

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Электромагнитные процессы при высоких энергиях в аморфных и неоднородных средах

М.Л. Тер-Микаелян

В обзоре рассмотрены результаты экспериментальных и теоретических исследований радиационных электромагнитных процессов в аморфных и неоднородных средах, полученные после выхода в свет монографии [1]. Обсуждаются процессы тормозного излучения с учетом эффекта Ландау–Померанчука, влияния продольного эффекта плотности, переходного излучения Гинзбурга–Франка и других причин. Рассмотрены также радиационные процессы, в которых флуктуации параметров среды или другого типа неоднородности приводят к возникновению излучения в оптическом или γ -диапазоне при прохождении через них равномерно движущихся заряженных частиц. Обзор рассчитан на широкий круг читателей — экспериментаторов, теоретиков и студентов старших курсов.

PACS numbers: 34.50.Dy, 41.20.–q, 41.60.–m

Содержание

1. Введение (1265).
 2. Когерентная длина (1265).
 3. Наглядная картина подавления радиационных процессов (1267).
 4. Современные исследования радиационных процессов в аморфной среде (1269).
 - 4.1. Эксперимент. 4.2. Качественное рассмотрение. 4.3. Исследования процессов подавления в полубезграничной среде. 4.4. Подавление радиационных процессов в пластине.
 5. Оптическое излучение равномерно движущихся частиц в неоднородных аморфных средах (1278).
 - 5.1. Оптическое излучение на флуктуациях диэлектрической постоянной. 5.2. Излучение на шероховатой границе раздела. 5.3. Использование переходного и дифракционного излучений для диагностики пучков заряженных частиц.
 6. Излучение жестких фотонов в неоднородной среде (1282).
 - 6.1. Метод прицельных параметров. 6.2. Сравнение с резонансным переходным излучением.
 7. Заключение (1285).
- Список литературы (1285).

1. Введение

В предлагаемом обзоре рассматриваются вопросы излучения заряженных частиц высоких энергий при кулоновском рассеянии в аморфных средах. Это направление, кроме хорошо известных теоретических исследований и

первых экспериментальных работ, выполненных в 1950–1970 годы (см. [1]), в последнее время вызвало поток новых теоретических и экспериментальных исследований, представляющих значительный интерес для физики энергий в области десятков и сотен гигаэлектронвольт. Экспериментальные работы проводятся на крупнейших ускорителях мира в Стэнфорде, Церне и др., и полученные результаты дискутируются на многочисленных международных конференциях. Математический аппарат теоретических работ в последнее время значительно расширен, что помогает включить в рассмотрение более тонкие эффекты, влияющие на формирование процессов (более строгий учет экранировки и переходного излучения, поглощения и т.д.).

Кроме того, в обзоре уделяется внимание исследованиям радиационных процессов, вызванных равномерно движущимися частицами в неоднородных аморфных средах, выполненным за последние десятилетия. Эти исследования подчеркивают глубокую связь между радиационными процессами, инициируемыми электромагнитным излучением, с одной стороны, и заряженными частицами, с другой. Они имеют прямое отношение к исследованию свойств вещества и в последние годы вызывают значительный интерес. Следует отметить исследования структуры пучков заряженных частиц с помощью переходного и дифракционного излучений в оптической области. Обсуждается также излучение равномерно движущимися частицами жестких фотонов в неоднородных аморфных средах и проведено сравнение с аналогичными явлениями в периодических структурах, подробно рассмотренными в предыдущем обзоре [2].

2. Когерентная длина

Влияние среды на электромагнитные процессы детально изложено в монографии [1], в которой суммированы

М.Л. Тер-Микаелян. Институт физических исследований
АН Армении, 378410 Аштарак-2, Армения
Тел. (374) 28-81-50. Факс (374) 323-11-72
E-mail: mikhael@ipr.sci.am

Статья поступила 19 ноября 2002 г.,
после доработки 11 июня 2003 г.

теоретические и экспериментальные достижения в этой области, полученные за период 1953–1972 гг. Естественно, что в дальнейших разделах мы постараемся не воспроизводить заново материал монографии [1], тем более, что она еще широко используется специалистами в области высоких энергий. Следует отметить, что после ее опубликования появилось много обзоров, монографий и учебников, в которых обсуждается влияние среды на процессы при высоких энергиях. Список их приведен в предисловии к обзору [2], посвященному аналогичным явлениям в кристаллических средах, и здесь не воспроизводится.

Среди экспериментальных работ, выполненных (после опубликования [1]) на ускорителях в Дубне и Серпухове, подтвердивших влияние продольного эффекта плотности и многократного рассеяния на тормозное излучение релятивистских частиц в аморфных средах, я хотел бы отметить только две работы — [3, 4]: в первой установлено существование продольного эффекта плотности, во второй — эффекта Ландау–Померанчука.

Важные экспериментальные исследования по этим вопросам проводились в области космических лучей. Однако в предлагаемом обзоре они не обсуждаются, так как еще не создана адекватная каскадная теория электронно-фотонных ливней (с учетом эффектов подавления). Тем не менее экспериментальные данные, полученные в области энергий, превышающих доступный на ускорителях предел, без сомнения, представляют большой интерес. Работы в области космических лучей, выполненные до 1969–1970 гг., достаточно широко представлены в монографии [1]. В работах последних лет, связанных с проблемой детектирования нейтрино, используются широкие электронно-фотонные ливни, вызванные μ -мезонами, энергия которых может достигать 10^{24} эВ. Полученные результаты изложены в [5а, б], где можно найти ссылки на предыдущие работы.

В 1994 г. осуществлены экспериментальные исследования радиационных процессов в аморфной среде, выполненные коллаборацией SLAK-E-146 ученых из Стэнфордского ускорительного центра, Американского университета в Вашингтоне, Института физики частиц Калифорнийского университета и лаборатории Лоуренса в Беркли. Результаты были доложены М.Л. Перлом на конференции во Франции [6] и сразу привлекли внимание физиков, работающих в области высоких энергий. Эксперименты по измерению тормозного спектра (в интервале 0,2–500 МэВ) были выполнены с высокой точностью на Стэнфордском линейном ускорителе с энергией электронов 8 и 25 ГэВ. Они подтвердили теоретическое утверждение¹ автора, что процессы излучения релятивистских частиц, обладающие высокой направленностью, формируются на когерентной длине, которая при высоких энергиях излучающей частицы или при излучении мягких квантов может достигать макроскопических размеров

$$L_{\text{coh}} = \frac{2E_1 E_2}{\omega m^2 c^3}, \quad (1)$$

где $E_{1,2}$ — энергия электрона до и после излучения фотона частоты ω , m — масса электрона, c — скорость

света. Естественно, что конкретный вид (1) может уточняться в зависимости от углов излучения фотона, углов многократного рассеяния, вида частицы и других причин в рассматриваемых ниже процессах. Соответствующий L_{coh} эффективный импульс, передаваемый среде вдоль движения излучающей частицы и обычно обозначаемый как

$$\hbar \delta_{\text{coh}} \cong \frac{\hbar}{L_{\text{coh}}}, \quad (2)$$

часто будет использоваться в дальнейшем.

Это утверждение сразу приводит к принципиальному выводу — для очень высоких энергий (или очень мягких фотонов), когда когерентная длина превысит межатомные расстояния, мы не имеем права рассматривать процессы взаимодействия частиц с веществом как сумму независимых взаимодействий с отдельными атомами². Грубо говоря, атомы, расположенные на когерентной длине вдоль движения частицы, действуют когерентно, т.е. вероятность соответствующего физического процесса будет пропорциональна квадрату числа атомов на когерентной длине. Это утверждение было высказано впервые в 1953 г. (см. подробнее публикации, приведенные в сносках 1, 2). Оно означает, что микроскопическая квантовая электродинамика для некоторых процессов должна быть заменена на (пока не существующую) макроскопическую квантовую электродинамику. Отдельные попытки построения макроскопической квантовой электродинамики уже делаются. В работах [7а] в виде примера рассмотрена перенормировка массы электрона с учетом влияния поляризации среды (подробнее см. раздел 3) и приведен перечень публикаций того времени по этим вопросам. Недавно была опубликована работа [7б], в которой рассчитана масса и аномальный магнитный момент электрона с учетом влияния многократного рассеяния в веществе. По оценкам авторов, эффект можно будет наблюдать при энергиях электронов, превышающих 10^{12} эВ, в тонких слоях вещества, состоящего из тяжелых элементов.

В публикациях [8, 9] обсуждаются результаты эксперимента, подтверждающие эффект, предсказанный Ландау и Померанчуком (в дальнейшем изложении — ЛП-эффект) [10], и эффект, предсказанный автором настоящего обзора [11], который иногда называют продольным эффектом плотности, чтобы отличать его от известного эффекта плотности Ферми в теории ионизационных потерь. Часто используют и другие названия: эффект поляризации среды, эффект плотности, диэлектрическое подавления или просто эффект ТМ.

Теоретические работы прошлых лет были основаны на исследованиях Мигдала [12а], который включил в рассмотрение оба эффекта (см. обзоры [12б, в]). Выражения Мигдала обычно используются при сравнении с экспериментальными данными (в литературе сохранилось название теория ЛПМ). Однако уже в то время появились новые теоретические работы, связанные с исследованием других примеров влияния среды на радиационные процессы, которые расширили границы применимости теории Мигдала, включив в рассмотрение

¹ Тер-Микаелян М. Л. *ЖЭТФ* **25** 289, 296 (1953); см. также [24, § 93, с. 461].

² Фейнберг Е. Л. "Эффект, подтвержденный через сорок лет" *Природа* (1) 30 (1994) [англ. пер. <http://www.phys.au.dk/~ulrik/lpm/Nature.doc>]; см. также Ахиезер А. И., Шульга Н. Ф. *УФН* **151** 385 (1987).

поглощение фотонов, переходное излучение частицы в пластине, угловое распределение и поляризацию фотонов, интерференцию различных видов излучений в среде и т.д. (см. [1] и ссылки в ней).

Уровень экспериментальных возможностей тогда был явно недостаточен для получения необходимых количественных результатов и проверки теоретических расчетов. Большое число экспериментальных исследований было выполнено при изучении широких атмосферных ливней с последующим сравнением экспериментальных результатов с каскадными кривыми, рассчитанными с учетом приведенных в [1] теоретических результатов (ссылки на работы предыдущих лет см. в [5, 6]).

После опубликования первых результатов [6, 8, 9] были осуществлены новые исследования и проведено сравнение экспериментальных данных с улучшенными теориями (см. [13] и обзор [14]). Мы обсудим теоретические работы и проведем их сравнение с экспериментальными данными в области сверхвысоких энергий в разделе 4.

Недавно (март 2002 г.) появились первые сообщения об экспериментах, выполненных в ЦЕРНе группой Уггерхойа [15] (частное сообщение). Сечение тормозного излучения измерено для энергий электронов, равных 149, 207 и 287 ГэВ. По сравнению с экспериментами в Стэнфорде здесь был измерен спектр во всей области энергий излученных фотонов. Это дало возможность авторам работы [15] определить потери энергии в тонких мишенях из иридия, тантала, меди и углерода и показать, что эффективная радиационная длина при этих энергиях резко возрастает (см. ниже).

3. Наглядная картина подавления радиационных процессов

Приведенные выше примеры указывают на важную роль, которую играет когерентная длина в процессах электромагнитного излучения при ультрарелятивистских энергиях [16–19]. Более того, оказалось, что и в адронных процессах, т.е. в квантовой хромодинамике, имеются подобные явления (см., например, [16–18, 20, 21] и ссылки в них), которые сейчас интенсивно исследуются. Поэтому можно утверждать, что в некоторых процессах, описываемых квантовой электродинамикой либо квантовой хромодинамикой, мы имеем нелокальное взаимодействие, поскольку не можем указать, в какой точке когерентной длины произошло взаимодействие. Это утверждение имеет принципиальный характер, и поэтому остановимся на нем подробнее, следуя известному обзору Е.Л. Фейнберга [18], который является основоположником этого направления в ядерной физике высоких энергий и в квантовой хромодинамике (см. [16]).

