесь $\Delta \eta_0 / \eta_0$ представляет собой относительный разброс выбранного нами критерия среди облучаемых лиц. Таким образом, формула (119.10) устанавливает, что допустимая относительная погрешность определения индивидуальной дозы S_D не должна превышать значения $\Delta \eta_0 / \eta_0$.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. Изд. 2. М., Гостехиздат, 1957.

Аэрозоли радиоактивные. Термины и определения. ГОСТ 15485—70.

Авчиев И. А., Иванов В. И. Универсальная характеристика ионизационной камеры. — «Измерительная техника», 1972, № 7, с. 63—66.

Брегадзе Ю. И., Масляев П. Ф. Методы и аппаратура для метрологического обеспечения измерений эквивалентной дозы быстрых нейтронов. — «Измерительная техника», 1975, № 8, с. 80—82.

Брегадзе Ю. И., Масляев П. Ф. Определение коэффициента качества быстрых нейтронов при помощи счетчика Росси. — «Измерительная техника», 1975, № 7, с. 79—81.

Баранов В. Ф. Дозиметрия электронного излучения. М., Атомиздат, 1974.

Брискман Б. А. Компоненты поглощенной энергии реакторного излучения. М., Атомиздат, 1976.

Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 1—14. М., Атомиздат, 1962—1975.

Вопросы микродозиметрии. Труды Первого Всесоюзного совещания по микродозиметрии. М., Атомиздат, 1973.

Вопросы микродозиметрии. Труды Второго Всесоюзного совещания по микродозиметрии. Под ред. В. И. Иванова. Вып. 2. М., Атомиздат, 1974.

Дозиметрия больших доз. Труды 2-го координационного совещания по дозиметрии больших доз (25—30 октября 1965 г., Ташкент). Ташкент, «Фан», 1966.

Дозиметрия интенсивных потоков ионизирующих излучений. Ташкент, «Фан», 1969.

Дозиметрия излучений и физика защиты ускорителей заряженных частиц. Сб. докл. совещания по дозиметрии и физике защиты на ускорителях (7—10 октября 1969 г., Дубна). Дубна, ОИЯИ, 1970.

Иванов В. И., Машкович В. П. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений. Изд. 2. М., Атомиздат, 1973.

Иванов В. И., Клещенко Е. Д., Фролов В. В. Температурная зависимость характеристик ионизационных камер с жидким диэлектриком. — «Приборы и техника эксперимента», 1974, № 4, с. 41—43.

Иванов В. И. Микродозиметрия (физические аспекты и основные задачи). — «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 3, с. 195—200.

Ионизирующие излучения. Термины и определения. ГОСТ 15484—74.

Исследования в области измерения ионизирующих излучений. — В кн.: Труды метеорологических институтов СССР. Вып. 124(184). Под ред. М. Ф. Юдина. Л., «Энергия», 1970.

Исследование некоторых альбедных характеристик индивидуального дозиметра на основе пленки с эмульсией типа «К» при облучении тепловыми и промежуточными нейтронами. Дубна, ОИЯИ, Р16-9749, 1976. Авт.: М. Г. Гелев, М. М. Комочков, И. Т. Мишев, Ю. В. Мокров, М. И. Салацкая.

Калашникова В. И., Козодаев М. С. Детекторы элементарных частиц. М., «Наука», 1966.

Караваев Ф. М. Измерение активности нуклидов. М., Стандартгиз, 1972.

Комочков М. М., Салацкая М. И. Состояние и перспективы применения фотоэмульсионного метода индивидуального контроля дозы облучения нейтронами. Дубна, ОИЯИ, Р16-9780, 1976.

Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.

Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н. Распространение γ -квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.

Методы обработки результатов наблюдений при измерениях. — В кн.: Труды метеорологических институтов СССР. Вып. 172(232). Под ред. К. П. Широкова. Л., «Энергия», 1975.

Матвеев В. В., Хазанов Б. И. Приборы для измерения ионизирующих излучений. Изд. 2. М., Атомиздат, 1972.

Моисеев А. А., Иванов В. И. Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. Изд. 2. М., Атомиздат, 1974.

Нейтронное излучение. Термины и определения. ГОСТ 19849—74.

Осанов Д. П., Лихтарев И. А., Радзиевский Г. Б. Дозиметрия излучений инкорпорированных радиоактивных веществ. М., Атомиздат, 1970.

