

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ**

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

В. И. Арбузов

**ОСНОВЫ
РАДИАЦИОННОГО ОПТИЧЕСКОГО
МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ**

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2008

УДК 681.7.031

В. И. Арбузов Основы радиационного оптического материаловедения.
Учебное пособие. СПб: СПбГУИТМО. 2008. – 284 стр., 150 рис., 50 табл.

В пособии изложены закономерности взаимодействия ионизирующего излучения с оптическими материалами. В нем классифицируются ионизирующие излучения и оптические материалы, описываются изменения спектров пропускания оптических стекол и кристаллов при их облучении фотонным или корпускулярным излучением, дается представление о стабильности их радиационной окраски и о способах повышения радиационно-оптической устойчивости стекол к ионизирующему излучению, приводится информация о функциональных свойствах радиационно-защитных стекол, позволяющих получать информацию об объектах в радиационных полях и предохраняющих человека от вредного действия ионизирующего излучения. Пособие предназначено для магистров, обучающихся по направлению 200600 «Фотоника и оптоинформатика» по магистерской программе «Оптические материалы фотоники и оптоинформатики» при изучении дисциплины «Фоточувствительные и радиационно-стойкие материалы».

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и оптотехники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 200600 – Фотоника и оптоинформатика.



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2008

© В. И. Арбузов, 2008

Оглавление	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	6
Глава 1. ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ	9
1.1. Классификация ионизирующих излучений	9
1.2. Фотонное излучение	11
1.3. Корпускулярное излучение	15
1.4. Единицы измерения ионизирующих излучений	19
1.5. Источники ионизирующих излучений	21
1.6. Ионизирующие излучения в космическом пространстве	25
1.7. Механизмы взаимодействия γ -излучения с веществом	29
Глава 2. ЗОННАЯ СХЕМА, ДЕФЕКТЫ СТРУКТУРЫ И РАДИАЦИОННЫЕ ЦЕНТРЫ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ И СТЕКЛАХ	33
2.1. Зонная схема кристаллов. Классификация дефектов их структуры	33
2.2. Типы центров окраски в щелочно-галогидных кристаллах	38
2.3. Методы исследования центров окраски	41
2.4. Классификация оптических кристаллов и их радиационно-оптическая устойчивость	46
2.5. Зонная схема стекла. Локализованные состояния	67
2.6. Особенности образования радиационных центров окраски в стекле	71
2.7. Феноменологическое описание кинетики накопления радиационных центров окраски в оптических материалах	72
Глава 3. РАДИАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА	75
3.1. Типы, основные характеристики, области применения и способы получения кварцевого стекла	76
3.2. Типы дефектов структуры и радиационные дефекты кварцевого стекла	81
3.3. Влияние технологических примесей на радиационно-оптическую устойчивость кварцевого стекла	83
Глава 4. ПРОЦЕССЫ ФОТО- И РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ОКСИДНЫХ СТЕКЛАХ	85
4.1. Край фундаментального поглощения и элементарные электронные возбуждения в оксидных стеклах	85
4.2. Генерация электронных возбуждений в стекле под действием ионизирующего излучения	100
4.3. Спектральные характеристики радиационных центров окраски в модельных оксидных стеклах	101

Глава 5. ОПТИЧЕСКИЕ СТЕКЛА И ИХ РАДИАЦИОННО-ОПТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ	113
5.1. Классификация оптических стекол	113
5.2. Окрашивающее действие γ -излучения на оптические стекла	116
5.3. Образование радиационных центров окраски в оптических стеклах под действием корпускулярного излучения	138
Глава 6. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ НА РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СТЕКЛАХ И КРИСТАЛЛАХ	145
6.1. Влияние элементов переменной валентности на образование центров окраски в стеклах под действием УФ излучения	146
6.2. Фотостимулированная перезарядка элементов переменной валентности в стеклах и кристаллах	152
6.3. Радиационно-стойкие стекла: составы, классификация, оптические и спектральные свойства	156
6.4. Устойчивость радиационно-стойких стекол к действию γ -излучения	162
6.5. Действие корпускулярного излучения на радиационно-стойкие стекла	171
Глава 7. КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АСПЕКТ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В СТЕКЛАХ	175
7.1. Методика исследования фото-и радиационно-стимулированной перезарядки элементов переменной валентности в стекле	175
7.2. Влияние восстановления элементов переменной валентности под действием УФ и γ -излучения на образование центров окраски в стекле	177
7.3. Влияние окисления элементов переменной валентности под действием УФ и γ -излучения на образование центров окраски в стекле	184
7.4. Влияние железа на образование центров окраски в церийсодержащих силикатных стеклах	197
7.5. Изучение кинетики накопления центров окраски в стекле К108 при УФ и γ -облучении	204
7.6. Количественный аспект образования радиационных центров окраски в стеклах К8 и К108	210
Глава 8. МЕХАНИЗМЫ ПРОТЕКТОРНОГО ДЕЙСТВИЯ ЦЕРИЯ В РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ СТЕКЛАХ	214
8.1. Методика изучения фотопереноса электрона	

от ионов церия к собственным дырочным центрам окраски в силикатных стеклах	215
8.2. Стимулированный излучением перенос электронов от ионов Ce^{3+} к собственным дырочным центрам в стекле К108	216
8.3. Сопоставление дырочно-акцепторного и электронно- рекомбинационного механизмов протекторного действия церия в стекле К108	218
Глава 9. ОСЛАБЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ СТЕКЛАМИ. ОПТИЧЕСКИЕ СТЕКЛА ДЛЯ ЗАЩИТЫ ЧЕЛОВЕКА ОТ ИОНИЗУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ	225
9.1. Методика расчета коэффициента ослабления рентгеновского и гамма-излучения оптическими стеклами	226
9.2. Характеристика ослабления рентгеновского и γ -излучения оптическими и радиационно-стойкими стеклами	229
9.3. Требования к оптическим стеклам для защиты человека от ионизирующего излучения	234
9.4. Радиационно-стойкие защитные стекла нового поколения	235
Глава 10. СТАБИЛЬНОСТЬ РАДИАЦИОННОЙ ОКРАСКИ ОПТИЧЕСКИХ И РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ СТЕКОЛ	248
10.1. Модели рекомбинационных процессов в кристаллах и стеклах	249
10.2. Хроноспектроскопия радиационных центров окраски в стеклах	253
10.3. Закономерности пост-радиационных процессов в облученных стеклах	260
10.4. Влияние оптического излучения и температуры на стабильность радиационной окраски в стеклах	269
ЛИТЕРАТУРА	278
КАФЕДРА ОПТОИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И МАТЕРИАЛОВ	281

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что любое вещество в той или иной степени изменяет свои свойства под действием ионизирующего излучения. В случае оптических материалов это могут быть оптические, спектральные, механические, электрические и химические свойства, играющие важную роль при использовании элементов из названных материалов в оптических приборах. При этом следует помнить, что последствия облучения могут быть не только негативными, но и позитивными. Однако и в том, и в другом случаях в материале под воздействием ионизирующего излучения протекает целый комплекс сложных процессов, предсказать последствия которых теоретически удастся далеко не всегда. По этой причине для обеспечения возможности надежного прогнозирования поведения того или иного оптического прибора в условиях его функционирования в радиационных полях требуется экспериментально изучить действие ионизирующего излучения на разные классы оптических материалов. Установить наиболее общие закономерности воздействия излучения на вещество можно только на основе накопленного учеными большого массива достоверных экспериментальных данных. Понятно, однако, что не только научные работники, но и практические специалисты в области разработки и производства оптических материалов, а также специалисты по проектированию и эксплуатации оптических приборов должны быть знакомы с качественными и количественными закономерностями процесса взаимодействия ионизирующих излучений с оптическими материалами, иметь представление о способах повышения или понижения чувствительности материала к излучению, о методах устранения негативных последствий действия излучения на оптические элементы, изготовленные из того или иного материала. Представители всех названных профессий должны также иметь представление о том, в какой степени и почему смотровые окна облучательных установок, так называемых «горячих камер», машин радиационной разведки могут не только давать возможность получать оптическую информацию об объекте наблюдения, находящемся в радиационном поле, но и одновременно защищать персонал от вредного действия ионизирующего излучения. Дать в сжатой форме информацию по всем этим проблемам и является целью настоящего учебного пособия.

Пособие написано на основе лекций, которые автор в течение многих лет читал и продолжает читать студентам старших курсов СПбГУИТМО, специализирующимся в области оптического приборостроения, оптотехники, оптоинформационных технологий и материалов. Необходимость подготовки данного учебного пособия в значительной степени диктовалась тем, что содержащаяся в нем текстовая, табличная и графическая информация «рассыпана» по десяткам труднодоступных

нормативно-технических документов, сотням статей в периодической научной литературе, ряду монографий, посвященных отдельным разделам взаимодействия ионизирующего излучения с твердыми телами. Это обстоятельство не позволяло преподавателю рекомендовать студентам эти литературные источники в качестве учебной литературы, а студентов вынуждало пользоваться лишь записанными лекциями, что, конечно, снижало эффективность усвоения материала.