Согласно современной квантовой электродинамике электрон необходимо считать точечной частицей. Это приводит к целому ряду трудностей, которые можно преодолеть, если использовать специальные рецепты (теорию перенормировок). Мы попытаемся изложить их, следуя обзору [18], в котором современные проблемы физики высоких энергий доступно изложены для широкого круга читателей.

Нерелятивистская заряженная частица в виде шарика радиусом r_0 , движущаяся с ускорением \mathbf{r}'' , излучает энергию и испытывает действие силы радиационного

трения $(4/3)(e^2/\pi r_0)\mathbf{r}''$ в направлении, противоположном направлению излучения. При стремлении радиуса электрона к нулю она становится бесконечной. Однако Лоренц еще в XIX веке обратил внимание, что поскольку и сила инерции $m\mathbf{r}''$ пропорциональна ускорению, то ее можно объединить с силой радиационного трения и ввести новую (перенормированную) массу m , считая ее равной массе реального электрона. В этом случае в дальнейшем можно устремить радиус электрона к нулю и избежать появления бесконечностей в уравнениях движения.

Аналогичную процедуру нужно провести и для устранения других бесконечностей, появляющихся в квантовой теории электромагнитного поля. Например, необходимо ввести перенормированный заряд электрона, поскольку в теории Дирака имеется бесконечный фон отрицательных по энергиям состояний, которые необходимо заполнить электронами, чтобы исключить переход электрона с излучением фотонов на свободные уровни с отрицательными энергиями. Внешний электрон будет поляризовать фон, в результате чего его заряд экранируется и, следовательно, заряд (который является константой взаимодействия с электромагнитным полем) тоже нужно перенормировать. И наконец, нужно перенормировать еще третью бесконечную величину, появляющуюся в теории (так называемую вершинную часть), чтобы в квантовой электродинамике можно было получать конечные результаты при расчете конкретных процессов с точечным электроном.

При всей искусственности такой процедуры квантовая электродинамика в результате проведенных перенормировок с большой точностью описывает все известные к настоящему времени экспериментальные данные, хотя с точки зрения логики она остается непоследовательной.

Однако если исходить из того, что перенормировка осуществляется в результате взаимодействия (неперенормированного, т.е. голого) электрона с другими, не учтенными в квантовой электродинамике полями мгновенно (поскольку согласно теории относительности любая скорость передачи сигналов ограничена скоростью света), а в течение некоторого времени, которое называют временем регенерации собственного поля или просто временем одевания, то голый (т.е. неперенормированный) движущийся электрон за время одевания успеет переместиться на некоторое расстояние, тем большее, чем выше его скорость.

Можно попытаться оценить время регенерации, оставаясь в рамках квантовой теории [18]. Для примера рассмотрим атом, имеющий всего два уровня (двухуровневая система), на который действует периодическое возмущение вида $\mathbf{E} \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$. Используя теорию возмущений, определим вероятность нахождения атома в момент времени $t > 0$ в верхнем состоянии, если в момент времени $t = 0$ он был на нижнем уровне. Ответ хорошо известен (см., например, [22]):

$$W_{21} = \left(\frac{2d\mathbf{E}}{\hbar\Delta} \right)^2 \sin^2 \frac{t\Delta}{2}, \quad (3)$$

где

$$\hbar\Delta = E_2 - E_1 - \hbar\omega = \hbar(\omega_{21} - \omega) \quad (4)$$

— расстройка резонанса. Аналогичное выражение будет описывать обратный вынужденный переход $2 \rightarrow 1$. Если

время наблюдения (в дальнейшем употребляется также и термин "время измерения") удовлетворяет условию $t \gg 1/\Delta$, то вероятность перехода будет пропорциональна времени (здесь и далее под Δ нужно понимать квадратный корень из среднего значения $(\Delta^2)^{1/2}$); если время наблюдения $t \approx \hbar/\Delta$, то из (3) следует, что вероятность различных значений Δ будет распределена по закону

$$\frac{1}{\Delta^2} \sin^2 \frac{t\Delta}{2} \quad (5)$$

около наиболее вероятных значений

$$E_2 - E_1 - \hbar\omega = \hbar(\omega_{21} - \omega) \approx \frac{\hbar}{t}. \quad (6)$$

Если переход осуществляется в постоянном поле, т.е. $\omega = 0$ (тогда $|E_2 - E_1| = \hbar\omega_{21}$), то его вероятность будет пропорциональна времени взаимодействия t при выполнении условия $\omega_{21}t \gg 1$. При условии $t\omega_{21} \approx 1$ это будет означать, что чем меньше промежуток времени измерения t , тем больше неопределенность в значениях измеренной разности энергий, т.е.

$$|E_2 - E_1| \sim \frac{\hbar}{t}. \quad (7)$$

Аналогичные рассуждения приводят к соотношению неопределенности и для вынужденного перехода $2 \rightarrow 1$.

Отсчитывая время не от $t = 0$, а от $t = -\infty$ и вводя множитель $\exp(\lambda t)$, путем аналогичных вычислений получим те же результаты, если в конечных выражениях устремим $\lambda \rightarrow 0$ (адиабатическое включение). При этом в приведенных выше результатах необходимо заменить t на δt . В этом случае соотношение неопределенности энергия–время можно переписать в следующем виде:

$$|E_2 - E_1 - \hbar\omega| < \frac{\hbar}{\delta t}. \quad (7')$$

Используя приведенное соотношение, а также тождество $\delta E = \mathbf{v} \delta \mathbf{p}$ и учитывая закон сохранения импульса системы $\delta \mathbf{p}_1 = \delta \mathbf{p}_2 = \delta \mathbf{p}$, получим выражение Бора, устанавливающее связь между неопределенностью измеряемого импульса $\delta \mathbf{p}$ и промежутком времени, в течение которого производится измерение [23]:

$$(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1) \delta \mathbf{p} \approx \frac{\hbar}{\delta t}. \quad (8)$$

Это соотношение справедливо и для отдельных компонент импульса, т.е. для $\delta p_x, \delta p_y, \delta p_z$. В нерелятивистской квантовой механике разность скоростей, приобретаемая в процессе измерения, ничем не ограничивается. Поэтому найти разность импульсов частицы можно с любой точностью, устремляя разность скоростей к бесконечности.

Однако в релятивистской квантовой механике положение кардинальным образом изменяется, поскольку существует предельная скорость распространения взаимодействий — скорость света. Исходя из соотношения Н. Бора [23], Ландау и Пайерлс [24] высказали утверждение, что при измерении (т.е. при взаимодействии частицы с измерительным прибором) импульса \mathbf{p} , которое длится промежуток времени δt , должно выполняться соотношение неопределенности вида $\delta p \delta t \sim \hbar/c$. Для релятивистских частиц его можно переписать в виде соотношения между неопределенностью энергии частицы и временем

ее измерения

$$\delta E \delta t \approx \hbar. \quad (9)$$

Следовательно, на некотором отрезке траектории, который электрон проходит за время δt после первого рассеяния, его энергия определена с погрешностью $\hbar/\delta t$. Такой электрон, называемый полуголым [18], будет взаимодействовать с веществом не так, как одетый электрон.

При дальнейшем движении он одевается, т.е. перенормируется (см. [17, 18]), а разница энергии излучается в виде электромагнитного излучения в световой конус вдоль движения (см. приведенный в [18] рисунок, который иллюстрирует сказанное). Время регенерации или время одевания электрона будет определяться из приведенного выше соотношения неопределенности при задании δE и $\hbar\omega$, причем оказывается, что энергия голого электрона меньше, чем одетого.

Для иллюстрации сказанного можно привести пример из электродинамики с учетом продольного эффекта плотности [7а]. Пусть электрон из одной среды попадает в другую (для простоты — из вакуума переходит в среду). Очевидно, он будет поляризовать вещество среды и его масса изменится. Легко произвести необходимые расчеты. Если скорость частицы при переходе из одной среды в другую остается неизменной, имеем

$$\Delta m_{\text{ср}} - \Delta m_{\text{вак}} = - \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \frac{e^2 \omega_0}{c^3}, \quad (10)$$

где ω_0 — плазменная (ленгмюровская) частота:

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi N Z e^2}{m}, \quad (11)$$

$\Delta m_{\text{ср}}, \Delta m_{\text{вак}}$ — поправки к массе электрона, обусловленные учетом радиационных поправок в среде и в вакууме. Если импульс электрона при переходе не изменяется, ответ будет несколько иным:

$$\Delta m_{\text{ср}} - \Delta m_{\text{вак}} = - \frac{e^2 \omega_0}{c^3}. \quad (12)$$

Приведенный пример перенормировки массы заряженной частицы в среде, показывает, что масса голого электрона меньше массы одетого. По-видимому, чтобы скомпенсировать потерю массы в среде, электрон должен затормозиться. Кроме того, он должен восполнить потерю энергии и на излучение, что также приведет к торможению.

Оказывается [17–19], в целом ряде физических процессов можно экспериментально наблюдать полуголый электрон.

Для примера рассмотрим тормозное излучение релятивистского электрона в кристалле [1, 2]. Как было замечено выше, оно происходит на когерентной длине, т.е. излучающий электрон взаимодействует одновременно со всеми ядрами, расположенными вдоль его траектории на этой длине, и интенсивность излучения пропорциональна квадрату числа атомов на L_{coh} . Допустим, что электрон в некоторой точке траектории рассеется на угол, значительно больший, чем mc^2/E , и выйдет из зоны когерентной длины. В этом случае

вероятность излучения уже не будет пропорциональна квадрату числа атомов на когерентной длине и это приведет к уменьшению вероятности излучения. Можно также утверждать, что при излучении первого фотона (и переходе электрона в голое состояние) повторное излучение будет резко подавлено, поскольку для восстановления собственного поля электрону необходимо некоторое время, называемое временем регенерации. Однако в течение времени регенерации движущийся электрон может пройти большое расстояние и даже выйти из зоны формирования излучения (тем скорее, чем больше его скорость). Отсюда следует, что жесткие фотоны будут излучаться в основном в начале траектории, т.е. при влете электрона в кристалл. Этот эффект будет проявляться тем лучше, чем выше энергия излучающего электрона. По-видимому, это явление было обнаружено в экспериментах, проведенных в ЦЕРНе (см. обзор [2], в котором обсуждаются эксперименты группы Уггерхойа в кристалле). Отметим еще теоретическую работу [19], в которой рассмотрена пространственно-временная эволюция полуголой частицы в пластинке, толщина которой меньше когерентной длины. Авторы указали на целый ряд квантово-электродинимических процессов, в которых электрон может наблюдаться в полуголом состоянии.

4. Современные исследования радиационных процессов в аморфной среде

4.1. Эксперимент

Мы уже указали во введении, что экспериментальные работы, опубликованные в 1994–1996 гг. [6, 8, 13, 14], вызвали большой резонанс среди специалистов, работающих в области высоких энергий. Экспериментальные исследования проводились на двух электронных пучках Стэнфордского электронного ускорителя с энергиями электронов, равными 8 и 25 ГэВ. Изучались эффекты подавления тормозного излучения фотонов с энергиями от 0,2 до 500 МэВ на мишенях из углерода, алюминия, железа, свинца, вольфрама, урана и золота различной толщины от $0,1\%L$ до $7\%L$, где L — радиационная длина. Во избежание недоразумений подчеркну, что радиационная длина, используемая нами, есть постоянная величина, зависящая только от характеристик среды (см. раздел 4.1).

Эксперименты были выполнены с высокой точностью, значительно превышающей точность всех предшествующих экспериментов в этой области. Это дало возможность авторам работ пересмотреть результаты предыдущих исследований в этой области как теоретических, так и экспериментальных.

Экспериментальные данные сравнивались с кривыми (которые моделировали теоретические выражения), рассчитанными методом Монте-Карло (в дальнейшем сокращенно обозначаемым МК). Кривые МК учитывали следующие основные эффекты: многократное рассеяние — эффект ЛП, диэлектрическое подавление (т.е. эффект ТМ), переходное излучение Гинзбурга–Франка (в дальнейшем ГФ), возникающее из-за наличия границ у образцов мишени, поглощение фотонов в пластинке (эффект подавления Галицкого–Гуревича), а также качество и внутреннюю структуру мишени, многократные процессы излучения фотонов в мишени, эксперимен-

тальный магнитотормозной фон, возникающий в отклоняющих магнитах, и т.д.