Пасечник В. М. Дозиметрия нейтронов средних энергий. Киев, «Наукова думка», 1972.

Полупроводниковые детекторы в дозиметрии ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1973. Авт.: А. Н. Кронгауз, В. К. Ляпидевский, Ю. Б. Мандельцвайг, В. Н. Подгорный.

Радиационная безопасность. Величины, единицы, методы и приборы. Доклады № 19 и 20 МКРЕ. Пер. с англ. Под ред. И. Б. Кеирим-Маркуса, М., Атомиздат, 1974.

Радиационная дозиметрия. Под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1958.

Тканевые дозы нейтронов в теле человека. Справочник. М., Атомиздат, 1972. Авт.: В. Г. Золотухин, И. Б. Кеирим-Маркус, О. А. Кочетков, Г. М. Обатуров, В. И. Цветков.

Термолюминесцентная дозиметрия. Рига, «Зинатне», 1968. Авт.: К. К. Шварц, З. А. Грант, Т. К. Межс, М. М. Грубе.

Требования к дозиметрической информации при аварийных ситуациях. — «Мед. радиология», 1977, № 7, с. 64—72. Авт.: А. К. Гуськова, Р. Д. Друтман, И. Б. Кеирим-Маркус, С. Н. Крайтор, Ф. К. Левочкин.

Туркин А. Д. Дозиметрия радиоактивных газов. М., Атомиздат, 1973.

Франк М., Штольц В. Твердотельная дозиметрия ионизирующего излучения. Пер. с нем. Под ред. И. Б. Кеирим-Маркуса. М., Атомиздат, 1973.

Фролова А. В., Колотилова В. Г. Воспроизведение единицы рад в области

длинноволнового рентгеновского излучения жидкостной ионизационной камерой. — «Измерительная техника», 1975, № 7, с. 82—83.

Юдин М. Ф., Караваев Ф. М. О терминологии в области ионизирующих излучений. — «Измерительная техника», 1976, № 8, с. 90—92.

Юдин М. Ф. Дозиметрия фотонного излучения (5—3000 кэВ). М., Госстандарт, 1970.

Ярицына И. А., Иванов Ю. В., Андреев О. Л. Нейтронные измерения. Изд-во стандартов. М., 1973.

Rossi H. H., Roesch W. C. Field Equations in Dosimetry. — «Radiation Res.», 1962, v. 16, p. 783—795.

Linear Energy Transfer. ICRU Report 16. Washington, USA, 1970.

Neutron Fluence, Neutron Spectra and Kerma. UCRU Report 13. Washington, USA, 1969.

Radiation Dosimetry: Electrons with Initial Energies Between 1 and 50 MeV. ICRU Report 21, Washington, USA, 1972.

Dosimetry in Agriculture, Industry, Biology and Medicine. Proceedings of a Symposium, Vienna, 17—21 April 1972. Vienna, IAEA, 1973.

Advances in Physical and Biological Radiation Detectors. Proceedings of a Symposium, Vienna, 23—27 Nov. 1970. Vienna, IAEA, 1971.

National and International Radiation Dose Intercomparison. Proceedings of a Panel, Vienna, 13—17 Dec. 1971. Vienna, IAEA, 1973.

Biophysical Aspects of Radiation Quality. Proceedings of a Symposium, Lucad Heights 8—12 March 1971. Vienna, IAEA, 1971.

Handbook on Calibration of Radiation Protection Monitoring Instruments. Technical Report Series N 133. Vienna, IAEA, 1971.

Nuclear Accident Dosimetry Systems. Proceedings of a Panel, Vienna, 17—21 Febr. 1969. Vienna, IAEA, 1970.

Kellerer O. M., Chmelevsky D. Criteria for the Applicability of LET. — «Radiation Res.», 1975, v. 63, N 2, p. 226—234.

Kellerer A. M. An Algorithm for LET-Analysis. — «Phys. Med. Biol.», 1972, v. 17, № 2, p. 232—240.