Материал, использованный при подготовке данного пособия, является плодом многолетних исследований большого числа отечественных и зарубежных ученых. Неоценим вклад ученых-материаловедов Государственного оптического института им. С. И. Вавилова (ныне Научно-исследовательского и технологического института оптического материаловедения Всероссийского научного центра «ГОИ им. С. И. Вавилова»): прежде всего их усилиями создавались каталоги оптических и радиационно-стойких стекол, отрабатывались технологии получения оптических кристаллов, разрабатывались и внедрялись в оптико-механическую промышленность многочисленные нормативно-технические документы по проблеме радиационно-оптической устойчивости оптических материалов. Автор хотел бы особо отметить заслуги академика Г. Т. Петровского, который более трех десятков лет руководил материаловедческим направлением ГОИ им. С. И. Вавилова и способствовал успешному проведению работ по созданию новых стекол и кристаллов и по получению баз данных по их свойствам. Большая заслуга в становлении направления радиационного оптического материаловедения принадлежит ученым старшего поколения ГОИ им. С. И. Вавилова В. В. Варгину, Г. В. Бюргановской, Н. Ф. Орлову, Д. М. Юдину и Г. О. Карапетяну, возглавлявшим разработки по радиационно-стойким стеклам и по накоплению базы данных по их радиационно-оптическим свойствам. Большой объем информации, позволившей установить многие качественные и количественные закономерности взаимодействия ионизирующего излучения с модельными и промышленными стеклами, получен более молодыми учеными института – М. Н. Толстым, Л. Б. Глебовым, В. Г. Докучаевым, автором данного пособия. В ряду отечественных ученых других институтов, которые внесли весомый вклад в развитие радиационной физики и химии стекла, хотелось бы отметить академика С. М. Бреховских, В. А. Тюльнина, Л. М. Ланду. В области исследования радиационно-оптических свойств кварцевого стекла нельзя не выделить имена сотрудника Института кварцевого стекла (позднее сотрудника ГОИ им. С. И. Вавилова) А. В. Амосова, ученых Латвийского университета Ю. Закиса, А. Силиньша, А. Н. Трухина, Л. Скуи, Я. Клявы. Плеяду зарубежных ученых, успешно работавших в области радиационного материаловедения стекол, безусловно, возглавлял Н. Крейдл, заслуженно считавшийся патриархом в этой области науки. Его

последователями были Р. Йокота, А. Бишэй, изучавшие закономерности радиационного окрашивания стекол разных составов. Исследования Н. Соги, М. Таширо, С. Сакки и Й. С. Строуда по влиянию церия на образование радиационных центров окраски фактически положили начало разработкам каталогов радиационно-стойких стекол во всех странах, производящих оптическое стекло. Признанными авторитетами в области радиационной физики кварцевого стекла являются Р. Вилкс и Д. Гриском. Более 40 лет все эти ученые создавали научный фундамент радиационного оптического материаловедения, без которого было бы немыслимо надежное функционирование оптических приборов в условиях их облучения ионизирующим излучением.

Пособие состоит из Введения, 10 глав и Заключения. Во **введении** обосновывается необходимость написания и издания настоящего пособия, определяется его цель и структура. В **первой главе** представлен материал по типам ионизирующих излучений и их характеристикам, о механизмах их взаимодействия с веществом. **Вторая глава** посвящена изложению представлений о зонной структуре, о типах радиационных дефектов и центрах окраски в кристаллах и стеклах. Более подробно описываются радиационно-оптические свойства оптических кристаллов. В **третьей главе** описываются типы кварцевого стекла, способы его производства и свойства, дается классификация основных радиационных дефектов и центров окраски, приводятся данные о спектрах наведенного и ионизирующим излучением поглощения оптических кварцевых стекол. В **четвертой главе** излагается материал о фото- и радиационно-стимулированных процессах в многокомпонентных оксидных стеклах, о связи структуры спектров поглощения радиационных центров окраски с составом модельных оксидных стекол. **Пятая глава** посвящена описанию наиболее широкого класса оптических материалов – оптических стекол. В ней приводится классификация оптических стекол, дается представление об их спектрах светопропускания до и после облучения, а также о спектрах наведенного облучением поглощения. Показано, что оптические стекла сохраняют приемлемую пропускающую способность только при экспозиционных дозах (радиационных нагрузках), в среднем не превышающих 10^4 Р. В **шестой главе** изложен материал, касающийся влияния элементов переменной валентности на образование центров окраски в стеклах, описывается способ повышения радиационно-оптической устойчивости стекол, вводится понятие радиационно-стойких стекол и дается информация о спектрах их пропускания до и после облучения, а также о спектрах наведенного излучением поглощения. В **седьмой главе** описываются способы определения количественных характеристик электронных и дырочных центров окраски в стеклах по данным о фото- или радиационно-стимулированной перезарядке (окислению и восстановлению) элементов переменной валентности.

Восьмая глава посвящена описанию механизмов протекторного действия церия в радиационно-стойких стеклах. В **девятой главе** описываются оптические стекла для защиты человека от ионизирующего излучения. Приводятся данные о линейных коэффициентах ослабления рентгеновского и γ -излучения существующими оптическими и радиационно-стойкими стеклами и описываются способы их расчета, а также приводится информация о защитных стеклах нового поколения, сочетающих бесцветность с повышенными значениями радиационно-оптической устойчивости и защитных свойств. **Десятая глава** посвящена описанию проблемы стабильности радиационной окраски. В ней характеризуются способы описания кинетики изотермической релаксации наведенного излучением поглощения, описываются влияние света, температуры и примесей элементов переменной валентности на стабильность радиационной окраски стекол.

Глава 1. ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Излучение называется ионизирующим, если при прохождении через среду оно вызывает появление в ней ионов противоположных знаков. Следует отметить, что оптическое излучение видимого и ультрафиолетового диапазонов принято не включать в понятие «ионизирующее излучение». Качественно и количественно эффект воздействия ионизирующего излучения на среду определяется не только ее свойствами, но также видом и характеристиками самого излучения. Чтобы легче было ориентироваться в многообразии излучений и в их особенностях, ознакомимся с классификацией и источниками ионизирующих излучений, с характеристиками основных их видов, с механизмами взаимодействия ионизирующего излучения с веществом, а также с единицами измерения, которыми при этом оперируют.

1.1. Классификация ионизирующих излучений

Каждый раз, когда в практической деятельности мы имеем дело с тем или иным множеством, возникает потребность в классификации его элементов по их важнейшим свойствам. Такая классификация не только упорядочивает элементы множества, но и упрощает пользование ими. Понятно, что способов классификации может быть столько, сколько имеется пользователей у выбранного множества. Постепенно, однако, какие-то способы классификации становятся общепризнанными, общеупотребительными и даже обязательными, тогда как другие забываются, выходят из употребления и даже могут переходить в разряд недопустимых к использованию. Так, например, считается недопустимым называть ионизирующее излучение радиоактивным.

Естественно, что задача классификации актуальна и для ионизирующих излучений. Так, различают *непосредственно* и *косвенно*

ионизирующее излучение. Под **непосредственно ионизирующим излучением** понимают заряженные частицы с такой кинетической энергией, которой достаточно для ионизации атомов или молекул среды при столкновении частиц с ними. Этот тип излучения может состоять из электронов, протонов, альфа-частиц и т. д. **Косвенно ионизирующее излучение** состоит из незаряженных частиц (например, нейтронов) или квазичастиц (фотонов), которые при воздействии на среду могут создавать непосредственно ионизирующее излучение или вызывать ядерные превращения.

Далее, выделяют **первичное, вторичное и т. п. ионизирующее излучение.** Первичным называется ионизирующее излучение, которое в рассматриваемом процессе взаимодействия со средой является или принимается исходным. В результате этого взаимодействия может возникнуть ионизирующее излучение другого вида, которое называется вторичным.

Ионизирующее излучение называется **моноэнергетическим**, если оно представлено фотонами одинаковой энергии или частицами одного вида с одной и той же кинетической энергией, и **немоноэнергетическим**, если входящие в него частицы одного вида имеют разную кинетическую энергию и разной энергией обладают фотоны. В этой классификации недопустимыми к использованию вместо приведенных выше понятий моно- и немонаэнергетического ионизирующего излучения являются термины «монокроматическое» и «немонахроматическое» ионизирующее излучение. Если ионизирующее излучение состоит из частиц разного вида или из частиц и фотонов одновременно (как, например, реакторное излучение), то оно называется **смешанным**.

Ионизирующее излучение с выделенным направлением распространения называется **направленным**, а без преимущественного направления – **диффузным**. Первичное ионизирующее излучение, поступающее из космического пространства, а также вызванное им вторичное ионизирующее излучение создают **космическое излучение**, которое вместе с ионизирующим излучением естественно распределенных природных радиоактивных веществ создают **естественный фон ионизирующего излучения**. При этом следует сказать, что понятие космического излучения многозначно. В зависимости от энергии фотонов (она измеряется в электрон-вольтах, эВ) оно подразделяется на **космическое рентгеновское излучение** и **космическое гамма-излучение**. В случае космического рентгеновского излучения различают **мягкое** (с энергией квантов до нескольких кэВ) и **жесткое** (от десятков до сотен кэВ) **космическое рентгеновское излучение**. В свою очередь космическое гамма-излучение подразделяется на **мягкое космическое гамма-излучение** (от нескольких сотен кэВ до единиц МэВ), **космическое гамма-излучение средних энергий** (от единиц до десятков МэВ), **космическое гамма-**

излучение высоких (от десятков МэВ до 10^{11} эВ) и **сверхвысоких** (выше 10^{11} эВ) **энергий**. Пространственно-временное распределение ионизирующего излучения в рассматриваемой среде называется **полем ионизирующего излучения**.