Точность обработки экспериментальных данных была настолько высока, что их можно было сравнивать с различными мало отличающимися вариантами теории с точностью всего в несколько процентов.

Без сомнения, наибольшая сложность состоит в выборе различных вариантов теории тормозного излучения для кривых МК, поскольку они отличаются друг от друга тоже незначительно. Если рассмотреть даже давно используемые основные формулы, такие, например, как формула Бете–Гайтлера для тормозного излучения на атоме, то необходимо улучшить описание экранировки [25], учесть вклад в излучение электронов оболочки атома для легких элементов, поскольку коэффициент вида $Z(Z+1)$ при достигнутой точности эксперимента сейчас уже становится неприемлемым и должен быть заменен новыми выражениями [6, 13].

Значительно сложнее обстоит дело с другими теоретическими выражениями, использованными в проекте SLAK E-146. Например, после публикации известной работы Гинзбурга–Франка [26] по переходному излучению прошло более 50 лет. В 1950–1970 гг. теория этого явления была значительно усовершенствована (включено в рассмотрение влияние многократного рассеяния, толщины пластинки, наклонный влет и т.д.). Работы этого периода суммированы в монографии [1]. Однако остались некоторые разногласия и нерешенные проблемы, влияющие на сравнение результатов теории и эксперимента (см. ниже). Сложности возникают при отборе теоретических работ по переходному излучению (с учетом влияния многократного рассеяния) в пластинках, так как в свет вышло большое количество публикаций, данные которых нередко противоречат друг другу. Для построения кривых МК авторы работы [13] для той части, где существенно переходное излучение в пластинке, выбрали вариант Пафомова [27].

Для иллюстрации вклада различных процессов подавления на рис. 1а, б сравниваются кривые МК и измеренный спектр тормозного излучения электронов с энергиями 25 и 8 ГэВ на углеродной мишени, толщина которой составляла 2% радиационной длины. Из рассмотрения рис. 1а следует, что вклад в подавление тормозного излучения вносят примерно в одинаковой степени многократное рассеяние (ЛП) и продольный эффект плотности (ТМ); рост в левой части спектра связан с переходным излучением (ГФ). Для фотонов, энергия которых значительно больше 10 МэВ, эксперимент описывается выражением Бете–Гайтлера. Расхождение между экспериментальными данными и кривой МК при энергии излученных фотонов меньше 1 МэВ авторы работы [13] приписывают фону синхротронного излучения. При энергии излучающего электрона 8 ГэВ влияние эффекта ЛП уменьшится, поскольку отношение когерентных длин (при одинаковых частотах излучения мягких фотонов) пропорционально отношению квадратов энергий излучающей частицы, и эффект диэлектрического подавления (ТМ) становится основным (рис. 1б). В этих условиях возрастание излученной энергии в левом крае спектра фотонов на рис. 1а (обязанное переходному излучению) практически исчезает на рис. 1б. Подавление переходного излучения при уменьшении энергии излучающей частицы (при одинаковых частотных диапазонах), по-видимому, можно интерпретировать на основе

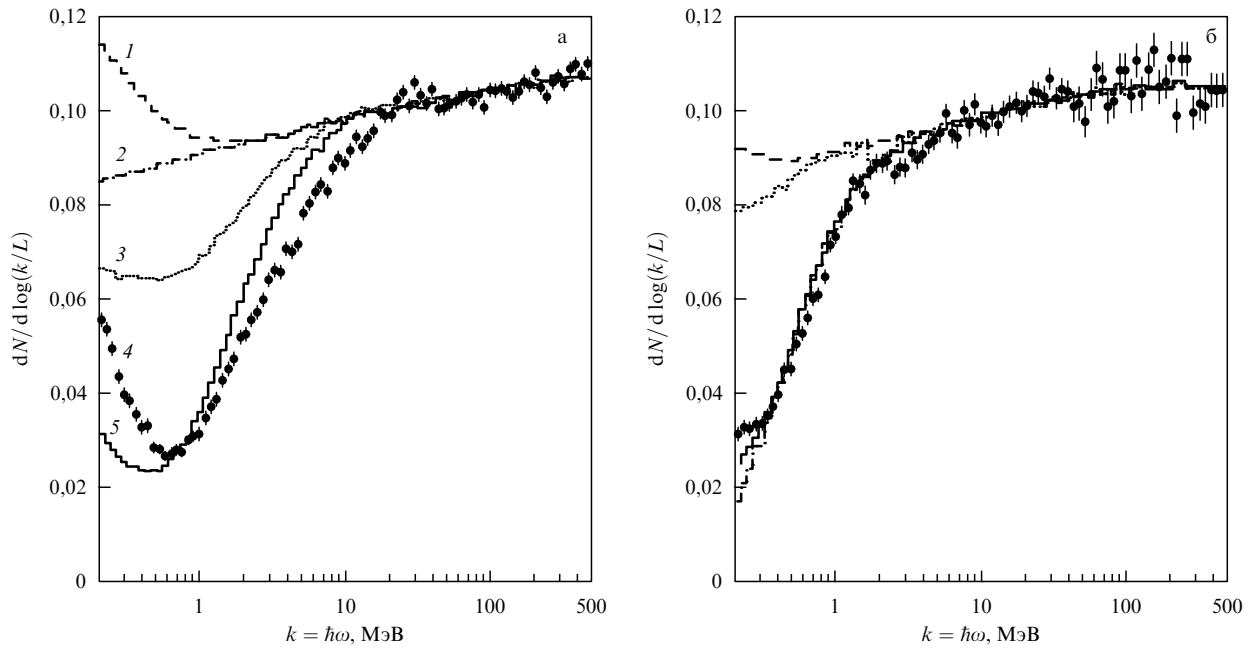


Рис. 1. (а) Спектр излучения электрона с энергией 25 ГэВ, умноженный на энергию излученного фотона $k = \hbar\omega$ в пластинке из углерода толщиной 2% L : 1 — БГ + ГФ, 2 — БГ, 3 — ЛП + ГФ, 4 (черные точки) — эксперимент со статистическими ошибками, 5 — МК вычисления с учетом эффектов подавления ЛП, ТМ и ГФ. (б) То же, что и на рис. 1а, при энергии электрона 8 ГэВ. Кривые сверху вниз соответствуют учету следующих процессов: БГ + ГФ, ЛП + ГФ. Далее изображены экспериментальные точки и кривая МК (сплошная ломаная линия), включающая только эффекты БГ + ТМ.

качественного анализа. Действительно, можно было бы предположить, что влияние толщины пластинки на полное излучение будет существенным, если она меньше когерентной длины. Однако анализ показывает (см. ниже), что влияние толщины l тем сильнее, чем лучше выполняется условие $l < L_{\text{coh}}\omega/\gamma\omega_0$. В этом случае полное излучение и его частотный спектр существенно изменятся. Мы остановимся на этом эффекте в конце раздела 4.4.

Авторы работы [13] отмечают, что, хотя эксперименты и подтверждают наличие эффектов подавления, согласие экспериментальных результатов с теорией не столь хорошее, как ожидалось. В приведенных выше экспериментах на углероде авторы указывают на дефекты структуры материала, учет которых, по-видимому, сможет улучшить согласие с теорией. Эти вопросы рассмотрены в разделе 6.

Эксперименты, выполненные на SLACe, богаты многочисленными данными, и мы ограничимся обсуждением только некоторых из них. Основные результаты и их сравнение с теорией представлены в этом обзоре на рисунках.

Как было указано выше, эксперименты, выполненные по проекту SLAC E-140, позволили авторам эксперимента подробно обсудить теоретические исследования. Это стало возможным благодаря высокой точности экспериментальных работ, которые нуждались в более детальном рассмотрении основ теории.

4.2. Качественное рассмотрение

Перейдем теперь к обсуждению процессов подавления в аморфной среде. Обсудим подавление тормозного излучения в аморфной среде, вызванное многократным рассеянием электрона. Как и в примерах, рассмотрен-

ных выше, тормозное излучение формируется на когерентной длине. Однако если многократное рассеяние отклоняет излучающий электрон на угол, превышающий характерный угол тормозного излучения, то это приведет к уменьшению когерентной длины и, следовательно, к подавлению излучения. Аналогичное заключение можно сделать и в результате учета продольного эффекта плотности (который сводится к замене скорости света в вакууме на скорость света в веществе), учета поглощения фотонов в веществе и влияния переходного излучения. Очевидно, что сколько-нибудь полное изложение теоретических работ не входит в задачу автора статьи. Однако для понимания содержания обзора широким кругом читателей необходимо качественно рассмотреть теоретические основы всех указанных причин.

Для оценки сечения тормозного излучения можно воспользоваться методом Ферми–Вайцекера–Вильямса, подробно изложенным в разделе 6.1, а также в [1, § 2] для этих целей. Как хорошо известно, метод псевдофотонов сводит получение формулы тормозного излучения к умножению потока псевдоквантов, соответствующих одной движущейся заряженной частице, на сечение Клейна–Нишины и интегрированию полученного выражения по передаваемым ядру импульсам. Выражение имеет следующий вид (см. [1, формула (2.19)], в которой мы заменили $\delta = \delta_{\text{coh}}$ на δ_2 для соответствия с приведенными ниже выражениями):

$$d\sigma(\omega) = 2\bar{\sigma} \frac{\hbar d\omega}{\pi\gamma} \int_0^{a/\lambda} dk_{\perp} \int_{\delta_2}^{k_1^{\max}} \frac{k_{\perp}^2 dk_1}{k_1^2(k_1^2 + k_{\perp}^2 + R^{-2})^2} \times \left(1 + \frac{\hbar^2 \omega \delta_2}{m^2 c^3} - \frac{2\delta_2}{k_1} + \frac{2\delta_2^2}{k_1^2}\right), \quad (13)$$

где

$$\bar{\sigma} = \frac{Z^2 r_0^2}{137} = Z^2 \times 5,8 \times 10^{-28} \text{ см}^2, \quad \lambda = \frac{\hbar}{mc}, \quad (14)$$

$$a \approx 1, \quad \gamma^{-2} = 1 - \frac{v^2}{c^2}, \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2}.$$

Интегрирование (13) по $k_{\perp}^2 = k_2^2 + k_1^2$ должно быть распространено только до значений $a/\lambda \approx mc/\hbar$ из-за неприменимости метода псевдофотонов на расстояниях, меньших комptonовской длины волны электрона. Это и приводит к логарифмической точности метода. Однако простота метода поможет нам без сложных математических вычислений довольно легко получить оценки многих эффектов.

В выражение (13) основной вклад в интеграл по k_1 вносит область около нижнего предела $k_1 \geq \delta_2$. Если проинтегрируем выражение (13) по переменной k_1 (при этом надо учесть, что в пренебрежении многократным рассеянием и продольным эффектом плотности $\delta_2 = \delta_{\text{coh}}$), а затем по k_{\perp} , то получим сечение Бете–Гайтлера с логарифмической точностью:

$$d\sigma_{\text{БГ}} = 4\bar{\sigma} \left[\left(\frac{\hbar\omega}{E_1} \right)^2 + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{\hbar\omega}{E_1} \right) \right] L_{\text{рад}}. \quad (15)$$

В случае полной экранировки

$$L_{\text{рад}} = \ln \frac{aR}{\lambda} - \frac{1}{2}$$

(см. [1, § 5]), где R — радиус атома.

Для включения в рассмотрение эффектов ЛП и ТМ нужно поступить следующим образом: необходимо использовать выражение для минимального продольного передаваемого атому импульса с учетом влияния многократного рассеяния и продольного эффекта плотности:

$$\hbar\delta_2 = \hbar\delta_{\text{coh}} - \frac{p_1 \overline{\theta_1^2}}{2} - \frac{p_2 \overline{\theta_2^2}}{2} + \frac{\omega(1 - \sqrt{\varepsilon})}{c}, \quad (16)$$

где $\overline{\theta_{1,2}^2}$ — средние квадраты углов многократного рассеяния до и после излучения фотона.