Spencer L. V. Same Comments an Fano's Theorem. — «Radiation Res.», 1975, v. 63, N 1, p. 191—199.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Активационный метод 208
— преимущества 210
Активность 280
Акцепторы 111
Активность наведенная 208
Активная концентрация 269
Аэрозоли 269
— биологическое действие 276
— высокодисперсные 273
— грубодисперсные 273
— естественные радиоактивные 278
— образование и свойства 269
— определение 269
— разрушение 270
— среднелдисперсные 273
Аэрозольные частицы
— — дисперсность 273
— — диффузия 271
— — коэффициент диффузии 272
— размеры 271, 274
— электрический заряд 274, 275
- Бета-дозиметрия
— расчетные методы 226
— экспериментальные методы 230
Бета-излучение 225
Биологическая ткань 188
Биологически значимая доза 43
БЭР 362
Биологическое действие аэрозолей 276
Боуга формула 74
Брэгга — Грея соотношения 62, 202
— применение 96
— формула 64
Бэрметр 302
- Воздухоэквивалентные материалы 97
Вольт-амперная характеристика 76, 77, 121
— жидкостной камеры 337, 338
— полупроводникового детектора 121, 128
Время зарядки аэрозоля 175, 275
Выход радиационно-химический 173
- Газоразрядные счетчики 93
Гомогенная камера 96, 99, 199
- Действующая толщина стенки счетчика 94
Делящиеся вещества 324
— применение в нейтронной дозиметрии 217, 323
Детекторы активационные 212
— полупроводниковые 104
— — уравнение тока 118
— прямой зарядки 259
— тепловых нейтронов 323
Дисперсность аэрозольных частиц 273
Диффузия аэрозольных частиц 271
Доза 33
— биологически значимая 43
— излучения 32
— коллективная 41
— ожидаемая 43
— парциальная 42, 43
— поглощенная 32, 52, 353, 372
— популяционная 42
— теорема обратимости 299
— экспозиционная 36, 370
— — энергетический эквивалент 37
— эквивалентная 37, 42, 199, 375
Дозиметр альбедный 223
— комптоновский 262
— многосферный 223
— полупроводниковый 124
— — счетчиковый режим 126
— — токовый режим 127
— радиофотолуминесцентный 147, 163
— смешанного излучения 205
— стеклянный 147, 148
— сцинтилляционный 130
— термоминесцентный 147, 161
— — дозиметрические характеристики 157, 162
— ферросульфатный 173
— цериевый 175
Дозиметрии обобщенный принцип 68, 303, 365

Дозиметрические величины 9, 69
Дозиметрия 9
— нейтронов 197, 201
— определение 9
— систематика задач 360
— смешанного излучения 205, 207
— тормозного излучения 240
— ускоренных частиц 236
— фотонного излучения 44
— высокоинтенсивного излучения 252
— инкорпорированных радионуклидов 268
— β -излучения 226, 230
— заряженных частиц 225, 236
Дозный коэффициент обратного рассеяния 228
Дозовый спектр по ЛПЭ 306, 309
Доноры 111
— чувствительность фотопленки 169, 233
Дозовая функция точечного источника 296

Затухание люминесценции 159

Излучение ионизирующее 13
— косвенно ионизирующее 13
— непосредственно ионизирующее 13
— непрерывное 14, 71, 82, 87
— импульсное 14, 81, 82, 89
— изотропное 26
— смешанное 13
ИКС 163
Интенсивность излучения 16
Ионизационная камера без внешнего источника напряжения 256
— — газовая 71
— — для дозиметрии нейтронов 197
— — жидкостная 254
— — вольт-амперная характеристика 76, 80
— — применение для измерения коэффициента качества 332, 334
— — зависимость потенциала от мощности дозы 74
— — конденсаторная 90
— — наперстковая 95
— — полостная 95
— — роль состава газа и величины объема 99
— — роль толщины и материала стенок 98
— — соотношение между током и мощностью дозы 96
— — энергетическая зависимость чувствительности 65, 100, 101
— — эффект газа 200
— — эффект стенки 100, 200

— — толстостенная 243
— — экстраполяционная 230
Ионизационный метод дозиметрии 71, 197
Ионизация в конденсированных средах 325
— неравномерная 327
— равномерная 326
Ионизирующее излучение 13
— изотропное 14
— импульсное 81, 82, 89
— моноэнергетическое 47
— тепловое действие 178
Ионы, пространственное распределение 325
Источник бесконечно протяженный 300
— мощность 26
— аэрозолей 269
— точечный 296
ИФК 171, 219