С точки зрения радиационного оптического материаловедения наиболее важным является деление ионизирующих излучений на **фотонное** и **корпускулярное**. Ознакомимся с их характеристиками более подробно.

1.2. Фотонное излучение

В общем случае под фотонным ионизирующим излучением понимают косвенное электромагнитное излучение с длинами волн от 0.0001 до 390 нм. В зависимости от длины волны фотонного излучения различают **γ -излучение** (от 0.0001 до 0.005 нм), **рентгеновское излучение** (от 0.005 до 1 нм) и **ультрафиолетовое** (от 1 до 390 нм) **излучение**. Разумеется, границы указанных диапазонов размыты, до некоторой степени условны, тем не менее они позволяют ориентироваться в разных видах фотонного излучения, поэтому примем их и обратимся к их характеристике.

γ -излучение. γ -излучение – это фотонное излучение, возникающее или при переходе атомных ядер из одного энергетического состояния в другое, обладающее меньшей энергией, или при аннигиляции частиц. Это наиболее проникающий вид ионизирующего излучения. В 1896 г. Беккерель, исследуя соли урана, открыл невидимые глазом лучи, которые оказывали на фотопластинку такое же окрашивающее действие, как и свет. Затем супруги Кюри показали, что таким же свойством обладают и другие элементы, например, торий, радий, полоний. Это явление было названо радиоактивностью. Резерфорд, пропустив испускаемые ураном лучи через магнитное поле, силовые линии которого были перпендикулярны направлению распространения лучей, обнаружил, что они разделяются на три пучка: один тип лучей не менял направления своего распространения, а два других отклонялись магнитным полем в противоположных направлениях. Те лучи, на которые магнитное поле не оказывало действия, Резерфорд назвал **γ -лучами**, а отклоняющиеся полем – **α - и β -лучами**. Позднее было установлено, что **γ -лучи** имеют фотонную природу, т. е. являются квантами электро-магнитного излучения с достаточно большой энергией (сотни – тысячи эВ). Они возникают во время внутриядерных превращений и являются следствием перехода ядер из метастабильных (т. е. возбужденных) состояний в стабильное. В метастабильных состояниях зачастую оказываются ядра так называемых дочерних элементов после испускания **α - и β -частиц** материнскими ядрами (подробнее об **α - и β -распаде** речь пойдет ниже).

Число атомов dN , распадающихся за бесконечно малый промежуток времени dt , пропорционально этому промежутку времени и исходному числу атомов N :

$$dN = \lambda N dt. \quad (1.1)$$

Решение этого уравнения

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.2)$$

где N_0 и N_t – число атомов в начальный момент времени и в момент времени t , а λ – постоянная распада, имеющая размерность обратного времени. Графиком этой зависимости в реальном масштабе времени является экспонента. Пример такой экспоненты для случая распада изотопа ^{58}Co представлен на рис. 1.1.

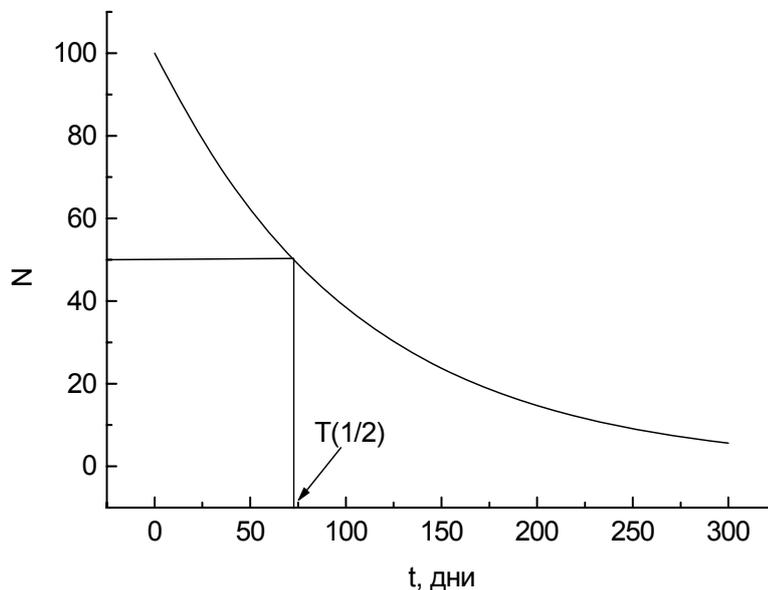


Рис. 1.1. Кинетика радиоактивного распада изотопа ^{58}Co в реальном масштабе времени.

Важной характеристикой радиоактивного вещества является его период полураспада $T(1/2)$ – время, в течение которого число нераспавшихся атомов уменьшается наполовину ($N_{T(1/2)} = N_0/2$). Подставив это соотношение в (1.2) и приравняв текущее время к $T(1/2)$, получаем:

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T(1/2)}. \quad (1.3)$$

После простых математических преобразований находим соотношение $\lambda T(1/2) = \ln 2 = 0.693$, откуда получаем, что период полураспада $T(1/2) = 0.693/\lambda$. Что же касается значения постоянной распада, она может быть найдена из графика временной зависимости $\ln N = f(t)$, который в полулогарифмическом масштабе описывается спадающей со временем прямой линией, тангенс угла наклона (α на рис. 1.2) которой как раз и равен λ .

Значения периода полураспада для разных химических элементов лежат в очень широком диапазоне. Так, для Th он равен $1.8 \cdot 10^{10}$ лет, для Ra – 1590 лет, для ^{137}Cs – 30 лет, для ^{60}Co – 5.27 года, для ^{58}Co – 72 дня, для ^{72}Ge – $2.9 \cdot 10^{-7}$ секунд.

Ослабление потока γ -излучения поглощающим веществом происходит по экспоненциальному закону:

$$n = n_0 e^{-\mu d}, \quad (1.4)$$

где n_0 – поток в отсутствие поглотителя, n – после прохождения слоя поглотителя толщиной d , μ – линейный коэффициент ослабления (см^{-1}). Величина μ складывается из коэффициентов поглощения γ -излучения при фотоэффекте (τ), Комптон-эффекте (σ) и эффекте образования пар (κ):

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa. \quad (1.5)$$

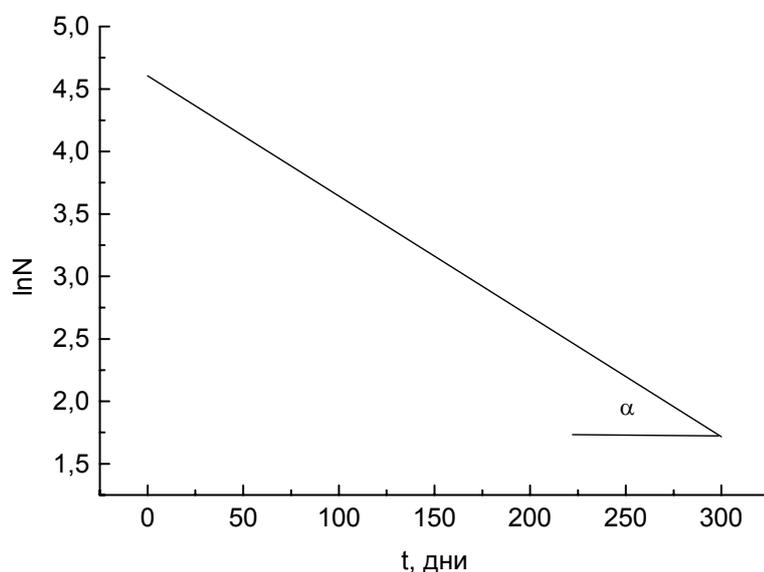


Рис. 1.2. Кинетика радиоактивного распада изотопа ^{58}Co в полулогарифмическом масштабе.

Все эти коэффициенты зависят от энергии γ -квантов. Рис. 1.3 демонстрирует 4 зависимости для одного из самых эффективных поглотителей γ -излучения – свинца. Как видно из этого рисунка, эффективность ослабления излучения за счет фотоэффекта сильно падает с ростом энергии квантов в диапазоне от 0.5 до примерно 3 МэВ, а затем наблюдается более плавное снижение величины τ при увеличении энергии квантов. При фотоэффекте атом поглощает первичный γ -квант, который выбивает один или несколько электронов с различных электронных оболочек, которые называются фотоэлектронами и имеют разную кинетическую энергию. Вероятность ионизации разных оболочек различна и зависит от энергии излучения. На выбивание электрона расходуется

относительно небольшая часть энергии γ -кванта, основная ее часть переходит в кинетическую энергию выбитого электрона.