Приближенный учет обоих эффектов приводит к следующему выражению для минимального передаваемого среде импульса $\hbar\delta_2$, который и будет определять тормозное излучение в аморфной среде (см. подробнее [1, § 18]):

$$\delta_2 \approx \delta_{\text{coh}} + \frac{\delta_{\text{coh}}}{m^2 c^4} \frac{E_s l}{L} + \frac{\omega_0^2}{2\omega c}, \quad (17)$$

где

$$\delta_{\text{coh}} = \frac{mc^2 \hbar\omega}{2E_1 E_2 \lambda} \quad (18)$$

— минимальный передаваемый среде импульс (2), деленный на \hbar , при тормозном излучении без учета эффектов ЛП и ТМ, обратно пропорциональный когерентной длине (1), E_s — константа многократного рассеяния, равная 21 МэВ, L — радиационная длина (см. ниже формулу (23')), l — длина траектории частицы, на

которой развиваются когерентные процессы, λ — комptonовская длина электрона, деленная на 2π , ω_0 — плазменная частота (11). Поскольку l (как это следует из раздела 2) должна быть обратно пропорциональной δ_2 , то из (17) получается квадратное уравнение, корни которого определяют эффективное значение δ_2 с учетом обоих эффектов [11]:

$$\delta_2 \approx \frac{1}{2} \left(\delta_{\text{coh}} + \frac{\omega_0^2}{2\omega c} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\delta_{\text{coh}} + \frac{\omega_0^2}{2\omega c} \right)^2 + \frac{E_s^2 \delta_{\text{coh}}}{m^2 c^4 L}}. \quad (19)$$

В отсутствие эффекта ЛП (19) дает значение минимального передаваемого ядру импульса с учетом только эффекта ТМ:

$$\delta_2 = \delta_{\text{ТМ}} \approx \delta_{\text{coh}} + \frac{\omega_0^2}{2\omega c}. \quad (20)$$

Если продольным эффектом плотности можно пренебречь, то из (19) получим новое значение минимального передаваемого импульса, связанного только с многократным рассеянием:

$$\delta_2 = \delta_{\text{ЛП}} \approx \frac{\delta_{\text{coh}}}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4E_s^2}{m^2 c^4 \delta_{\text{coh}} L}} \right]. \quad (21)$$

Подставив (19) в (13), необходимо произвести интегрирование по переменным k_1 и k_{\perp} .

Довольно просто найти выражение для сечения тормозного излучения с учетом только эффекта плотности, если заменить δ_2 на выражение (20) и провести те же интегрирования. Тогда сечение излучения мягких квантов (т.е. $\hbar\omega \ll E_1$) принимает вид [11]

$$d\sigma_{\text{ТМ}} = \frac{16}{3} \bar{\sigma} \frac{d\omega}{\omega} \frac{L_{\text{рад}}}{1 + (\omega_0^2/\omega^2) \gamma^2}. \quad (22)$$

Несколько сложнее получить сечение в предельном случае с учетом эффекта ЛП, используя приведенные выше выражения. Рассмотрим, например, излучение фотонов, энергия которых значительно меньше начальной энергии излучающей частицы. В этом случае $\delta_{\text{coh}} \approx m^2 c^3 \omega / 2E_1^2$ и для $\delta_{\text{ЛП}}$ из (21) имеем следующее предельное выражение:

$$\delta_{\text{ЛП}} \approx \sqrt{\frac{\delta_{\text{coh}}}{L}} \frac{E_s}{mc^2} \approx \frac{E_s \sqrt{\omega}}{E_1 \sqrt{2Lc}}. \quad (23)$$

В каскадной теории ливней длину пути z измеряют обычно в t единицах:

$$t = \frac{z}{L}, \quad \frac{1}{L} = \frac{4Z^2 r_0^2 N}{137} \ln(183Z^{-1/3}). \quad (23')$$

Длина L играет большую роль в каскадной теории ливней, до обнаружения эффектов подавления она считалась постоянной величиной. В действительности L определяется через сечения тормозного излучения Бете–Гайтлера, и, поскольку при учете эффектов подавления они изменяются, в L появляется зависимость от энергии частицы. Поэтому каскадная теория ливней должна быть сформулирована заново. Однако в работах [8, 9, 13, 14], которым мы будем следовать, под радиационной длиной понимают величину L без учета эффек-

тов подавления. Другой способ используется в работе [15], в которой вводится эффективная радиационная длина, зависящая от энергии.

Сечение тормозного излучения принимает вид [11]

$$d\sigma_{\text{LP}} \approx \frac{4}{3} \frac{Zr_0}{137} \frac{mc^2}{E_1} \sqrt{\frac{L_{\text{rad}}}{2\pi cN}} \frac{d\omega}{\sqrt{\omega}}, \quad (24)$$

где $L_{\text{rad}} \approx \ln(183Z^{-1/3})$ — радиационный логарифм.

Выражение (24) отличается от точной формулы Мигдала [12] коэффициентом $1/3$. Обратим внимание, что приведенные сечения обладают в трех предельных случаях различными спектрами излученных фотонов: Бете–Гайтлера $d\omega/\omega$, Ландау–Померанчука со спектром $d\omega/\sqrt{\omega}$ и ТМ со спектром $\omega d\omega$ при $\omega < \gamma\omega_0$. Все полученные таким способом формулы не обладают необходимой точностью для сравнения результатов теории и эксперимента [7–9, 13, 14], однако из них легко видно, что влияние многократного рассеяния и продольного эффекта плотности приводит к уменьшению когерентной длины, т.е. к увеличению эффективных импульсов, передаваемых ядру в тормозном излучении. Это в свою очередь приведет к подавлению тормозного излучения, поскольку интеграл по переменной k_1 , входящий в выражение (13), определяется областью около нижнего предела. Последнее утверждение отражает тот факт, что процессы при высоких энергиях обладают большей степенью направленности вдоль скорости, инициирующей процесс частицы. Поэтому простого введения когерентной длины (1) на основании только соотношения неопределенностей Гейзенберга $\Delta x \Delta p \approx \hbar$ (часто используемого в литературе) недостаточно для утверждения, что при высоких энергиях процессы формируются на больших расстояниях. Для правомерности такого утверждения необходимо, чтобы основной вклад в сечение процесса вносили реакции с малыми передаваемыми ядру импульсами k_1 вдоль движения излучающей частицы. Именно это положение иллюстрирует выражение (13).

Для получения более точных выражений Мигдала [12] необходимо выполнить более сложные вычисления. Здесь мы не будем воспроизводить эти расчеты и сошлемся на монографию [1, § 18–21], в которой довольно подробно изложена математическая сторона этих исследований.

Приведем границы спектральных областей, внутри которых нужно пользоваться предельными выражениями для сечения тормозного излучения. Из (19) следует, что границы области Ландау–Померанчука определяются следующим неравенством [11]:

$$\frac{4E_s^2 \delta_{\text{coh}}}{m^2 c^4 L} \gg \left(\delta_{\text{coh}} + \frac{\omega_0^2}{2\omega c} \right)^2. \quad (25)$$

Из неравенства (25) вытекает условие для границ области частот, внутри которой существенно влияние многократного рассеяния и где справедлива формула ЛП (24) для случая, когда энергия излученного фотона много меньше E_1 :

$$\left[\frac{E_1^2}{E_s^2} \frac{L}{8\hbar c} (\hbar\omega_0)^4 \right]^{1/3} \equiv \hbar\omega_1 \ll \hbar\omega \ll \hbar\omega_2 \equiv \left(\frac{E_s}{mc^2} \right)^2 \frac{8\hbar E_1^2}{Lmc^2}. \quad (26)$$

Условие (26) определяет граничную энергию E_0 , начиная с которой появляется эффект ЛП [11]:

$$E_1 \geq E_0 = \frac{m^2 c^4 L \omega_0}{8cE_s}. \quad (27)$$

Для плотных сред конца периодической таблицы элементов $E_0 \approx 1$ ГэВ.

Границы области Бете–Гайтлера с учетом эффекта ТМ определяются сразу двумя неравенствами, противоположными (26). Одно приводит к следующему интервалу частот излученных фотонов, где остается справедлива формула БГ:

$$\frac{8c}{L} \frac{E_s^2 E_1^2}{(mc^2)^4} \ll \omega \ll \frac{E_1}{\hbar} \quad (28)$$

и интервалу

$$\omega_{\text{at}} \ll \omega \ll \left(\frac{L^{1/2} \omega_0^2 E_1}{2\sqrt{2}c E_s} \right)^{2/3}, \quad (29)$$

где имеет место формула (22). Если при этом выполняется условие

$$\omega > \gamma\omega_0, \quad (29')$$

то сечение определяется формулой БГ, в противном случае — формулой ТМ.

При получении условий (28) и (29) предполагалось, что энергия излученного фотона значительно меньше энергии излучающей частицы. Для излучения фотонов с энергией порядка E_1 необходимо вернуться к исследованию выражения (25) и выписать условие, когда можно пренебречь многократным рассеянием, в следующем виде (при этом в слагаемом, связанном с поляризацией среды, который важен только при рассмотрении мягких фотонов, можно заменить E_2 на E_1 [11]):

$$4 \left(\frac{E_s}{mc^2} \right)^2 \frac{1}{L} \gg \delta \left(1 + \frac{\omega_0^2 E_1^2}{\omega^2 m^2 c^4} \right)^2. \quad (30)$$

При этом сечение излучения во всей области энергий (кроме области ЛП) излученных фотонов будет определяться выражением

$$d\sigma = 4\bar{\sigma} L_{\text{rad}} \frac{d\omega}{\omega} \left[\left(\frac{\hbar\omega}{E_1} \right)^2 + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{\hbar\omega}{E_1} \right) \right] \times \left[1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \left(\frac{E_1}{mc^2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (31)$$

т.е. формулой БГ–ТМ [11]. При $E_1 < E_0$ имеет место только (31).

Область спектра, в которой справедлива формула ЛП, растет пропорционально квадрату начальной энергии излучающей частицы. Однако из условия (25) следует, что для очень жестких фотонов в узкой области энергий фотонов порядка E_1 остается справедливым выражение Бете–Гайтлера. Формально это сводится к замене в правой части неравенства (26) ω_2 на ω_2' ,

$$\hbar\omega_2' \approx \frac{8c\hbar}{L} \left(\frac{E_s}{mc^2} \right)^2 \frac{E_1 E_2}{m^2 c^4}. \quad (31')$$

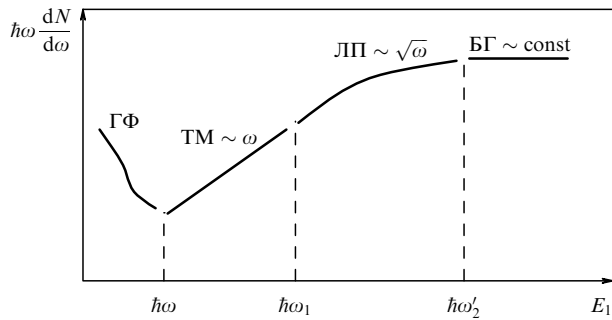


Рис. 2. Спектр тормозного излучения, умноженный на энергию фотона, в зависимости от энергии излученного кванта. На оси абсцисс обозначены границы энергий фотонов для различных областей подавления в произвольных единицах. График приведен для энергий

$$E_1 > E_0 = \frac{m^2 c^3 L \omega_0}{8 E_s}, \quad h\omega_1 \approx \left[\frac{(\hbar\omega_0)^4 L E_1^2}{8 \hbar c E_s^2} \right]^{1/3}, \quad h\omega'_2 \approx \frac{8 \hbar c E_s^2 E_1 E_2}{L (m c^2)^4}.$$

В монографии [1] приведен график зависимости сечения тормозного излучения от частоты при условии $E_1 < E_0$ и график, заимствованный из обзоров Е.Л. Фейнберга [126] и Е.Л. Фейнберга, И.Я. Померанчука [12в], на котором представлена зависимость интенсивности тормозного излучения (в единицах БГ) от энергии излученного фотона (в единицах E_1). В [1] приведен также качественный ход дифференциальных потерь энергии на тормозное излучение и рождение пар в зависимости от параметра $\hbar\omega/E_1$, полученный в [28]. Сказанное иллюстрирует более простой рис. 2, близкий к приведенному в работе [13].