Калориметр 179
— адиабатический 180
— изотермический 180, 181
— квазиадиабатический 182
— одиночный 179
Калориметрическая система дифференциальная 184
Камера жидкостная 254, 334
Камера ионизационная без внешнего источника питания 256
— — универсальная характеристика 76
— — толстостенная 243
— — полостная 96
— — роль поглощения в стенках 99
— — роль δ -электронов 101
Камерные модели 284
Квантометр 245
Керма 35, 36, 53, 361
Кинетика люминесценции 146, 152
— радиотермолюминесценции 152
— накопления продуктов радона 287
— формирование дозы 283
Компенсация энергетической зависимости чувствительности 135, 169
Компенсированный фильтр 170
Комптон-эффект 45, 66
Кривая термовысвечивания 153
Коэффициент диффузии аэрозольных частиц 271
— качества 37, 39, 281, 333, 338
— коагуляции 272, 273
— ослабления 46, 241,
— передачи энергии 48, 51
— зависимость от энергии γ -квантов 49, 50
— поглощения энергии 49
— экстинкции 174

- Линейная передача энергии 29, 38
 ЛПЭ-метрия 302
 ЛПЭ-спектры 304
 — — формирование 307
 ЛПЭ средние значения 307
 Линейная энергия 349
 Люминесцентные методы 140
 — дозиметры 161
 Люминесценция 159
- Макроскопические величины** 342
 Метод линейной суперпозиции 321
 — разности пар 248
 — скрытой энергии 293
 — следов повреждений 214
 — — пределы измерений 219
 — тонкого луча 228
 Метрология ионизирующих излучений 366
 Микродозиметрия 342
 — — основные величины 349
 — прикладное значение 358
 — экспериментальные методы 355
 Мощность дозы излучения 35
- Нейтроны** 186
 — быстрые 186, 190, 201
 — медленные 189
 — промежуточных энергий 192
 — тепловые 186
 — преобразование энергии 186
 — тканевая доза 194
 — формирование дозы 188
 Носители электрических зарядов в полупроводнике 107
- Оптическая плотность** 165, 174
 — — оптимальные условия измерения 177
 Оптические эффекты в люминофорах 140
 Относительная биологическая эффективность 38, 224, 338, 362
- Переход ($p-n$)** 113
 Переходная кривая 246
 Плотность потока частиц 15
 — — энергии 16
 — — оптическая 165, 174
 Плотность тока в ионизационной камере 71
 — — частиц 20
 — — направленного излучения 20
 — — энергии 20
 — — электронов 226, 234
 Поверочные схемы 370
 Погрешность 3, 68, 87, 374
 — определения дозы 87
 — систематическая 368
- случайная 368
 Подпороговые потери ионизации 203
 Поглощенная энергия 27, 57, 63, 134, 205, 346
 — — микроскопическое распределение 344
 Поле излучения 14
 — — дифференциальные характеристики 14, 17
 — — векторные характеристики 18
 — — интегральные характеристики 17
 Полоса поглощения 145, 147
 Полупроводники примесные 111
 — — собственные 108
 Полупроводниковые материалы 106
 Полупроводниковый детектор 104, 118, 121
 — — дозиметр 124
 Порог дискриминации 203
 Пороговые детекторы 213
 Поток частиц 16
 Пропорциональный счетчик 201
 — — со слоистым радиатором 321
 — — распределение длины пути 312
 — — спектр амплитуд импульсов 202, 316
 Прохождение электронов через поглотитель 226
- Радиационные элементы** 259
 Радон изотопный состав продуктов распада 278, 279
 — накопление продуктов распада 287
 — цепочка распада 279
 — энергия α -частиц продуктов распада 293
 Радиоактивные аэрозоли 269
 Радиоактивное равновесие 290
 Радметрия 364
 Радионуклиды инкорпорированные 268, 283
 — формирование дозы 280
 Радиотермолюминесценция 150
 Радиофотолюминесцентные дозиметры 147, 163
 — — влияние света 150
 — — пределы измерений 149
 — — фон 148
 — — чувствительность 148
 Радиофотолюминесценция 141
 — эффект накопления 145
 Распределение аэрозольных частиц в органах 276
 — пространственно-энергетическое 17
 Рекомбинационная камера 334
 Рекомбинационный метод 332
 Рекомбинация в колонках 328