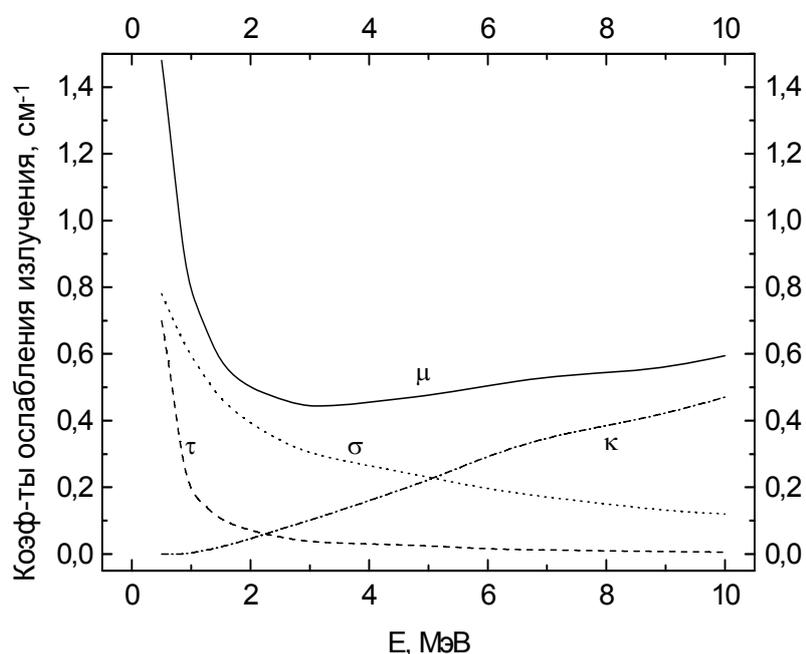


Рис. 1.3. Энергетическая зависимость линейных коэффициентов ослабления γ -излучения для свинца.

Комптон-эффект – это некогерентное рассеяние γ -кванта на электроне внешней оболочки, при котором γ -квант передает электрону часть своей энергии. Следствием этого является уменьшение энергии γ -кванта и изменение направления его движения. Коэффициент поглощения излучения при Комптон-эффекте (σ) также уменьшается с ростом энергии квантов, однако не так резко, как для случая фотоэффекта.

В отличие от двух описанных процессов, процесс образования пар (испускание электрон-позитронной пары ядром при поглощении последним γ -кванта) описывается нарастающей зависимостью коэффициента поглощения излучения (κ) с ростом энергии излучения, причем следует отметить, что процесс этот носит пороговый характер: при $E < 1.02$ МэВ электрон-позитронные пары не образуются.

Рентгеновское излучение. На практике рентгеновское излучение получают в высоковольтных рентгеновских трубках, оно возникает при падении ускоренных электронов, испускаемых катодом, на стекло трубки или на материал специально подобранного антикатада (анода). При этом различают два существенно отличающихся друг от друга типа рентгеновского излучения – ***тормозное и характеристическое*** – в зависимости от соотношения энергии E_e падающих на антикатод электронов и критической энергии $E_{кр}$, характерной для материала

антикатада. Если $E_e < E_{кр}$, получают тормозное излучение, которое характеризуется широким сплошным спектром. При $E_e > E_{кр}$ возникает характеристическое излучение с линейчатым (дискретным) спектром. Спектральные линии образуют серии K , L , M , N , которые также не являются моноэнергетическими. Так, в серии K существуют K_α -, K_β - и K_γ -линии, причем K_α состоит из двух компонентов. Положение линий той или иной серии связано законом Мозели с атомным номером z элемента материала антикатада:

$$\nu(K_\alpha) = R(z - 1)^2(1/1^2 - 1/2^2) \quad (1.6)$$

для K_α -линий и

$$\nu_L = R(z - \sigma)^2(1/2^2 - 1/3^2) \quad (1.7)$$

для L -линий, где ν – волновое число линии (величина, обратная длине волны), R – постоянная Ридберга ($109737.42 \text{ см}^{-1}$), а σ – некая безразмерная константа. Из (1.6) и (1.7) следует, что каждый материал антикатада характеризуется своим собственным набором сериальных линий.

1.3. Корпускулярное излучение

Корпускулярным называется ионизирующее излучение, состоящее из частиц с ненулевой массой. К нему относятся потоки α - и β -частиц, позитронов (частиц, которые имеют такую же массу, как и электроны, но отличаются от последних знаком заряда – это так называемые «положительные электроны»), нейтронов, протонов, ускоренных ионов. Нейтринное излучение также относят к корпускулярному излучению. С точки зрения оптического радиационного материаловедения наибольшее значение имеют α - и β -излучение, а также нейтроны. При этом α -частицы (двукратно ионизованные атомы гелия) и β -частицы (электроны и позитроны) являются продуктами распада радиоактивных элементов или нестабильных частиц. Известно, что стабильность ядра сильно зависит от соотношения числа протонов и нейтронов, с одной стороны, и от массового числа элемента, - с другой. Так, если N – число нейтронов, Z – число протонов, а A – массовое число, то ядро будет стабильным, если выполняются соотношения

$$\begin{aligned} N/Z &\approx 1 + 0.015A^{2/3}, \\ A &< 250. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Из общего числа видов ядер только около 16 % являются стабильными, а остальные 84 % – нестабильными. При этом ядра с четным числом протонов и нейтронов (четно-четные ядра) являются более стабильными.

При испускании α - и β -частиц важную роль играют законы сохранения зарядового и массового чисел. Их суть сводится к тому, что суммы зарядовых (порядковых номеров в таблице Д. И. Менделеева) и массовых чисел продуктов распада (дочерних ядер) равны зарядовому и массовому числам распадающегося (материнского) ядра, соответственно.

α-частицы – это поток двукратно ионизованных атомов изотопа ${}^4\text{He}_2$, испускаемых ядрами атомов с большим массовым числом ($A > 200$) при ядерных превращениях. α-частицы являются стабильными образованиями, состоящими из двух протонов и двух нейтронов. Энергия испущенных частиц определяется природой материнского (распадающегося) ядра. Так, при распаде радия, при котором, кроме α-частиц, образуется радон, энергия α-частиц равна 4.61 МэВ. Если же проанализировать все другие случаи α-распада, то окажется, что энергия α-частиц лежит в диапазоне от 4 до 9 МэВ, а их скорости – от $1.4 \cdot 10^9$ до $2.1 \cdot 10^9$ см/сек (или от 14 000 до 21 000 км/сек). В случае радия процесс α-распада описывается следующим уравнением:



которое хорошо демонстрирует проявление названных выше законов. В самом деле, как это хорошо видно из (1.9), массовое число в левой части (226) и сумма массовых чисел (222 + 4) в правой части уравнения равны друг другу. То же самое можно сказать и о зарядовых числах: зарядовое число материнского элемента (88) равно сумме зарядовых чисел (86 + 2) продуктов распада. Из уравнения (1.9) следует также, что при испускании α-частицы продукт распада может быть обнаружен в клеточке таблицы Д. И. Менделеева с номером, который на две единицы меньше номера клеточки материнского элемента.

Разумеется, когда α-частица, войдя в ту или иную среду, движется по ней, она не может не испытывать действия заряженных частиц, имеющих в среде. К этим заряженным частицам могут относиться лишь ядра элементов, входящих в состав материала, и электроны. Следует, однако, иметь в виду, что взаимодействие с электронами слабо влияет на направление движения α-частицы (масса α-частицы примерно в 8 000 раз больше массы электрона), тогда как при ее движении вблизи ядра она сильно отклоняется от направления своего движения. Длина пробега α-частицы (d) подчиняется закону Гейгера:

$$d = kV_0^3, \quad (1.10)$$

где V_0 – начальная скорость частицы, k – константа, равная $9.25 \cdot 10^{-28}$ сек³/см². С другой стороны, длина пробега подчиняется и эмпирическому правилу Брэгга-Климена:

$$d = 0.0003 \cdot d_0 A^{1/2} / \rho, \quad (1.11)$$

где d_0 – длина пробега в воздухе, ρ – плотность вещества, A – атомный номер элемента, образующего вещество. Как следует из (1.11), чем меньше плотность вещества, тем больше длина пробега α-частицы. Так, если в воздухе эта величина при нормальных давлении и температуре составляет 2.6 – 8.6 см (для энергий в диапазоне 4 – 9 МэВ), то в биологической ткани она порядка нескольких десятков микрометров.

В основном энергия α -частицы тратится на ионизацию атомов среды, в которой она движется. В воздухе на один акт образования пары ионов α -частица тратит около 35 эВ своей кинетической энергии, при этом на 1 см своего пути в воздухе она создает до 50 000 пар ионов. **Удельная ионизация** – число пар ионов, образующихся на единице длины пробега частицы, – слабо зависит от длины пробега до тех пор, пока последняя остается меньше некоторого значения, затем, по мере замедления α -частицы, удельная ионизация резко возрастает и потом также резко падает до нуля (рис. 1.4). Точка пересечения графика зависимости удельной ионизации от длины пробега (эта зависимость называется кривой Брегга) с осью абсцисс определяет глубину проникновения α -частицы в вещество.

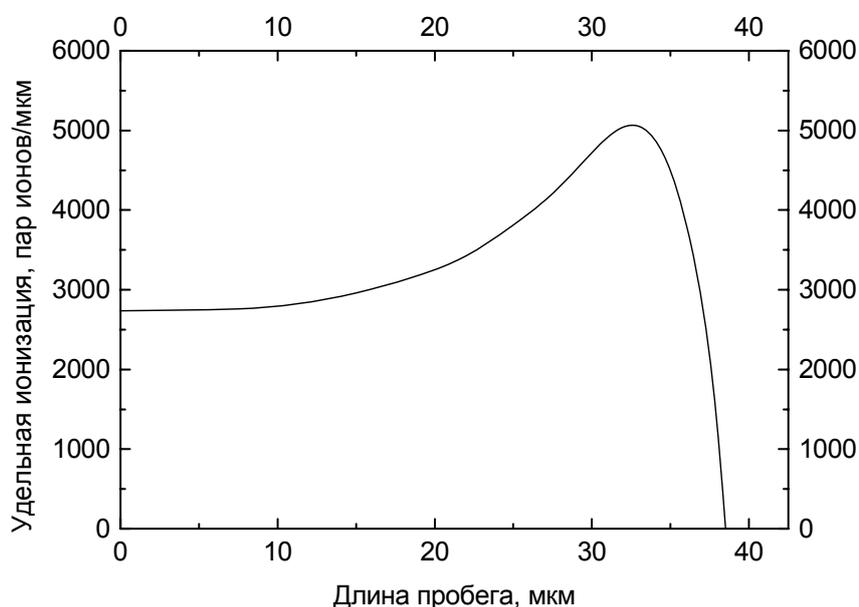


Рис. 1.4. Зависимость удельной ионизации от длины пробега α -частицы.