Резюмируя качественное рассмотрение эффектов подавления тормозного излучения в однородной среде, отметим, что характерным параметром, определяющим границы применимости различных формул тормозного излучения, является отношение правой части неравенства (26) к его левой части [11]:

$$s' = \frac{m c^2}{E_s} \left[\frac{L \hbar \omega m c^2}{8 E_1 E_2 \hbar} \right]^{1/2} \left(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \frac{E_1^2}{m^2 c^4}. \quad (32)$$

Во всех последующих вариантах теории близкую к s' величину принято обозначать буквой s . При $s \ll 1$ справедливо выражение ЛП (24), при $s \gg 1$ — выражение БГ–ТМ (31). Этот параметр (с точностью до коэффициента порядка единицы) играет важную роль и во всех последующих теориях.

4.3. Исследования процессов подавления в полубезграничной среде

А.Б. Мигдал [12] рассмотрел количественно эффект ЛП, используя специально разработанную им методику решения кинетического уравнения, которое он исследовал в приближении Фоккера – Планка. Им было учтено и влияние продольного эффекта плотности, а также развита квантово-электродинамическая теория. Сечение тормозного излучения Мигдала определяется следующим выражением:

$$d\sigma_{\text{торм}}^m = \frac{4}{3} \bar{\sigma} L_{\text{рад}} \frac{dy}{y} \{y^2 G(s) + 2[1 + (1-y)^2] \Phi(s)\}, \quad (33)$$

где $y = \hbar\omega/E_1$, входящие в формулу функции Мигдала G и Φ приведены в его работе [12], а также в [1]. При $s \gg 1$

функции $G \rightarrow 1$, $\Phi \rightarrow 1$ и выражение (33) переходит в (31), при $s \ll 1$ — в (24) с исправленным численным коэффициентом. Заменяя в (33) s на s' , мы автоматически учтем в теории Мигдала продольный эффект плотности.

Работы Мигдала, выполненные для бесконечной среды, способствовали интенсивному развитию этого направления и подробно изложены в [1, § 19, 20, приложения V–VIII]. Несмотря на большой срок, прошедший после их опубликования, они являются основными при обработке экспериментальных данных последних лет. В теорию Мигдала необходимо ввести улучшенное описание экранировки и учесть излучение на электронах, следуя предписаниям [6, 25], что и было осуществлено в работах [8, 9, 13]. В этом случае выражение Мигдала приобретет вид, соответствующий приведенному в работах Перла [6, 13]:

$$\frac{d\sigma_{\text{MP}}}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2}{3k} \left[\{y^2 + 2[1 + (1-y)^2]\} (Z^2 F_{\text{el}} + Z F_{\text{inel}}) \right], \quad (34)$$

где

$$F_{\text{el}} \approx \ln \frac{184}{Z^{1/3}}, \quad F_{\text{inel}} \approx \ln \frac{1194}{Z^{2/3}}, \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}, \quad r_e \quad (35)$$

— упругий и неупругий атомные формфакторы, постоянная тонкой структуры и радиус электрона соответственно.

Выражение (34) использовалось в [6, 8, 9, 13] при обработке экспериментов и имеет 2-процентную точность, в то время как авторы [13] считают, что формула Мигдала (33) обладает 10-процентной точностью.

Можно продолжить качественное рассмотрение теории, распространив его на ограниченную среду, т.е. учесть переходное излучение ГФ [26, 27] (см. ниже). Галицкий, Гуревич и Якимец [28, 29] учли в теории Мигдала поглощение фотонов за счет образования пар. Это оказалось существенным при более высоких энергиях, чем в экспериментах [8, 9, 13] (например, для свинца при энергиях 10^{13} эВ). В работе [30] Терновский рассмотрел образование пар непосредственно от электронов, хотя, по-видимому, этот процесс еще не вносит ощутимого вклада в результаты эксперимента [6, 8, 9, 13]. Амануни и Корхмазян [31] дополнили теорию Мигдала учетом размытости границы. Они показали, что результаты Мигдала остаются в силе, если толщина размытости границы меньше когерентной длины. Влияние неоднородностей мишени, шероховатостей поверхности и других причин обсуждаются в разделе 6.

В 1970-е годы в разработку теории ЛПМ внесли большой вклад советские ученые-теоретики В. Пафомов, И. Топтыгин, М. Рязанов, И. Гольдман, А. Калашников, Ф. Терновский и др. (ссылки см. [1]). В связи с опубликованием результатов экспериментов [6, 8, 9, 13] появились новые теоретические исследования, на которых мы коротко остановимся в разделе 4.4.

Теория переходного излучения на границе двух сред впервые была рассмотрена в известной работе Гинзбурга – Франка [26] и в дальнейшем получила развитие в большом количестве публикаций. В случае пересечения одной границы раздела двух сред (вакуум – среда) интенсивность переходного излучения ГФ при нормальном падении на поверхность пластинки для малых углов излучения θ (отсчитываемых от направления движения излучающей частицы) и высоких энергий определяется

простым выражением [1, формулы (26.17), (28.42), (28.42')]

$$\frac{dI_{\theta, \omega}}{d\theta d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} \theta^3 \frac{\omega^2}{c^2} (I_b - I_c)^2. \quad (36)$$

В (36) входит квадрат разности когерентных длин в вакууме l_b и в среде l_c с учетом поляризации среды. Выражение (36) — это релятивистский предел формулы ГФ [1, формула (24.22)]. Интенсивность переходного излучения легко оценить, используя выражения для длин когерентности в первой и второй средах. В случае падения излучения под углом θ к поверхности, который рассматривался многими авторами, можно использовать формулы (24.29)–(24.35), приведенные в [1]. При этом поляризация переходного излучения имеет две составляющие.

Проинтегрировав (36) по угловым переменным в пределе частот, превышающих атомные частоты, для интенсивности в случае одной границы раздела получим следующее выражение:

$$dI_{\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left[\left(1 + 2 \frac{\omega^2}{\omega_{\text{кр}}^2} \right) \ln \left(1 + \frac{\omega_{\text{кр}}^2}{\omega^2} \right) - 2 \right] d\omega, \quad (37)$$

в котором для упрощения введено обозначение

$$\omega_{\text{кр}} = \gamma \omega_0, \quad (38)$$

где ω_0 — плазменная частота в пластинке, которая уже использовалась при обсуждении продольного эффекта плотности.

При $\omega \ll \omega_{\text{кр}}$

$$dI_{\omega} = \frac{2\hbar}{137\pi} d\omega \left(\ln \frac{\omega_{\text{кр}}}{\omega} - 1 \right). \quad (39)$$

При $\omega \gg \omega_{\text{кр}}$

$$dI_{\omega} = \frac{\hbar d\omega}{6 \times 137\pi} \left(\frac{\omega_{\text{кр}}}{\omega} \right)^4. \quad (40)$$

Проинтегрировав (37) по частотам, получим

$$I = \frac{e^2 \omega_0}{3c} \frac{E}{mc^2}, \quad (41)$$

т.е. энергия переходного излучения на одной границе растет пропорционально энергии частицы [32а, б], что было подтверждено экспериментально [33].

Если в этих выражениях учесть многократное рассеяние (см. [34–36], а также [1, § 26б, в, 28б, ж]), то ситуация коренным образом изменится. Наглядно этот эффект можно понять из следующего рассмотрения. В формулу (36) входит квадрат разности когерентных длин в вакууме и веществе. Если в I_c ввести подавление за счет влияния многократного рассеяния, то при частотах, больших критических частот в переходном излучении, его интенсивность не будет равна нулю. Спектр переходного излучения обогатится новыми частотами, лежащими в интервале (26), и излученная энергия будет расти пропорционально E^2 . Это произойдет при энергиях излучающей частицы, превышающих энергию E_0 , введенную при рассмотрении подавления тормозного излучения. При этом естественным образом изменяются и

формулы (37)–(41). Соответственно изменятся частотное и угловое распределения переходного излучения (см. [1, § 26б и пример, приведенный в § 28]).

Влияние многократного рассеяния на переходное излучение изучается давно. Первые работы, посвященные этим вопросам в случае одной границы раздела, были опубликованы в 1960-х годах и изложены в [1]. Впервые на этот эффект указали Гарибян с Померанчуком [34], потом Гольдман [35а] применил теорию Мигдала при рассмотрении переходного излучения на одной границе раздела двух сред, а затем Пафомов [35б] улучшил полученные результаты.

Я хотел бы обратить внимание, что формулы, полученные выше для полубесконечной среды, нельзя применять к пластине, имеющей конечную толщину порядка или меньше L_{coh} , формально добавив переходное излучение в пластине к тормозному. Необходимо рассматривать только полное излучение, включая как тормозное и переходное, так и интерференционный член. В этом случае рассмотрение значительно усложняется, а излучение может резко измениться (см. ниже). Мишень-пластина толщиной l в процессе взаимодействия с излучающей частицей вносит неопределенность импульса порядка \hbar/l вдоль направления движения. Если $l > L_{\text{coh}}$, то этой неопределенностью можно пренебречь по сравнению с δ_{coh} . Это будет означать, что размеры пластины не повлияют на процесс тормозного излучения, т.е. вероятность тормозного излучения останется той же. Полное излучение помимо тормозного будет содержать еще и переходное излучение, образующееся на двух границах пластинки (относительно влияния многократного рассеяния см. ниже). Однако в этих вопросах еще нет полной теоретической ясности. Проблема заключается в том, что кроме переходного излучения в пластинке образуется (при учете многократного рассеяния) тормозное излучение, которое будет интерферировать с переходным. Поэтому выделение из общего излучения переходного становится бессмысленной задачей (см. пример, приведенный в конце следующего раздела). Этой проблемой в 70-е годы занимались многие специалисты. Во избежание недоразумений обратим внимание, что в ряде работ используют более удобное для расчетов определение когерентной длины, которое сводится к замене L_{coh} на когерентную длину с учетом угла θ между излученным фотоном и электроном и диэлектрического подавления:

$$L_f = \frac{L_{\text{coh}}}{1 + \gamma^2 \theta^2 + (\gamma \omega_0 / \omega)^2}. \quad (42)$$

Из-за отсутствия общепринятых теоретических результатов по этим вопросам авторы работы [13] использовали следующую процедуру. Для исключения влияния границ на результаты при сравнении с теоретическими кривыми сравнивалась разность экспериментальных данных, полученных на двух пластинах разной толщины. При такой процедуре краевые эффекты подавлялись и согласие экспериментальных данных с теоретическими значительно улучшалось.

4.4. Подавление радиационных процессов в пластине

Перейдем теперь к рассмотрению аналогичных явлений в пластине. Эксперименты в Стэнфорде выполнялись на мишенях, толщины которых составляли от 0,1 до 7% радиационной длины. Поэтому экспериментальные дан-

ные необходимо сравнивать с теоретическими кривыми, принимая во внимание кроме тормозного излучения еще и переходное (с учетом многократного рассеяния) излучение, возникающее в пластинке. Соответствующие исходные выражения для вероятности переходного излучения при падении на пластину исследовались многими учеными, начиная с 50-х годов прошлого столетия и для нормального падения суммированы в работах [36а–в]. Необходимые для дальнейшего обсуждения формулы приведены в [1, §26]. При падении под углом общее решение дано Енгигбаряном и Хачатряном [37а], хотя этот случай в заоптической области спектра и при сверхвысоких энергиях (см. раздел 6.1) экспериментально еще не исследовался. Соответствующие результаты могут быть использованы при исследовании неоднородных поверхностей раздела двух сред (см. раздел 5.2).