— в люминофорах 150
— в полупроводнике 119
— ионов 72, 82, 329
— предпочтительная 326

Свободные радикалы 172
Седimentация 271
Сенситометрическая характеристика 166
Сечение активации 210
Систематика задач дозиметрии «Скрытая энергия» 293
— метод 295
Скрытое изображение 165
Спектр дозовый по ЛПЭ 309, 319
— импульсов в пропорциональном счетчике 203, 320
— для фиксированных ЛПЭ 317
— событий 351
— энергетический 17
— интенсивности излучения 18
Спектрометрический метод бета-дозиметрии 232
Средняя энергия ионообразования 37, 60, 62, 201, 356
Статистическая природа передачи энергии 344
Сульфат кальция 162
Счетчик пропорциональный 201
— для дозиметрии нейтронов 201, 321
— со слоистым радиатором 321
— сферический 316
Сцинтилляторы 131
Сцинтилляторный дозиметр нейтронов 205
— счетчиковый режим 137
— токовый режим 133
— ЭЗЧ 134, 138
Сцинтилляционный метод 130
— дозиметрии фотонного излучения 130
— — — быстрых нейтронов 205

Тепловое действие излучений 178
Тепловой метод 178
Тканевая доза 188, 194, 198
Тканеэквивалентная пластмасса 199
Тканеэквивалентность 200
Тканеэквивалентный газ 198, 201
Термолюминесцентные дозиметры 157, 161
— чувствительность 157
Ток касыщения 71
— экстраполяционный метод определения 331
Тормозная способность 31
Торон 278, 280
— изотопный состав продуктов распада 280
— цепочка распада 280

Удельная энергия 350
Универсальная характеристика камеры 76
Уровень Ферми 108, 109, 113

Фано теорема 23
Флуктуации 342, 346
— поглощенной энергии 345
Флюенс частиц 15
Фотографический метод 165
— бета-дозиметрии 232
— дозиметрии смешанного излучения 220
Фотоконтроль индивидуальный 169, 219
Фотозффект 44, 58
Фтористый кальций 162
— литий 162
Функция ослабления электронов 228, 229
F-центры 144

Химические дозиметры 173
Химический метод 165

Цилиндр Фарадея 237

Частотное среднее 306, 352
Чувствительность газоразрядного счетчика 93
— дозовая 95
— комптоновского дозиметра 264
— радиационного элемента 260
— радиофотолюминесцентного дозиметра 148
— рентгеновской пленки 169
— электретного дозиметра 266
— ионизационных камер 97
— сцинтилляционного дозиметра 134, 138
— ТЛД 157
— фотометода 167

Шокли формула 263

Эквивалент дозы 40
Эквивалентная доза 37, 40, 199, 321, 375
Эквивалентный зазор 75
Электрет 266
Энергетическая зависимость чувствительности 65, 95, 101, 134, 169
— тканевой дозы 194
— компенсация в фотодозиметрах 169
— роль поглощения в стенках 100
— толстостенной камеры 243

Электрические заряды в полупроводнике 104, 107
Электронное равновесие 49, 52, 242
Энергетическое среднее 307, 352
Энергия излучения поглощенная 27
— — микроскопическое распределение 344
— — преобразование в веществе 44, 186
— — статистическая природа передачи 344
— — флуктуации 346

Эталопы 370
Эффект газа 200
— замедления нейтронов 222
— образования пар 45, 54, 240
— стенки 45, 59, 200
Эффективность собирания ионов 73, 74, 82, 332
— при импульсном облучении 85
Электроды 73, 231, 256