β -излучение. Данное излучение существует в виде отрицательных и положительных β -частиц. Отрицательные β -частицы являются продуктом распада нейтрона ядра атома на протон (p), электрон (e^-) и антинейтрино ($\bar{\nu}$):

$$n = p + e^- + \bar{\nu}, \quad (1.12)$$

а положительно заряженные β -частицы (или позитроны) – продукт распада протона на нейтрон, позитрон и нейтрино (ν):

$$p = n + e^+ + \nu. \quad (1.13)$$

В конце пробега замедленный позитрон взаимодействует с электронами внешней среды. При этом образуются два γ -кванта, испускаемые в противоположных направлениях. Они уносят часть энергии, поэтому

возникающие при распаде электроны и позитроны немонотонноэнергетичны. Антинейтрино и нейтрино не имеют ни заряда, ни массы покоя.

Проникающая способность β -излучения выше, чем у α -частиц. Электрон с энергией в 1 МэВ на 1 см пути в воздухе создает приблизительно 90 пар ионов, поэтому величина его пробега в воздухе может достигать нескольких метров. На создание 1 пары ионов электрон тратит в среднем 32.5 эВ. Из-за малой массы частица сильно отклоняется под влиянием полей, создаваемых электронами атомов и их ядрами. Закон ослабления потока β -частиц описывается уравнением 1.4, как и в случае γ -излучения. Длина пробега тем выше, чем больше энергия частиц. При этом следует отметить, что пробег частицы в веществе иногда измеряется в единицах поверхностной плотности (например, в мг/см²). Чтобы перевести эту единицу измерения в привычные микрометры, надо ее поделить на плотность материала (г/см³) и полученный результат умножить на 10. Глубина проникновения электронов в 1 г/см² равносильна 1 см пробега в воде. Пробег электронов в воде при их энергии в 1 МэВ равен 0.5 см, при энергии в 5 МэВ – 1 см, а при энергии в 15 МэВ – 7.5 см. В алюминии пробег электронов с энергией в 15 МэВ достигает 2.8 см.

Нейтронное излучение. Это излучение, состоящее из нейтронов. Нейтроны могут испускаться при различных ядерных реакциях, в том числе и возбуждаемых ускоренными частицами. Нейтроны образуются также в процессе работы ускорителей частиц по (γ, n)-реакции (такая запись реакции означает, что нейтроны выбрасываются ядрами при их облучении γ -квантами). При этом испускать нейтроны могут не только ядра элементов специально подобранной мишени, но и ядра элементов материала стенок, фильтров и т. д.

Основной способ получения нейтронов – деление ядер в атомном реакторе по реакции Чедвика ${}^9\text{Be}_4(\alpha, n){}^{12}\text{C}_6$, которая может быть записана и в более привычном виде



а также на основе реакции И. Кюри и Ф. Жолио:

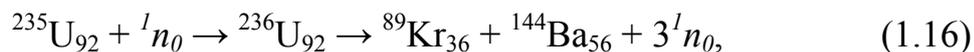


Далее, ядра таких изотопов, как ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и других легких элементов, при бомбардировке их α -частицами, дейтонами (ядрами изотопа водорода дейтерия), γ -квантами соответствующих энергий выбрасывают нейтроны.

Нейтроны не испытывают электростатического отталкивания со стороны ядер, поэтому и захватываются ими, причем тем легче, чем меньше кинетическая энергия нейтронов. При поглощении нейтрона ядром выделяется энергия связи, равная 8 МэВ. Из-за их высокой реакционной способности большой интерес представляют **тепловые нейтроны**, т. е. нейтроны, находящиеся в термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами среды. Они имеют энергию порядка кТ или 0.025 эВ (средняя скорость их движения равна 2.2 км/сек). Для замедления

быстрых нейтронов (нейтронов с кинетической энергией в интервале от 200 кэВ до 20 МэВ) применяют водородсодержащие вещества (парафин, воду). Кроме тепловых и быстрых нейтронов, существуют также **сверхбыстрые** (с энергией больше 20 МэВ), **промежуточные** (с энергией от 0.025эВ до 200 кэВ) и **холодные** (с энергией, меньшей средней энергии атомов окружающей среды) **нейтроны**.

Облучая нейтронами ядра урана, можно реализовать **цепную реакцию**



при которой вместо одного налетающего нейтрона выбрасывается три других. После замедления эти нейтроны также могут инициировать распад ядер урана. Криптон и барий, являющиеся продуктами распада, называются осколками деления урана. При каждом акте деления выделяется около 200 МэВ энергии ($1 \text{ эВ} = 1.60207 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Облучение в реакторе ядер изотопов тех или иных элементов нейтронами при потоке порядка $10^{12} \text{ н/сек} \cdot \text{см}^2$ позволяет получать радиоактивные изотопы, которые широко используются в качестве источников облучения тех или иных объектов. Примером может служить следующая ядерная реакция, в ходе которой получается широко используемый на практике источник γ -квантов – изотоп ${}^{60}\text{Co}$.



1.4. Единицы измерения ионизирующих излучений

При ознакомлении с единицами измерения ионизирующих излучений следует иметь в виду, что наряду с единицами Международной системы единиц СИ до сих пор на практике очень широко пользуются разнообразными несистемными единицами измерения. Поэтому надо знать количественные соотношения между системными и несистемными единицами измерения.

Единицы активности. Под активностью радиоактивного вещества понимается число актов его распада в 1 секунду. В системе СИ единицей активности радиоактивного препарата является 1 Беккерель (Бк), равный 1 распаду в секунду. Этой единицей оценивается активность α - и β -источников. До 1980 года допускалось использование такой единицы, как Кюри (Ки). $1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$. Существует еще одна несистемная единица активности – 1 Резерфорд, равный 10^6 Бк .

Активность источников γ -излучения характеризуют в миллиграмм-эквивалентах радия. Миллиграмм-эквивалент радия – это такое количество радиоактивного препарата, γ -излучение которого при данной фильтрации и тождественных условиях измерения создает такую же мощность дозы, что и γ -излучение 1 мг радия государственного эталона при платиновом фильтре толщиной 0.5 мм.

Доза. В научно-технической литературе и на практике различают экспозиционную и поглощенную дозы рентгеновского и γ -излучения. Первая величина описывает поле излучения, а вторая – объект, находящийся в нем. В системе СИ единицей экспозиционной дозы является 1 Кл/кг, она означает, что в 1 кг сухого атмосферного воздуха ионизирующее излучение производит ионы, несущие электрический заряд каждого знака, равный 1 Кл. Единицей мощности экспозиционной дозы служит ампер, деленный на килограмм ($1 \text{ А/кг} = 1 \text{ Кл/с*кг}$). Мощность дозы рентгеновского и γ -излучений в 1 А/кг означает, что за 1 секунду сухому атмосферному воздуху передается экспозиционная доза в 1 Кл/кг. Умножив друг на друга мощность экспозиционной дозы и время действия излучения, можно найти экспозиционную дозу. Несистемной единицей экспозиционной дозы служит 1 Р (рентген). 1 Р – это доза, при которой в 1 см³ (или в 0.001293 г) сухого воздуха при нормальных условиях, т. е. при температуре в 0 °С и давлении, равном 760 мм ртутного столба (101.3 кПа), образуются ионы, несущие заряд в 1 CGSE количества электричества каждого знака, что соответствует образованию $2.082 \cdot 10^9$ пар ионов. Поскольку $1 \text{ CGSE} = 0.333 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}$, то, поделив эту величину на $0.001293 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$, получим, что $1 \text{ Р} = 2.57976 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$. Несистемной единицей мощности экспозиционной дозы является 1 Р/с. Если речь идет не о рентгеновском и γ -излучениях, используют такую единицу измерения экспозиционной дозы, как 1 фэр (физический эквивалент рентгена). 1 фэр – это экспозиционная доза любого ионизирующего излучения, создающего в 1 см³ сухого атмосферного воздуха при нормальных условиях $2.082 \cdot 10^9$ пар ионов.

Единицей поглощенной дозы в системе СИ служит Грей (Гр). 1 Грей равен поглощенной дозе ионизирующего излучения с энергией в 1 Дж, переданной облученному веществу массой 1 кг ($1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$). Мощность поглощенной дозы в системе СИ измеряется в Гр/с. Грей в секунду равен мощности поглощенной дозы ионизирующего излучения, при которой за время в 1 секунду облученным веществом поглощается доза излучения в 1 Дж/кг. Несистемной единицей поглощенной дозы является рад, равный 100 эргам энергии ионизирующего излучения, поглощенной 1 граммом облученного вещества. Из определения следует, что $1 \text{ рад} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/кг}$, т. е. $1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}$. Несистемная единица мощности поглощенной дозы – рад/сек.