В пределе высоких энергий и частот, превышающих атомные частоты, спектрально-угловое распределение интенсивности в случае пластины при нормальном падении излучения имеет следующий вид (см. [2] или [1, формула (28.42)]):

$$dI_{\theta\omega}^{(2)} = dI_{\theta\omega}^{(1)} \times 4 \sin^2 \left[\frac{\omega l_1}{2c} \left(1 - \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta \right) \right]. \quad (43)$$

Второй множитель в формуле (43) определяет интерференцию между излучениями, возникающими на двух границах пластины. Он обращается в нуль, если толщина пластины l_1 значительно меньше когерентной длины в самой пластине. Однако вкладом переходного излучения в полное излучение для очень тонких пластин пренебрегать нельзя, поскольку его интенсивность тоже становится равной нулю, если толщина пластины стремится к нулю. В противоположном случае этот вклад приводит к осцилляциям интенсивности. Положение максимумов и минимумов определяется соотношением параметров, входящих в аргумент синуса. Первый множитель в формуле (43) описывает частотно-угловое распределение интенсивности на одной границе раздела двух сред. Интенсивность переходного излучения на двух границах легко оценить, используя выражения для длин когерентности в первой и второй средах. Подавление процесса переходного излучения в пластине отличается от случая безграничной среды с одной границей, рассмотренной выше, присутствием второго множителя в (43). Он приводит к дополнительному подавлению переходного излучения по сравнению со случаем одной границы, если аргумент синуса для высоких энергий, малых углов излучения и больших частот будет удовлетворять следующему условию:

$$\left(1 - \frac{v}{c} + \theta^2 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \frac{\omega l_1}{c} \ll 1. \quad (44)$$

В пренебрежении влиянием многократного рассеяния можно выделить две причины подавления: первая — ограниченность траектории в пластине-мишени и вторая — влияние продольного эффекта плотности. Какая из них сильнее уменьшает когерентную длину, та и подавляет переходное излучение в пластинке.

В выражении для когерентной длины нужно учесть многократное рассеяние (см. [1, §28б, ж]). При этом, как и в случае одной границы раздела двух сред, начиная с энергии E_0 , введенной в разделе 4.3, спектр переходного

излучения обогащается квантами, лежащими в интервале энергий (26), интенсивность которых в тормозном излучении определяется сечением эффекта ЛПМ. Положение значительно осложняется тем, что при вычислении полей излучения частицы нужно учитывать все процессы, вносящие вклад в излучение одновременно. В результате при вычислении интенсивности суммарного излучения появляются интерференционные эффекты. В нашем случае это интерференция полей тормозного излучения, возникающего в самой пластинке (с эффектами подавления), и полей переходного излучения с учетом многократного рассеяния. Пафомов [27] вывел формулы, которые использовали авторы работы [13] при расчете кривых МК для сравнения с экспериментом в случае пластины. Однако этот вопрос нельзя считать окончательно решенным, несмотря на то что его рассмотрению посвящены многие теоретические исследования, например Шульги с Фоминым [38–43], Бланкенбеклера с Дреллом [44, 45], Захарова [46, 47], предшествующие исследования Терновского [30] и Пафомова [27, 36], а также работы автора [1, §28б, ж].

Шульга с соавторами [38] ввели в теорию тормозного излучения математический метод континуального интегрирования, что позволило более корректно изучать влияние многократного рассеяния на радиационные процессы. Кроме того они рассмотрели эффект подавления [39–43], связанный с толщиной мишени, еще в 1960 г. исследованный Терновским в работе [30]. Сравнение результатов вычислений и экспериментов [8, 9, 13] подтвердило выводы работ [40, 44] и дало возможность теоретически объяснить появление плато, обнаруженного экспериментально на кривой тормозного излучения в зависимости от энергии излученного фотона (рис. 3).

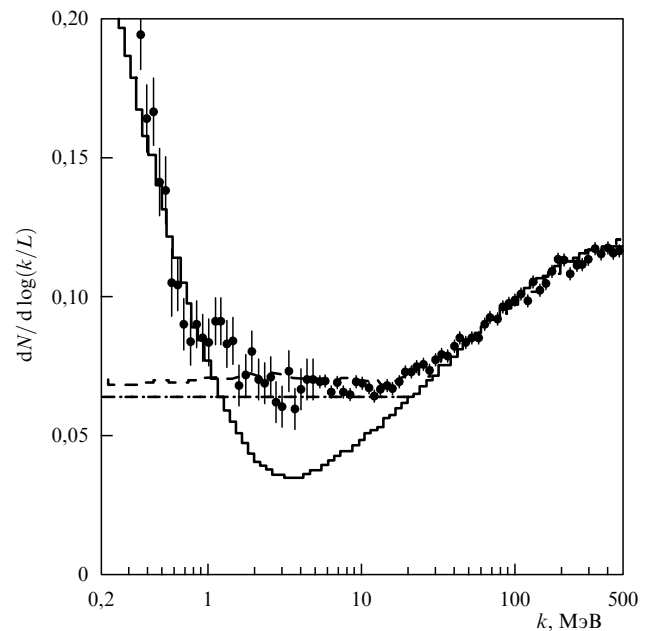


Рис. 3. Спектр излучения электронов с энергией 25 ГэВ в пластинке из золота, толщиной 0,7 % L . Ломаная сплошная кривая — расчеты МК [13], где учтены эффекты подавления ЛП и ТМ, а также переходное излучение в варианте Пафомова. Экспериментальные данные (точки) приведены со статистическими ошибками. Пунктирная и штрихпунктирная линии на графике построены соответственно по результатам расчета работ [40] и [44] (см. текст).

Бланкенбеклер и Дрелл [44, 45] развили квантовую теорию (эйкональное приближение высокого порядка) для исследования процессов подавления тормозного излучения в аморфной среде и для пластинки. Их результаты для безграничной среды аналогичны результатам Мигдала с улучшенным описанием экранировки. Результаты для пластины, подтверждающие наличие плато, представлены на рис. 3.

Захаров, используя метод функционального интегрирования, в приближении квантовой электродинамики исследовал эффект ЛПМ и пришел к подобным результатам [46]. Кроме того, в своей следующей работе [47] он рассмотрел излучение в пластинке. К сожалению, в последние три цикла работ авторы не смогли включить диэлектрическое подавление. Поэтому сравнение с экспериментами [6, 8, 9, 13] было проведено только в той области спектра, где диэлектрическое подавление незначительно.

Байер и Катков в работе [48], применив разработанный новосибирскими теоретиками квазиклассический операторный метод в квантовой электродинамике [49], решили проблему подавления тормозного излучения ультрарелятивистских частиц в пластинке с точностью, превышающей логарифмическую точность Мигдала. Ими исследовано не только влияние многократного рассеяния, но и диэлектрическое подавление. Рассмотрено влияние границ среды на процессы подавления, т.е. переходное излучение (см. выше), а также использована улучшенная экранировка. Авторы работы [48] провели сравнение своих результатов с экспериментальными, полученными для вольфрама (рис. 4), и получили хорошее согласие для всей области частот излученных фотонов. Интересно заметить, что в результирующее излучение в районе минимума вносят одинаковый вклад тормозное и переходное излучение, возникающее на обеих границах мишени. На рисунке 4 кроме суммарной теоретической кривой приведены и частные кривые, соответствующие вкладу различных эффектов подавления.

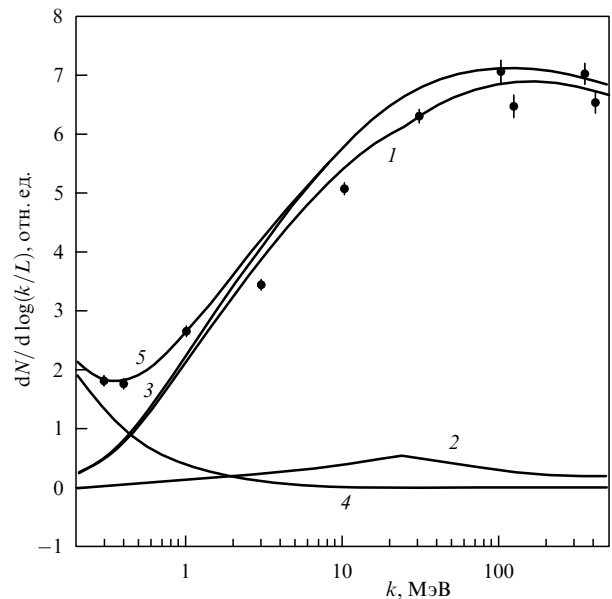


Рис. 4. Кривые, рассчитанные Байером–Катковым [48] для мишени из вольфрама толщиной, равной $2\%L$, для излучающего электрона с энергией 8 ГэВ: кривая 1 — основной член, включающий подавление ЛПМ + ТМ; кривая 2 — поправки, связанные с улучшенным описанием экранировки и более строгим расчетом логарифмического члена; кривая 3 — сумма первых двух результатов; кривая 4 — вклад переходного излучения; кривая 5 — полная теоретическая кривая.

На рисунке 5а, взятом из работы [13], приведены результаты экспериментальных исследований и теоретическая кривая МС для случая очень тонкого слоя золота при энергии излучающей частицы 25 ГэВ. Переходным излучением (в области экспериментально измеренных частот) можно пренебречь. Эффектом ЛПМ можно также пренебречь, поскольку средний угол многократного рассеяния меньше $1/\gamma$ и должно выполняться условие (27). На рисунке 5б, взятом из той же работы, представлены аналогичные данные при энергии излучающей

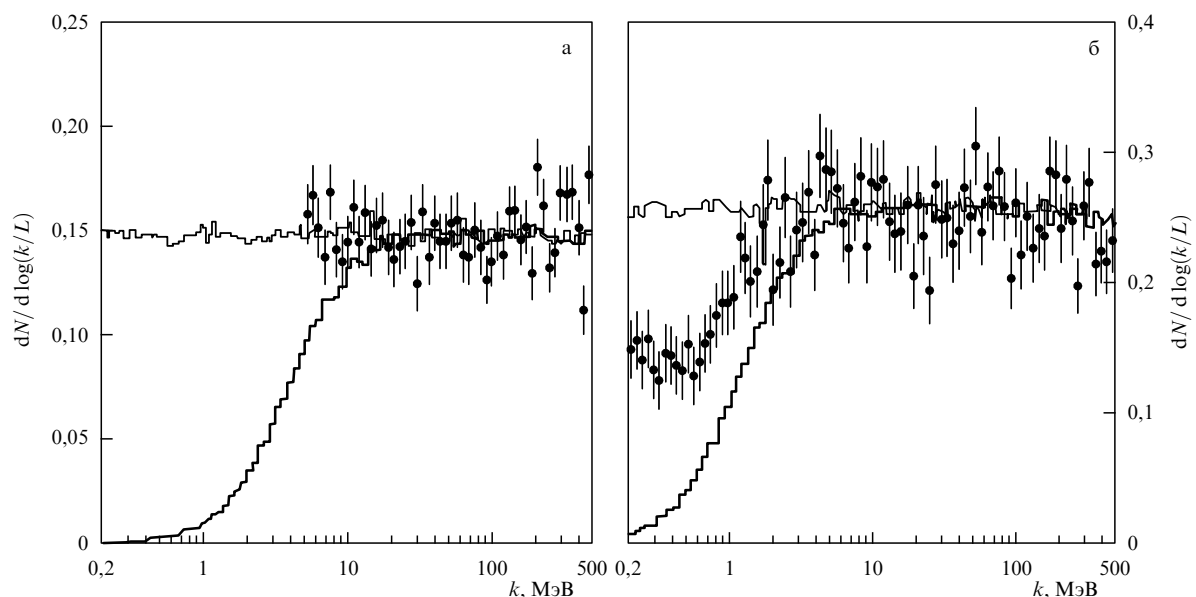


Рис. 5. (а) Спектр тормозного излучения, умноженный на энергию излученного фотона для пластинки из золота. Толщина пластинки составляла всего $0,1\%L$, энергия излучающего электрона — 25 ГэВ. Горизонтальная кривая соответствует сечению БГ, сплошная ломаная кривая — расчетам, учитывающим только эффект ТМ. (б) То же, что на рис. а, для энергии электрона, равной 8 ГэВ.

частицы 8 ГэВ. В этом случае в соответствии с неравенством (26) должна появиться область ЛП, переходящая в область БГ.

Байер и Катков в работе [50] рассмотрели излучение в золотой пластине с помощью специально разработанной методики расчета и получили неплохое согласие с экспериментом. Необходимо отметить, что авторы работ [48–52] при сравнении своих теоретических кривых с экспериментальными из [8, 9, 13] не вводили специальных нормировочных коэффициентов, как это делалось в [13]. Теоретические исследования Байера–Каткова, на мой взгляд, наиболее полно учитывают все необходимые процессы подавления, которые включены в амплитуду полного излучения. Следовательно, учет интерференции различных каналов, вносящих вклад в полное излучение, играет важную роль при расчете суммарного излучения. Это явление было предсказано теоретически и наблюдалось экспериментально в другой области энергий. Перейдем к рассмотрению этого явления.