Яффе теория 328

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к третьему изданию	3
Предисловие ко второму изданию	5
Предисловие к первому изданию	7
Введение	9
Глава 1. Поле ионизирующего излучения	13
§ 1. Основные понятия	13
§ 2. Скалярные характеристики поля излучения	14
§ 3. Дифференциальные характеристики поля излучения	17
§ 4. Векторные характеристики поля излучения	18
§ 5. Токовые и потоковые величины в рассеивающей и поглощающей среде	21
§ 6. Теорема Фано	23
Глава 2. Доза излучения	27
§ 7. Поглощенная энергия излучения	27
§ 8. Линейная передача энергии	29
§ 9. Поглощенная доза	32
§ 10. Экспозиционная доза	36
§ 11. Коэффициент качества излучения. Эквивалентная доза	37
§ 12. Коллективная доза	41
Глава 3. Физические основы дозиметрии фотонного излучения	44
§ 13. Преобразование энергии фотонного излучения в веществе	44
§ 14. Коэффициент передачи энергии излучения	48
§ 15. Электронное равновесие	49
§ 16. Эффективный атомный номер вещества	58
§ 17. Средняя энергия ионнообразования	60
§ 18. Соотношение Брэгга — Грея	62
§ 19. Энергетическая зависимость чувствительности дозиметрических детекторов	65
§ 20. Обобщенный принцип дозиметрии	68
Глава 4. Ионизационные дозиметрические детекторы	71
§ 21. Общие замечания	71
§ 22. Закономерности ионизационных камер при непрерывном облучении	71
§ 23. Эффективность собирания ионов. Формула Боуга	74
§ 24. Универсальная характеристика ионизационной камеры	76
§ 25. Закономерности ионизационных камер при импульсном облучении	81
§ 26. Погрешность определения дозы (мощности дозы) при неполном собирании ионов в ионизационной камере	87

§ 27.	Конденсаторные камеры	90
§ 28.	Газоразрядные счетчики	93
§ 29.	Полостные ионизационные камеры	95
§ 30.	Роль поглощения в стенках	99
§ 31.	Роль δ -электронов	101
Глава 5. Полупроводниковые дозиметрические детекторы		104
§ 32.	Особенности полупроводниковых детекторов	104
§ 33.	Носители электрических зарядов в беспримесном полупроводнике	107
§ 34.	Примесные полупроводники	111
§ 35.	$p - n$ -Переход	113
§ 36.	Уравнения протекания тока через полупроводниковый детектор	118
§ 37.	Вольт-амперная характеристика полупроводникового детектора с $p - n$ -переходом	121
§ 38.	Дозиметрические характеристики полупроводниковых дозиметров	124
Глава 6. Сцинтилляционный метод дозиметрии фотонного излучения		130
§ 39.	Принцип метода	130
§ 40.	Дозиметрические характеристики сцинтилляторов	131
§ 41.	Токовый режим сцинтилляционного дозиметра	133
§ 42.	Счетчиковый режим сцинтилляционного дозиметра	137
Глава 7. Люминесцентные методы дозиметрии		140
§ 43.	Оптические эффекты в люминофорах	140
§ 44.	Механизм радиофотолюминесценции	141
§ 45.	Радиофотолюминесцентные дозиметры	147
§ 46.	Механизм радиотермолюминесценции	150
§ 47.	Кинетика радиотермолюминесценции	152
§ 48.	Кривая термовысвечивания	153
§ 49.	Влияние продолжительности облучения и мощности дозы на чувствительность термолюминесцентных дозиметров	157
§ 50.	Затухание люминесценции	159
§ 51.	Люминесцентные дозиметры	161
Глава 8. Фотографический и химический методы дозиметрии фотонного излучения		165
§ 52.	Фотохимическое действие излучения	165
§ 53.	Дозовая чувствительность фотодозиметра	167
§ 54.	Компенсация энергетической зависимости чувствительности. Индивидуальный фотоконтроль	169
§ 55.	Радиационно-химические превращения	172
§ 56.	Жидкие химические дозиметры	173
§ 57.	Другие виды химических дозиметров	175
§ 58.	Оптимальные условия измерения оптической плотности	177
Глава 9. Тепловой метод дозиметрии		178
§ 59.	Тепловое действие ионизирующих излучений	178
§ 60.	Одиночный калориметр	179
§ 61.	Квазиadiaбатический режим калориметра	182
§ 62.	Дифференциальная калориметрическая система	184