Кроме понятий экспозиционной и поглощенной дозы, существует понятие эквивалентной дозы, когда речь идет о воздействии излучения на живую ткань, т. е. о биологической дозе. Эквивалентная (биологическая) доза измеряется в бэрах (бэр – биологический эквивалент рентгена) и равна произведению поглощенной дозы на переводной коэффициент. В зависимости от вида излучения он равен 100 бэр/Гр (1 бэр/рад) для рентгеновского излучения, γ - и β -лучей; 300 бэр/Гр (3 бэр/рад) для

медленных нейтронов; 1000 бэр/Гр (10 бэр/рад) для α -лучей, быстрых нейтронов быстрых протонов; 2000 бэр/Гр (20 бэр/рад) для осколков деления ядер.

1.5. Источники ионизирующих излучений

Для получения информации о закономерностях действия ионизирующего излучения на оптические материалы образцы последних подвергаются облучению ионизирующим излучением тех или иных источников. Под источником ионизирующего излучения понимают объект, содержащий радиоактивный материал (такой *источник* называется *радионуклидным*), или техническое устройство, способное при определенных условиях испускать ионизирующее излучение. Радионуклидные источники бывают *закрытыми* и *открытыми*. В первом случае источник ионизирующего излучения имеет такую конструкцию, которая исключает контакт радиоактивного материала с окружающей средой, вследствие чего источник не загрязняет среду радиоактивным веществом и не причиняет вреда здоровью персонала, обслуживающего источник излучения. В отличие от этого конструкция открытого источника допускает контакт радиоактивного материала с окружающей средой и персоналом, поэтому не исключает радиоактивного загрязнения среды или причинения вреда персоналу.

γ -излучение. Наиболее широко распространенными источниками γ -излучения для исследовательских и промышленных нужд являются *изотопные установки*, в которых используются такие изотопы, как ^{60}Co , ^{75}Se , ^{134}Cs , ^{137}Cs , $^{137}\text{Cs}+^{137}\text{Ba}$, ^{152}Eu , ^{155}Eu , ^{170}Tm , ^{192}Ir . В изотопных гамма-установках в качестве облучателей наиболее широко используются изотопы ^{60}Co (средняя энергия квантов 1.25 МэВ) и ^{137}Cs (0.663 МэВ), заключенные в ампулы из алюминия или нержавеющей стали.

По характеру задач, решаемых с помощью изотопных источников γ -излучения, различают:

- *установки для научных исследований;*
- *установки для полупромышленных исследований и технических экспериментов;*
- *установки для промышленной радиационной обработки различных объектов.*

Установки могут быть *универсальными* или *специализированными*, *стационарными* или *передвижными*, однако во всех случаях их эксплуатация регулярно контролируется специалистами Госатомнадзора и санитарно-эпидемиологической службы. Все типы изотопных установок независимо от их функционального назначения используют в качестве источников γ -излучения радиоактивные препараты, представление о которых дает таблица 1.1.

Таблица 1.1. Характеристики изотопных γ -препаратов.

Радиоактивный элемент	Активность, г-экв (мг-экв) Ra	Размеры, мм		Оболочка
		диаметр	высота	
^{170}Tl	0.002, 0.004 0.02, 0.1 0.5	4.5 7.5 12	5 8 10	алюминий
^{75}Se	0.05, 0.1 0.02, 0.1 0.5	7.5 12.5 16.5	9.5 12.5 16.5	алюминий
^{192}Ir	0.01, 0.1 0.5, 2.5 20	4.5 4.5 7.5	5 5 8	алюминий
$^{137}\text{Cs} + ^{137}\text{Ba}$	0.0001, 0.0005 0.001, 0.005, 0.01 0.05, 0.1, 0.5 2 10, 20	6 6 6 7.5 16.5	9 9 9 14 18.1	нержавеющая сталь
^{134}Cs	0.01, 0.5 2	7.5 12	8 10	алюминий
^{152}Eu	0.5, 1, 2	7.5	8	алюминий
^{155}Eu	0.0001, 0.0005 0.001, 0.005 0.01	7	27	алюминий
^{60}Co	(0.1, 0.25, 2.5) (0.5, 1, 2) (3.5) (2, 5, 10) 10, 30, 50	0.7 0.7 0.9 0.9 0.9	2 5, 10, 20 30, 50 10 20, 60, 100	без оболочек нержавеющая сталь – " – – " –

Поскольку количество ядер радиоактивного препарата уменьшается со временем по экспоненциальному закону в соответствии с уравнением 1.2, то и мощность экспозиционной дозы каждой изотопной установки со временем становится меньше, снижаясь за период полураспада источника (того или иного радионуклида) вдвое. Это приводит к тому, что для набора одной и той же экспозиционной дозы требуется увеличивать длительность облучения объекта по мере снижения мощности дозы источника. На практике мощность экспозиционной дозы установки измеряется через определенные промежутки времени, что дает возможность корректно осуществлять набор дозы облучения, требуемой для проведения

испытаний воздействия γ -излучения на те или иные объекты. Поскольку каждый из представленных в таблице 1.1 радиоактивных изотопов характеризуется своим периодом полураспада, разной будет и скорость снижения мощности экспозиционной дозы со временем эксплуатации.

По истечении определенного времени каждая изотопная установка должна быть разряжена. Это означает, что из нее работниками специализированных предприятий должны быть извлечены, вывезены спецтранспортом и утилизированы выработавшие свой временной ресурс радионуклидные препараты. Если при этом проверкой устанавливается возможность безопасной для обслуживающего персонала и окружающей среды эксплуатации ее остальных элементов и технологических узлов, то разряженная установка может быть оснащена новыми радионуклидными источниками γ -излучения и после получения разрешительных документов может эксплуатироваться и дальше. Если же указанная безопасность при ее дальнейшей эксплуатации обеспечена быть не может, установка должна быть демонтирована и заменена на новую.

Таблица 1.2 дает представление об отечественных экспериментальных и полупромышленных γ -облучательных установках.

Таблица 1.2. Характеристики экспериментальных и полупромышленных γ -облучательных установок.

Параметр	Количественная характеристика
Суммарная активность, г-экв Ra	20000 – 530000
Количество препаратов, шт	22 – 600
Высота активной части, мм	160 – 1900
Внутренний диаметр облучателя, мм	60 – 2100 до 7000
Максимальная мощность экспозиционной дозы излучения, Р/с	

Как следует из данной таблицы, представленные в ней установки позволяют проводить облучения объектов с диаметром до 2 100 мм и высотой до 1 900 мм. Более скромные возможности для облучения имеют установки для научных исследований (таблица 1.3)

Дешевыми, удобными и достаточно мощными источниками γ -излучения являются ***β -активные препараты***. Энергии γ -квантов таких источников не превышают, как правило, 3 – 4 МэВ. Использование β -активных препаратов в качестве источников γ -излучения становится возможным потому, что в большинстве случаев после β -распада материнского ядра ядро-продукт оказывается в возбужденном состоянии, переход из которого в стабильное приводит к испусканию γ -квантов.

Таблица 1.3. Характеристики научных γ -облучательных установок.

Параметр	Количественная характеристика
Радиоактивный изотоп	^{60}Co , ^{137}Cs
Суммарная активность, г-экв Ra	800 – 30000
Максимальная мощность экспозиционной дозы излучения в рабочем объеме, Р/с	55 – 550
Объем камер облучения, л	1 - 150

Характеристики изотопных источников β -излучения приведены в таблице 1.4.

Таблица 1.4. Изотопные источники β -излучения.

Радиоактивный изотоп	Активность, мКи	Диаметр активной части, мм
^{147}Pm	1 – 50	10 -50
^{204}Tl	100 – 1000	50
	5 – 25	10
	20, 40, 1000	20
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	0.02 – 2000	10 – 50
$^{144}\text{Ce} + ^{144}\text{Pr}$	1 – 100	10 – 50
$^{106}\text{Ru} + ^{106}\text{Rh}$	1 – 100	10 - 50

Высокие мощности экспозиционной дозы γ -излучения (до $1.5 \cdot 10^4$ Р/с) имеются у отработавших тепловыделяющих элементов мощных энергетических атомных реакторов. В тепловыделяющих элементах в процессе их работы в реакторе накапливаются в большом количестве высокоактивные продукты деления, которые эффективно захватывают нейтроны, необходимые для поддержания цепной реакции деления ядерного горючего. Такая конкуренция продуктов деления ядер урана за захват нейтронов делает тепловыделяющие элементы непригодными для дальнейшего использования в атомных реакторах. В спектре продуктов деления выделяется группа γ -квантов с энергией около 2 МэВ. Форма спектра γ -излучения определяется тем, сколько времени отработал тепловыделяющий элемент в реакторе и сколько времени он выдерживался

после облучения, какова величина нейтронного потока в нем во время работы.

Гамма-излучение может генерироваться также в ускорителях электронов при их взаимодействии с мишенью. Мощность экспозиционной дозы γ -излучения современного ускорителя электронов со средним током 1 мА и энергией ускоренных электронов от 30 до 40 МэВ составляет 10^4 Р/с на расстоянии 1 м от вольфрамовой мишени.