В работе [53], выполненной недавно физиками Белгородского университета на Харьковском электронном ускорителе, исследовалось тормозное излучение коллимированного пучка электронов с энергией 150 МэВ. Эксперимент проводился на пластинках алюминия толщиной 50 мкм. Результаты представлены на рис. 6а.

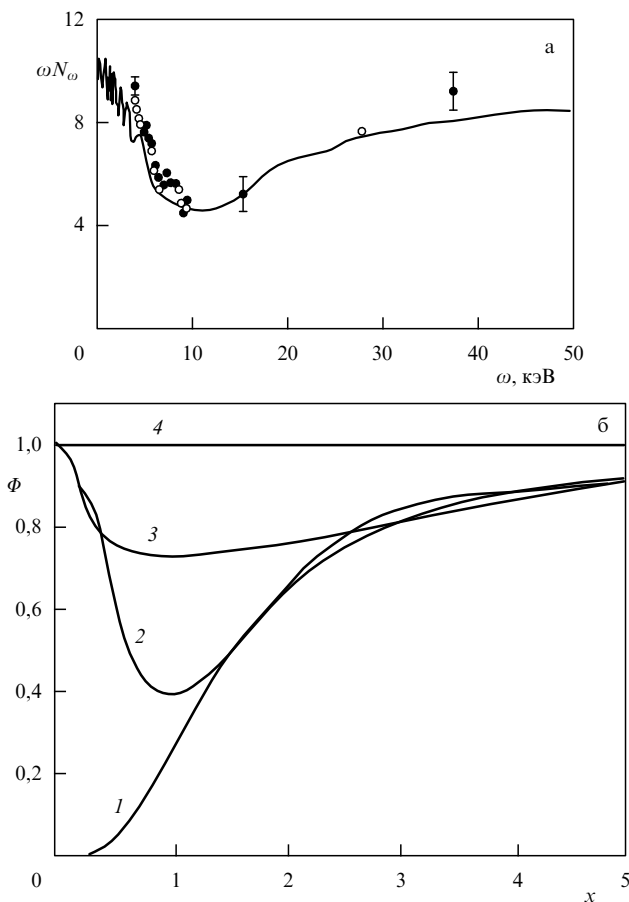


Рис. 6. (а) Зависимость излученной энергии электрона от частоты в тонкой пластинке из алюминия толщиной 30 мкм. Энергия электрона составляла 150 МэВ [53]. (б) Функция Φ в зависимости от переменной $x = \omega/\gamma\omega_0$ при $y = \omega_0 l/2\gamma c = 1$ (кривая 2), $y = 5$ (кривая 3), $y = 0$ (кривая 4). Кривая 1 построена с учетом продольного эффекта плотности в полубезграничной среде.

Переходное излучение и тормозное излучение (с учетом нетривиального поведения эффекта плотности ТМ) и их интерференция приводят к осцилляциям суммарного излучения для фотонов с энергией, меньшей 10 кэВ. Это явление можно объяснить следующим образом [54]: частотно-угловые распределения переходного и тормозного излучений отличаются друг от друга. Анализ показывает [376], что малые углы рассеяния ($\theta \ll 1/\gamma$) вносят малый вклад в переходное излучение, основная часть которого (более 90 %) сконцентрирована в интервале углов

$$\frac{1}{4\gamma} \approx \theta \approx 4 \left| \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right|^{1/2}. \quad (45)$$

Поэтому, если угловые размеры коллимированного пучка электронов ограничить величиной $\theta_c \ll \gamma^{-1}$, то вклад переходного излучения будет мал и влияние эффекта ЛП исключается. Полное излучение, которое вычисляется в работе [54], обусловлено вкладами тормозного и переходного излучений, и их интерференция приводит к нетривиальному поведению эффекта плотности ТМ и к осцилляциям суммарного излучения для фотонов с энергией, меньшей 10 кэВ. В результате для потерь энергии на излучение коллимированного пучка электронов в интервале частот $d\omega$ авторы получили следующее выражение [54]:

$$\omega \frac{dN}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi} \gamma^2 \theta_c^2 \frac{l}{l_0} \Phi(x, y), \quad (46)$$

где $x = \omega/\gamma\omega_0$, $y = \omega_0 l/2\gamma c$, $l_0 = (mc^2/E_s)^2 l$, θ_c — угол коллимации. Функция $\Phi(x, y)$ (рис. 6б) определяется выражением

$$\Phi(x, y) = 1 - \frac{2x^2}{(1+x^2)^2} \left(1 - \frac{\sin y(x+1/x)}{y(x+1/x)} \right). \quad (47)$$

Результат (46) справедлив при выполнении двух условий. Первое следует из требования, чтобы углы многократного рассеяния на длине траектории были малы по сравнению с характерными углами излучения

$$\overline{\theta^2} = \frac{E_s^2}{E^2} \frac{l}{L} < \gamma^{-2}. \quad (48)$$

Его можно переписать в более удобном виде

$$l < \left(\frac{mc^2}{E_s} \right)^2 L = l_0. \quad (48')$$

Второе условие сводится к требованию малости изменения фазы волновой функции излучающей частицы на длине ее траектории. Оно приводит к следующему условию на длину траектории:

$$l^2 \ll l_0 L_{\text{coh}}. \quad (49)$$

Обратим внимание, что благодаря условию (48') толщина мишени может быть как больше, так и меньше длины когерентности.

Функция Φ в зависимости от x при различных значениях y представлена на рис. 6б (кривые 2, 3). Кривая 1 соответствует продольному эффекту плотно-

сти для полубезграничной среды, кривая 4 — случаю, когда продольный эффект плотности отсутствует. Тут имеется некоторая аналогия между известным эффектом плотности Ферми в теории ионизационных потерь для полубезграничной среды и его отсутствием в пластинке [55]. Разница состоит в том, что эффект плотности Ферми действует в направлении, перпендикулярном движению частицы, а эффект ТМ — вдоль направления движения. Результаты эксперимента и их сравнение с теоретической кривой, представлены на рис. 6а. Важно отметить, что в противоположность излучению в безграничной среде (т.е. при наличии только одной границы раздела) интенсивность излучения мягких фотонов не равна нулю, т.е. продольный эффект плотности действует в случае пластинки не так, как в полубезграничной среде.

5. Оптическое излучение равномерно движущихся частиц в неоднородных аморфных средах

5.1. Оптическое излучение на флуктуациях диэлектрической постоянной

Между процессами рассеяния света в веществе и соответствующими им процессами излучения заряженных частиц имеется близкая связь. Если разложить электромагнитное поле движущегося заряда, которое зависит от времени, в интеграл Фурье по частотам и рассмотреть взаимодействие отдельных частотных компонент (называемых псевдофотонами) с веществом, то мы фактически сведем задачу излучения частиц к задаче рассеяния псевдофотонов. Этот метод, предложенный Ферми — Вайцекером — Вильямсом, будет использоваться нами в дальнейшем (подробнее см. раздел 6.1 или [1]).

Вопросы рассеяния света в неоднородных средах начиная с первых публикаций в конце XVIII и начале XIX веков и по сей день продолжают интенсивно дискутироваться в печати (см., например, [56–58]). Любой процесс рассеяния фотона приведет к аналогичному процессу рассеяния псевдофотона, т.е. к процессу излучения заряженной частицы. В задачу автора не входит сколько-нибудь подробно рассматривать вопросы рассеяния света.

Излучение релятивистских частиц при их прохождении через неоднородные аморфные среды могут представлять несомненный интерес для исследования самих неоднородностей и в тех случаях, когда их размеры значительно меньше размеров, поддающихся исследованию при рассеянии фотонов оптического диапазона.

Как будет показано ниже, излучение равномерно движущихся заряженных частиц в среде выражается через отклонения диэлектрической постоянной от среднего значения. Поэтому всякого рода причины или процессы, приводящие к флуктуациям диэлектрической постоянной (флуктуации термодинамических параметров среды, неоднородности среды, шероховатости поверхности и т.д.), будут приводить к излучению зарядов при их прохождении через неоднородное вещество.

Рассеивающие свойства среды принято характеризовать коэффициентом экстинкции $h(\omega)$, который равен отношению числа рассеянных dm_n фотонов (излученных движущейся заряженной частицей) в интервале частот $d\omega$ на единицу пути в направлении вектора \mathbf{n} к плотности

потока фотонов $dN(\omega)$ (в случае частиц — псевдофотонов) в интервале частот $d\omega$ через 1 см^2 :

$$dm_n = h(\omega) dN(\omega). \quad (50)$$

Если через ε_0 обозначить среднее значение диэлектрической постоянной, а через $\varepsilon'(\omega, \mathbf{r})$ — ее отклонение (флуктуацию) от среднего, то диэлектрическая постоянная среды в каждой точке равна

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{r}) = \varepsilon_0(\omega) + \varepsilon'(\omega, \mathbf{r}). \quad (51)$$

В дальнейшем предполагается, что выполняются следующие условия:

$$\varepsilon' \ll \varepsilon_0, \quad \bar{\varepsilon}' = 0. \quad (52)$$

Заметим, что для квантов, частота которых значительно превосходит атомные частоты, условие (52) всегда выполняется.

Коэффициент экстинкции пропорционален среднему значению произведения флуктуаций диэлектрических постоянных в двух различных точках, проинтегрированного по рассеивающему объему, и обычно записывается в виде

$$h(\omega) = \frac{\omega^4}{6\pi c^4} \int \varepsilon'(\mathbf{r}_1) \varepsilon'(\mathbf{r}_2) d\mathbf{V}_{\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2}. \quad (53)$$

Для идеальных газов флуктуация диэлектрической постоянной, которая определяется флуктуациями плотности, равна

$$\int \varepsilon'(\mathbf{r}_1) \varepsilon'(\mathbf{r}_2) d\mathbf{V}_{\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2} = \frac{4(\sqrt{\varepsilon_0} - 1)^2}{N}, \quad (54)$$

где N — число атомов в 1 см^3 . В этом случае (53) после умножения $h(\omega)$ на поток фотонов (число частиц через один квадратный сантиметр в единицу времени) описывает хорошо известный закон Рэлея рассеяния света в атмосфере.

Если умножить $h(\omega)$ на полный поток псевдофотонов $dN(\omega)$ в интервале частот $d\omega$, переносимых равномерно движущейся частицей через плоскость, перпендикулярную траектории частицы (см. подробнее раздел 6.1, [1, 61а]):

$$dN(\omega) = \frac{1}{137\pi\beta^2\varepsilon_0^{3/2}} \frac{d\omega}{\omega} \left[\ln \frac{q_{\max}^2 v^2}{\hbar^2 |1 - \varepsilon_0 \beta^2| \omega^2} - \frac{v^2}{c^2} \varepsilon_0 \right], \quad (55)$$

где $\beta = v/c$ — скорость частицы в единицах скорости света, а h/q_{\max} — минимальное расстояние, начиная с которого можно использовать макроскопическую электродинамику, то получим число излученных фотонов на единицу пути частицы [1, 59–61а]

$$dm = h(\omega) dN(\omega). \quad (56)$$

Выражения (55), (56) определяют число рассеянных фотонов при так называемых далеких расстояниях, для которых прицельные параметры столкновения значительно больше межатомных расстояний. В этом случае угловое распределение фотонов, излученных на единице пути в интервал телесного угла $d\Omega$, примет вид [59а, 61а]

(см. раздел 6.1, а также [1, формула (30.21)])

$$dm_n = \frac{3 d\Omega d\omega}{16 \times 137 \times \beta^2 \pi^2 \varepsilon_0^{3/2} \omega} \left\{ (1 + \cos^2 \theta) \times \right. \\ \left. \times \left[\ln \frac{q_{\max}^2 v^2}{\hbar^2 \omega^2 |1 - \beta^2 \varepsilon_0|} - 1 \right] + 2(1 - \beta^2 \varepsilon_0) \sin^2 \theta \right\} h(\omega). \quad (57)$$

Вопросы поляризации рэлеевского излучения обсуждаются в работе [59a]. Для коротких расстояний необходимо учитывать пространственную дисперсию диэлектрической постоянной, что автоматически приводит к обрезанию логарифма, например, для плазмы на дебаевском радиусе [59b]. Однако в этом случае формулы (56) и (57) несколько видоизменяются из-за появления излучения продольных волн в плазме. Потери энергии в статистически неоднородных средах рассмотрены в [59в].