Глава 10. Дозиметрия нейтронов	186
§ 63. Преобразование энергии нейтронов в веществе	186
§ 64. Формирование дозы нейтронов в живой ткани	188
§ 65. Энергетическая зависимость тканевой дозы	194
§ 66. Дозиметрия быстрых нейтронов с помощью ионизационных камер	197
§ 67. Применение пропорциональных счетчиков для дозиметрии быстрых нейтронов	201
§ 68. Сцинтилляционный метод дозиметрии нейтронов	205
§ 69. Активационный метод дозиметрии нейтронов	208
§ 70. Метод следов повреждений	214
§ 71. Другие методы дозиметрии нейтронов	219
Глава 11. Дозиметрия потоков заряженных частиц	225
§ 72. Общие замечания	225
§ 73. Расчетные методы дозиметрии β -излучения	226
§ 74. Экспериментальные методы β -дозиметрии	230
§ 75. Дозиметрия ускоренных заряженных частиц	236
Глава 12. Дозиметрия тормозного излучения высокой энергии	240
§ 76. Особенности дозиметрии высокоэнергетического фотонного излучения	240
§ 77. Толстенная камера	243
§ 78. Квантометр	245
§ 79. Метод разности пар (метод тонких конверторов)	248
Глава 13. Дозиметрия высокоинтенсивного излучения	252
§ 80. Особенности дозиметрии высокоинтенсивных потоков ионизирующего излучения	252
§ 81. Жидкостные ионизационные камеры	254
§ 82. Ионизационные камеры без внешнего источника напряжения	256
§ 83. Детекторы прямой зарядки (радиационные элементы)	259
§ 84. Твердотельный комптоновский дозиметр	262
§ 85. Применение электретов в дозиметрии	266
Глава 14. Дозиметрия инкорпорированных радионуклидов	268
§ 86. Пути поступления радионуклидов внутрь организма	268
§ 87. Образование и свойства радиоактивных аэрозолей	269
§ 88. Особенности биологического действия радиоактивных аэрозолей	276
§ 89. Естественные радиоактивные аэрозоли	278
§ 90. Формирование дозы излучения инкорпорированных радионуклидов	280
§ 91. Кинетика формирования дозы	283
§ 92. Камерные модели	284
§ 93. Кинетика продуктов распада радона на фильтре	287
§ 94. Метод «скрытой энергии»	293
§ 95. Дозовая функция точечного источника β -частиц	296
§ 96. Теорема обратимости дозы	299
§ 97. Доза от протяженных источников	300
Глава 15. ЛПЭ-метрия	302
§ 98. Общие замечания	302
§ 99. ЛПЭ-спектры	304
§ 100. Формирование ЛПЭ-спектров Средние значения	307

§ 101.	Распределение длины пути в сферической полости	312
§ 102.	Связь ЛПЭ-распределения с амплитудным спектром в сферическом пропорциональном счетчике	316
§ 103.	Метод линейной суперпозиции показаний нескольких детекторов	321
§ 104.	Структура ионизации в конденсированных средах	325
§ 105.	Основные положения теории неравномерной ионизации	328
§ 106.	Рекомбинационный метод	332
§ 107.	Применение жидкостных камер	334
§ 108.	Метод, основанный на измерении нескольких взаимозависимых физических величин	338
Глава 16. Микродозиметрия		342
§ 109.	Предмет микродозиметрии	342
§ 110.	Статистическая природа первичной передачи энергии	344
§ 111.	Флуктуации поглощенной энергии	346
§ 112.	Микродозиметрические величины и функции их распределения	349
§ 113.	Экспериментальные методы микродозиметрии	355
§ 114.	Прикладное значение микродозиметрии	358
§ 115.	Систематика задач дозиметрии	360
Глава 17. Метрология ионизирующих излучений		366
§ 116.	Общие замечания	366
§ 117.	Показатели точности измерений	367
§ 118.	Эталоны и поверочные схемы в области ионизирующих излучений	370
§ 119.	О необходимой точности дозиметрических измерений	377
Рекомендуемая литература		381
Предметный указатель		384

ИБ № 176

Виктор Иванович Иванов

КУРС ДОЗИМЕТРИИ

Редактор **А. В. Матвеева**

Художественный редактор **А. Т. Кирьянов**

Переплет художника **О. В. Камаева**

Технический редактор **И. Н. Подшебякин**

Корректор **Т. С. Дружинина**

Дано в набор 20 XII 1977 г. Подписано к печати
24 III 1978 г. Т 06034 Формат 60×90^{1/16} Бумага ти-
пографская № 1 Усл печ л 24,5 Уч изд л 24 93
тираж 7150 экз Цена 1 р 20 к Зак изд 73278
зак тип 2218

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5

Московская типография № 4 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров
СССР по делам издательств, полиграфии и книж-
ной торговли.

г Москва, И 41, Б Переяславская ул, 46