Реакторное излучение. Количественные характеристики облучения в атомном реакторе сильно зависят от того, в активной зоне или вне ее находится объект облучения. Как следует из таблицы 1.5, в реакторе можно набрать сверхбольшие дозы облучения за очень малые времена.

Таблица 1.5. Условия облучения в атомных реакторах.

Параметры облучения	в активной зоне	вне активной зоны
Плотность потока тепловых нейтронов, $n/cm^2 \cdot c$	$10^{12} - 10^{14}$	$10^7 - 10^{10}$
Плотность потока быстрых нейтронов, $n/cm^2 \cdot c$	$2.5 \cdot 10^{14}$	-
Мощность экспозиционной дозы γ -излучения, Р/с	до 10^8	10^2
Температура, $^{\circ}C$	250 - 500	100

Заряженные частицы. Источниками заряженных частиц являются в основном ускорители. К ним, в частности, относятся **циклотроны**, на которых могут ускоряться протоны, дейтоны и α -частицы до энергий 6 - 20, 12 - 40 и 24 - 80 МэВ, соответственно. На **синхроциклотронах** эти же частицы ускоряются до энергий 100 - 800 МэВ. **Генераторы Ван де Графа** позволяют разгонять протоны и дейтоны до энергий от 1 до 10 МэВ, а на **линейных ускорителях** протоны могут быть ускорены до энергий порядка 32 МэВ. Для ускорения электронов до разных энергий служат **бетатроны и микротроны**.

1.6. Ионизирующие излучения в космическом пространстве

Оптические приборы специального назначения должны функционировать не только на Земле, но и в космосе. Радиационная обстановка вне Земли сильно зависит от положения облучаемого объекта в космическом пространстве. При этом различают ионизирующие излучения Галактического и Солнечного происхождения, а также естественные и искусственные радиационные пояса Земли. Коротко остановимся на их описании.

Излучения Галактического и Солнечного происхождения.

Космическое Галактическое излучение включает в себя первичные потоки корпускул (прежде всего протонов и электронов) и жесткого (т. е. высокоэнергетического) γ -излучения. Энергия электронов Галактического происхождения лежит в диапазоне от 5 до 100 ГэВ, а для протонов она достигает 10^3 ГэВ. Солнечное космическое излучение возникает в результате хромосферных вспышек на Солнце. Оно включает первичные потоки как высокоэнергетических ($10 - 10^3$ ГэВ), так и низкоэнергетических (порядка кэВ) протонов, α -частиц и электронов с энергиями до 100 МэВ при вспышках и до 100 эВ в отсутствие вспышек, а также рентгеновское и γ -излучение малой интенсивности. Протоны и электроны низких энергий входят в состав так называемого Солнечного ветра. Во время сильных Солнечных вспышек плотность потока протонов достигает 10^6 см⁻²*с⁻¹. Средняя продолжительность Солнечной вспышки составляет 1 сутки. Во время вспышек плотность потока протонов с энергией более 30 МэВ доходит до 10^{10} , а с энергией более 5 МэВ – до 10^{11} см⁻²*с⁻¹. Интенсивность электромагнитного излучения с длинами волн от 0.2 до 0.6 нм во время Солнечной вспышки может в $10^4 - 10^5$ раз превышать уровень потока, характерный для спокойного Солнца. С ростом длины волны это различие, однако, уменьшается.

Кроме первичного, важную роль в космическом пространстве играет вторичное ионизирующее излучение. Оно возникает из-за неупругого взаимодействия приходящих извне электромагнитных и корпускулярных излучений с атмосферой. Эти вторичные излучения возникают в следующих процессах:

1. ионизация атомов атмосферы под действием ультрафиолетового, рентгеновского и γ -излучения, в результате которой образуются фотоэлектроны с энергией до 500 эВ и Оже-электроны с более высокой энергией;

2. ионизация атомов и молекул атмосферы под действием потоков ионосферных вторичных электронов с энергиями до 500 эВ;

3. торможение электронов на атомах и молекулах атмосферы с возникновением непрерывного по спектру потока тормозного рентгеновского излучения, а также характеристического рентгеновского излучения в *K*-линиях азота и кислорода, в *K*- и *L*-линиях аргона.

Рентгеновское излучение от места своего рождения распространяется как вверх (от Земли), так и вниз (в сторону Земли). В зависимости от энергии квантов доли тех и других изменяются в очень широких пределах (таблица 1.6). Как следует из этой таблицы, с ростом энергии доля квантов, распространяющихся в сторону Земли, сильно возрастает. Разумеется, эту особенность следует иметь в виду, проектируя расположение тех или иных оптических приборов на космическом корабле, тем более что с ростом энергии квантов возрастает глубина их

проникновения в оптический материал, а значит, и толщина окрашиваемого излучением приповерхностного слоя оптического материала.

Таблица 1.6. Зависимость долей потока рентгеновских квантов, распространяющихся от Земли и в ее сторону.

Энергия квантов, кэВ	Доля потока квантов	
	от Земли	в сторону Земли
1	0.446	0.554
10	0.349	0.651
50	0.213	0.787
100	0.151	0.849
200	0.096	0.904
300	0.072	0.928

Радиационные пояса Земли. Существуют естественные (внутренний и внешний) и искусственные радиационные пояса Земли. Их существование обусловлено наличием магнитного поля у Земли, попадая в которое, заряженные частицы (протоны и электроны) испытывают со стороны поля действие силы Лоренца и начинают двигаться вокруг Земли по замкнутым траекториям. Естественные радиационные пояса Земли образуются заряженными частицами космического происхождения, а искусственные – частицами, возникающими в результате высотных ядерных и термоядерных взрывов.

Внутренний радиационный пояс Земли формируется протонами с энергией до 700 МэВ и электронами с энергией от 20 кэВ до нескольких МэВ. Нижняя граница пояса находится на высоте 600 – 1500 км от поверхности Земли, а верхняя доходит до 10 тысяч километров. Максимум интенсивности наблюдается на высотах от 3.6 до 4.0 тысяч километров.

Во внешнем радиационном поясе Земли представлены протоны с энергиями до 60 МэВ и электроны с энергиями до 5 МэВ. Его нижняя граница совпадает с верхней границей внутреннего радиационного пояса, а верхняя находится на высотах от 60 до 85 тысяч километров от поверхности Земли. Интенсивность излучений внешнего радиационного пояса максимальна на высотах от 16 до 26 тысяч километров.

В состав искусственных радиационных поясов в основном входят электроны с энергиями до 10 МэВ. Такие пояса «живут» в течение нескольких месяцев после высотного ядерного или термоядерного взрыва. Поскольку в последние годы все страны, обладающие ядерным и термоядерным оружием, соблюдают мораторий на проведение таких взрывов, можно считать, что искусственных радиационных поясов в окрестностях Земли не существует, поэтому при оценке радиационной

обстановки на космическом корабле их можно не принимать во внимание, а учитывать только действие естественных радиационных поясов Земли.

Экспозиционные дозы в околоземном космическом пространстве.

Проектируя и эксплуатируя оптические устройства космического базирования, необходимо иметь представление об экспозиционных дозах в околоземном пространстве. Зная их и время действия излучений на оптический прибор, а также степень снижения пропускающей способности оптических материалов, из которых изготовлены оптические элементы прибора, при разных дозах облучения, можно оценить и степень снижения пропускающей способности оптического прибора в целом. Данные о дозах приведены в таблице 1.7.

Таблица 1.7. Экспозиционные дозы в околоземном космическом пространстве.

Тип излучения	Энергия, эВ	Годовая доза, Р		
		на поверхности	за слоем толщиной 10^{-2} кг/м ² (10^{-3} г/см ²)	за слоем толщиной 10 кг/м ² (1 г/см ²)
Внутренний радиационный пояс				
Протоны	$10^3 - 7 \cdot 10^8$	10^{10}	10^9	10^5
Электроны	$2 \cdot 10^4 -$	10^{12}	10^{12}	0
Тормозное излучение	$1 \cdot 10^6$ $2 \cdot 10^4 -$ $1 \cdot 10^6$	10^5	10^5	10^5
Внешний радиационный пояс				
Электроны	$2 \cdot 10^4 -$	$10^{11} - 10^{13}$	$10^{11} - 10^{13}$	10^3
Тормозное излучение	$5 \cdot 10^6$ $2 \cdot 10^4 -$ $5 \cdot 10^6$	$10^5 - 10^7$	$10^5 - 10^7$	$10^4 - 10^6$
Излучения Солнечных вспышек				
Протоны	$2 \cdot 10^7 - 10^9$	$10^3 - 10^4$	$10^3 - 10^4$	$10^2 - 10^3$
Электроны	$5 \cdot 10^4$	$10^5 - 10^7$	$10^5 - 10^7$	0
Тормозное излучение	$5 \cdot 10^4$	1 - 100	1 - 100	1 - 100
Первичное космическое излучение				
Протоны	$10^8 - 10^9$	1 - 10	1 - 10	1 - 10

Как видно из этой таблицы, практически все типы излучения, кроме тормозного излучения Солнечных вспышек и протонов первичного космического излучения, создают в околоземном космическом

пространстве достаточно высокие годовые экспозиционные дозы, следствием чего может быть сильное радиационное окрашивание элементов оптических приборов и даже выход по этой причине приборов из строя. С помощью защитного материала толщиной в 10 кг/м^2 можно достаточно сильно ослабить протонное и электронное излучение радиационных поясов, в то время как тормозное рентгеновское излучение практически не ослабляется указанным слоем защитного материала. Заметим, что приведенному в таблице значению толщины в 10 кг/м^2 отвечает реальная толщина в 3.85 мм для алюминия и 1.27 мм для железа (чтобы ее получить, надо толщину, выраженную в кг/м^2 , разделить на плотность материала). Поэтому для обеспечения эффективной защиты человека и оптических приборов от тормозного рентгеновского излучения толщина слоя защитного материала должна превышать указанные значения, если, разумеется, это допустимо по весо-габаритным требованиям, предъявляемым к космическому кораблю в целом.

1.7. Механизмы взаимодействия γ -излучения с веществом

В основе механизмов взаимодействия γ -излучения с веществом лежат либо процессы рассеяния γ -излучения на электронах и ядрах среды, либо процессы превращения энергии первичного кванта в другие виды энергии. Различают два вида рассеяния. Во-первых, это *классическое упругое рассеяние*, при котором меняется лишь направление распространения γ -квантов, тогда как их энергия, а следовательно, и длина волны излучения остаются неизменными. Во-вторых, это *неупругое рассеяние*, при котором γ -квант после рассеяния имеет меньшую, чем первичный γ -квант, энергию, а длина волны рассеянного γ -кванта превышает таковую первичного кванта. Примером неупругого рассеяния может служить Комpton-эффект. При фотоэффекте и эффекте образования пар часть энергии первичного γ -кванта или всю ее уносят образующиеся частицы – электроны или электронно-позитронные пары.

Если заряженная частица при прохождении через вещество теряет свою энергию на ионизацию атомов среды более или менее монотонно, то в случае фотонного излучения часть квантов при прохождении определенного слоя материала исчезает полностью, тогда как оставшаяся их часть может проходить через среду, не взаимодействуя с ней. Таким образом, кванты фотонного излучения в отличие от корпускул не имеют определенной длины пробега. Уменьшение интенсивности фотонного излучения с ростом толщины слоя материала происходит строго по экспоненциальному закону (см. уравнение 1.4). Как следует из рис. 1.3, в зависимости от энергии квантов преобладающим процессом взаимодействия излучения с веществом может быть фотоэффект, Комpton-эффект или эффект образования пар. Остановимся на более детальном описании этих процессов.

Фотоэффект. Под фотоэффектом понимают явление испускания электрона веществами при облучении их поверхности электромагнитным излучением. Честь открытия этого явления принадлежит Г. Герцу (1887 г.), а большой вклад в развитие теории фотоэффекта и в установление его закономерностей внесли А. Эйнштейн и А. Г. Столетов. Кстати, именно за теорию фотоэффекта А. Эйнштейн получил Нобелевскую премию, а вовсе не за свою знаменитую теорию относительности, как полагают многие.

Фотоэффект наблюдается тогда, когда квант электромагнитного излучения передает свою энергию ($h\nu_0$) какому-либо электрону, находящемуся на той или иной атомной орбитали. Это приводит к ионизации атома и к испусканию электрона. Вероятность ионизации при этом зависит от энергии электромагнитного излучения, она особенно велика для той орбитали (оболочки), на которой энергия электрона близка к энергии квантов электромагнитного излучения. При малой энергии квантов электроны выбиваются только с наружных оболочек атомов, фотоны с большей энергией взаимодействуют с электронами глубинных оболочек. Удаление электронов с внутренних оболочек атомов ведет к возникновению положительно заряженных «дырок», так как один из протонов ядра перестает быть скомпенсированным тем электроном, который был выбит квантом фотонного излучения. При этом атом превращается в метастабильный ион, т. е. ион, длительно пребывающий в возбужденном состоянии. Образовавшиеся на внутренних оболочках «дырки» могут заполняться электронами с периферийных оболочек, и при каждом таком переходе электронов испускаются вторичные кванты электромагнитного излучения – γ -кванты или кванты рентгеновского излучения. Эти вторичные кванты в зависимости от их энергии также могут взаимодействовать с электронами наружных или внутренних оболочек, выбивая их (эффект Оже), такие электроны называются электронами Оже.

В соответствии с законом Столетова, число испускаемых при фотоэффекте электронов зависит от интенсивности электромагнитного излучения, а вот их энергия – нет, но она линейно растет с увеличением частоты падающего на вещество излучения. Энергетический баланс при поглощении кванта фотонного излучения может быть в самом общем виде представлен уравнением Эйнштейна:

$$h\nu_0 = P_1 + P_2 + W_{кин}, \quad (1.18)$$

где P_1 – энергия ионизации атома, P_2 – работа выхода электрона за пределы поверхности вещества, $W_{кин}$ – кинетическая энергия испускаемого электрона. Значения P_1 и P_2 для ряда атомов приведены в таблице 1.8.

Как хорошо видно из данной таблицы, электрон может быть испущен веществом, если энергия падающих на него квантов электромагнитного излучения превосходит некоторое пороговое значение. Отсюда проистекает понятие **красной границы фотоэффекта** – той

минимальной энергии квантов, при которой реализуется фотоэффект. Так, например, красной границей фотоэффекта для серебра является энергия, равная 12.31 эВ, а для калия – 6.34 эВ. Соответствующие длины волн излучения равны 101 и 196 нм. Это значит, что фотонное излучение с длинами волн меньше указанных значений (УФ излучение вакуумного диапазона, рентгеновское и γ -излучение), вызовет испускание электронов с поверхности серебра и калия, а с длинами волн, превышающими их, – нет.

Таблица 1.8. Энергия ионизации и работа выхода.

Элемент	P_1 , эВ	P_2 , эВ
Ag	7.57	4.74
Li	5.39	2.4
Na	5.14	2.3
K	4.34	2.0
Cs	3.89	1.9
Si	8.1	–
P	11.0	–
O	13.62	–
W	–	4.5
Pd	–	5.0
Pt	–	5.3

Комптон-эффект. С ростом энергии квантов фотонного излучения эффективность фотоэффекта падает, более значимым становится Комптон-эффект. Если при фотоэффекте первичный γ -квант полностью теряет свою энергию при поглощении его атомом, то при Комптон-эффекте испускаемый атомом электрон уносит лишь некоторую ее часть, остальная же часть достается вторичному γ -кванту, который распространяется в другом направлении. Скорость электрона может быть рассчитана на основе закона сохранения импульса, с другой стороны, она может быть найдена и из закона сохранения энергии, поскольку кинетическая энергия испущенного электрона равна разности энергий первичного и вторичного (рассеянного) γ -квантов:

$$W_{кин} = h\nu_0 - h\nu_{рас}. \quad (1.19)$$

Вторичные γ -кванты могут производить дальнейшую ионизацию атомов за счет фотоэффекта. Поглощение γ -квантов, вызывающее Комптон-эффект, играет основную роль при энергиях порядка 2 МэВ.

Эффект образования пар. Как уже отмечалось, этот эффект наблюдается при более высоких энергиях, чем рассмотренные выше фотоэффект и Комптон-эффект, и – в отличие от них – первичный γ -квант взаимодействует не с электронами атома, а с его ядром. В результате этого взаимодействия возбужденное ядро испускает элементарные частицы с

противоположными зарядами – электрон и позитрон. Поскольку в этом процессе должна быть создана масса, равная удвоенной массе электрона, то существует энергетический порог – энергия фотона, эквивалентная этой массе. Она равна 1.02 МэВ. С ростом энергии первичных γ -квантов процесс образования пар становится все более важным. Электроны, рожденные в этом процессе, ведут себя так же, как и электроны, образовавшиеся при первых двух процессах. Они теряют свою энергию на ионизацию атомов вещества.

Генерация электронно-дырочных пар. Итак, как мы видели, в результате всех трех процессов взаимодействия γ -излучения с веществом появляются вторичные электроны. При этом в силу большой проникающей способности первичных γ -квантов образовавшиеся в веществе электроны распределяются в его объеме практически равномерно. Значит, равномерной оказывается и доза, получаемая веществом. Вторичные электроны вызывают следующие эффекты:

- 1). упругое рассеяние, при котором изменяется только направление движения электрона в среде;
- 2). переход электронов атомов среды на внешние оболочки;
- 3). испускание электронов с этих оболочек (ионизация атома).

Электроны следующих поколений (третичные, четверичные и т. д.) имеют энергию ниже той, которая была у вторичных электронов. Однако на начальных этапах ее оказывается достаточно для возбуждения атомов и их ионизации. Поскольку на внутренних оболочках электронов больше, постольку именно процесс испускания электронов с внутренних оболочек определяет вначале процесс рождения третичных электронов. Постепенно энергия образующихся электронов становится все меньше и меньше, пока она не достигает такого значения, при котором происходит возбуждение электронов только внешних оболочек. Такие электроны участвуют в образовании химических связей, т. е. являются валентными. Возбуждение валентных электронов приводит не к внешнему фотоэффекту, а к внутреннему: электрон выбрасывается из валентной зоны вещества в его зону проводимости, а в валентной зоне остается «дырка». Именно эта пара носителей заряда и оказывается ответственной за изменение многих функциональных свойств вещества. Именно их движение по объему вещества и их последующая локализация (захват) на соответствующих ловушках лежат в основе образования радиационных центров окраски в оптических материалах. Один первичный γ -квант рождает лавину электронов, которые создают огромное число электронно-дырочных пар, а затем – центров окраски, ответственных за снижение пропускающей способности оптических материалов.