Я специально остановился на приведенном примере, чтобы подчеркнуть близкую связь между излучением заряженных частиц и аналогичным процессом рассеяния света в неоднородных средах.

5.2. Излучение на шероховатой границе раздела

Вопрос, который я попытаюсь здесь обсудить более подробно, касается излучения заряженной частицы при пересечении ею шероховатой границы двух сред. Постановка этой задачи непосредственно связана с работой Л.И. Мандельштама [58], который рассмотрел аналогичную задачу с рассеянием света на шероховатой поверхности раздела. Для простоты мы будем использовать теорию возмущений [62]. Более полно, включая статистические поверхности раздела, аналогичные задачи рассмотрены в [63]. Соответствующие экспериментальные исследования, выполненные до 1969 г. группой Ф. Арутюняна, включены в монографию [1] (см. также [64]).

Рассмотрим излучение частицы, пересекающей границу двух сред $z = f(x, y)$, где функция $f(x, y)$ определяет шероховатость границы раздела (рис. 7). В первой среде $z < f$ и диэлектрическая постоянная равна $\varepsilon_0(\omega)$, во второй среде $z > f$ и диэлектрическая постоянная равна $\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon'(\omega)$.

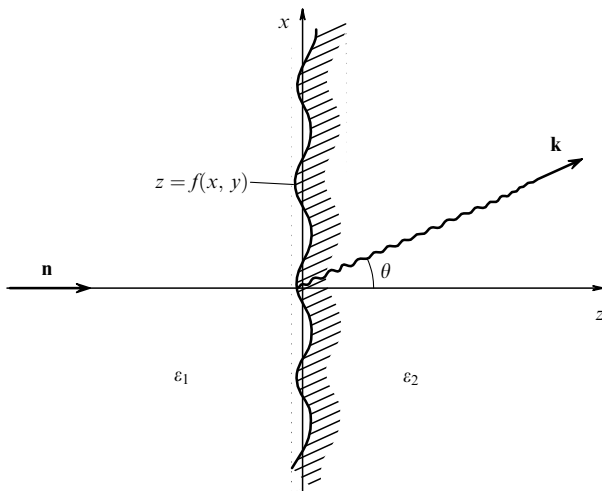


Рис. 7. Излучение заряженной частицей фотона в направлении под углом θ при пересечении шероховатой поверхности раздела $f(x, y)$ двух сред с диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2 .

Выражение для индукции рассеянного поля имеет вид (вывод выражений (58)–(61) см. в разделе 6.1):

$$\mathbf{D}'_{\omega}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \left[\mathbf{k}' \left[\mathbf{k}', \int \frac{\mathbf{E}_{\omega 0}(\mathbf{r}_1)}{\mathbf{r} - \mathbf{r}_1} \varepsilon'(\mathbf{r}_1) \exp [i\mathbf{k}'(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)] dV_{\mathbf{r}_1} \right] \right], \quad (58)$$

где $\mathbf{k}' = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_0} \mathbf{n}$ — волновой вектор излученного кванта, а $\mathbf{E}_{\omega 0}(\mathbf{r}_1)$ определяется следующим выражением:

$$\mathbf{E}_{\omega 0}(\mathbf{r}_1) = \frac{ie}{2\pi^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x dk_y dk_z \left(\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \frac{\mathbf{k}}{\varepsilon_0} \right) \exp (i\mathbf{k}\mathbf{r}_1) \times \\ \times \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 \right)^{-1}, \quad (59)$$

где $\omega = \mathbf{k}\mathbf{v}$.

Для удобства выделим в (59) множитель, зависящий от переменной z (скорость частицы \mathbf{v} направлена по оси z):

$$\mathbf{E}_{\omega 0}(\mathbf{r}_1) = \exp \left(i \frac{\omega}{v} z_1 \right) \frac{ie}{2\pi^2 v} \int dk_x dk_y \left(\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \frac{\mathbf{k}}{\varepsilon_0} \right) \times \\ \times \exp [i(k_x x_1 + k_y y_1)] \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 \right)^{-1} = \\ = \exp \left(i \frac{\omega}{v} z_1 \right) \mathbf{E}_{\omega}(x_1, y_1). \quad (60)$$

Выражение поля излучения на расстоянии R_0 от излучаемого объекта для произвольной границы раздела $z = f(x_1, y_1)$ имеет вид

$$\mathbf{D}'_{\omega}(R_0) = -\frac{\exp (ik'R_0)}{4\pi R_0} \times \\ \times \left[\mathbf{k}' \left[\mathbf{k}', \int \mathbf{E}_{\omega}(x_1, y_1) \exp \left[i \left(\frac{\omega}{v} k'_z \right) z_1 \right] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \varepsilon'(\mathbf{r}_1) \exp [-i(k'_x x_1 + k'_y y_1)] dV_{\mathbf{r}_1} \right] \right]. \quad (61)$$

Частными случаями выражения (61) являются формулы переходного излучения на одной и двух границах раздела. Если граница раздела одна, в (61) проводим интегрирование по z_1 , считая, что

$$\varepsilon'(\mathbf{r}_1, \omega) = \begin{cases} \varepsilon_1 - \varepsilon_0, & -\infty < z_1 < z = f(x_1, y_1), \\ \varepsilon_2 - \varepsilon_0, & z = f(x_1, y_1) < z_1 < +\infty. \end{cases} \quad (62)$$

При нормальном падении, когда скорость частицы направлена перпендикулярно границе раздела двух сред (плоскость $z = f(x_1, y_1) = 0$), для интенсивности излучения в интервале частот $d\omega$ и в интервале телесного угла $d\Omega$ получаем следующее выражение:

$$dI_{\omega, \mathbf{n}} = \frac{v^2 e^2 \sin^2 \theta}{4\pi^2 c^3 \varepsilon_0^{3/2}} d\Omega d\omega \times \\ \times \left| \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(1 - \beta^2 \varepsilon_0 - \beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta)}{(1 - \beta^2 \varepsilon_0 \cos^2 \theta)(1 - \beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta)} \right|^2, \quad (63)$$

где $\beta = v/c$.

Оказывается, что в приближении теории возмущений можно выписывать только одну формулу (63), которая определяет излучение как в переднюю, так и в заднюю

полусферу, а угол θ отсчитывается от нормали к плоскости $z = 0$ и изменяется от 0 до π .

При наклонном падении, когда поверхность раздела задана в виде $z = x \tan \psi$, а вектор скорости частицы лежит в плоскости (x, y) , составляя с осью z некоторый угол ψ , возможны две поляризации: одна, электрический вектор которой лежит в плоскости излучения (плоскость, содержащая вектор \mathbf{k}' и нормаль к границе раздела), и вторая, электрический вектор которой перпендикулярен плоскости излучения. Поляризацию первого типа мы будем называть параллельной и обозначать индексом \parallel , поляризацию второго типа — перпендикулярной и обозначать индексом \perp . Таким образом, для интенсивности излучения в случае наклонного падения частицы на плоскость имеем

$$dI_{\omega, \mathbf{n}}^{\parallel} = \frac{e^2 \beta_z^2 |\varepsilon_2 - \varepsilon_1|^2 d\omega d\Omega}{4\pi^2 c \varepsilon_0^{3/2} \sin^2 \theta_z \left| (1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_x)^2 - \beta_z^2 \varepsilon_0 \cos^2 \theta_z \right|^2} \times \left| \frac{(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_z - \beta_z^2 \varepsilon_0) \sin^2 \theta_z + \beta_x \beta_z \varepsilon_0 \cos \theta_x \cos \theta_z}{1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_z} \right|^2, \quad (64)$$

$$dI_{\omega, \mathbf{n}}^{\perp} = \frac{e^2 \beta_z^4 \beta_x^2 \cos^2 \theta_y \varepsilon_0 |\varepsilon_2 - \varepsilon_1|^2 d\omega d\Omega}{4\pi^2 c \left| (1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_x)^2 - \beta_z^2 \varepsilon_0 \cos^2 \theta_z \right|^2 \sin^2 \theta_z} \times \left| 1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_z \right|^{-2}, \quad (65)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_z &= \beta \cos \psi, & \beta_x &= \beta \sin \psi, & \cos \theta_x &= \sin \theta \cos \varphi, \\ \cos \theta_y &= \sin \theta \sin \varphi, & \cos \theta_z &= \cos \theta. \end{aligned} \quad (66)$$

Здесь φ — угол между осью x в плоскости раздела и проекцией вектора \mathbf{k}' на эту плоскость.

Наконец приведем формулы для интенсивности излучения в случае пластинки толщиной a . Вместо обычных громоздких выражений имеем (ср. с формулой (43))

$$dI_{\omega, \mathbf{n}} = dI_{\omega, \mathbf{n}} \left| 1 - \exp \left[i \frac{\omega}{v} (1 - \beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta) a \right] \right|^2 \quad (67)$$

для нормального падения и

$$\begin{aligned} dI_{\omega, \mathbf{n}}^{\parallel, \perp} &= \\ &= dI_{\omega, \mathbf{n}}^{\parallel, \perp} \left| 1 - \exp \left[i \frac{\omega}{v_z} (1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_z - \beta_z \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_z) a \right] \right|^2 \end{aligned} \quad (68)$$

для наклонного.

Полученные формулы совпадают с точными выражениями (63) при разложении последних по $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$, если выполняется условие

$$\cos^2 \theta \gg \left| \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \right|. \quad (69)$$

Обратим внимание, что знаменатели приведенных выше выражений могут обращаться в нуль. Это будет соответствовать возникновению излучения Вавилова–Черенкова, интенсивность которого пропорциональна длине пути частицы в среде. Процедура выделения излучения Вавилова–Черенкова из приведенных выражений была рассмотрена в работе [65].

Укажем также, что в работе [66] для большого количества разнообразных границ между двумя сре-

дами получены решения вне рамок теории возмущений. Особый интерес представляют статистические границы раздела двух сред [63], а также границы раздела специально заданной формы, для которых найдены точные решения.

Приведенные выше выражения можно распространить на область жестких квантов, с помощью которых можно исследовать шероховатости поверхностей, имеющих размеры значительно меньше длин волн оптического диапазона. Новых экспериментальных исследований в этой области пока нет. Без сомнения, постановка экспериментов приведет к развитию этого направления. Особенно интересно, с моей точки зрения, определение соответствующих шероховатостей в наноструктурной области.

5.3. Использование переходного и дифракционного излучений для диагностики пучков заряженных частиц

В последние годы оптическое переходное излучение (ОПИ) неожиданно широко применяется для диагностики пучков ускоренных частиц. Хотя первые предложения об использовании переходного излучения для этих целей были сделаны Л. Вартским довольно давно [67], только в настоящее время оно действительно стало неотъемлемой частью эксперимента. Этим методом пользуются для определения геометрических (профиль, расходимость) и излучательных параметров пучков заряженных частиц в широком диапазоне энергий от 1 МэВ до 30 ГэВ.

В докладе Р. Фиорито и В. Руле [68] представлены различные теоретические расчеты, подтвержденные экспериментально, для создания детекторов ОПИ. Авторы использовали их для диагностики заряженных электронных пучков в интервале энергий 17–110 МэВ. В настоящее время в широком диапазоне энергий излучающих частиц и в широкой области длин волн переходного излучения применяются интерферометры ОПИ. Им посвящено много публикаций, ссылки на которые можно найти в работах [69–73].

В 2002 г. в докладе [74] Р. Фиорито подвел итоги многолетних исследований по детекторам ОПИ. Фактически все сводится к наблюдению интерференционной картины двух полей переходного излучения, образованных частицами сгустка на двух параллельных металлических фольгах, отстоящих друг от друга на расстоянии l (ср. с рис. 8, на котором первую перфорированную пластину нужно заменить сплошной). Для расчета оптического переходного излучения при релятивистских энергиях и малых углах излучения можно воспользоваться формулой, аналогичной (43), понимая под l_1 расстояние между фольгами, а под $dI_{\theta, \omega}^{(1)}$ — интенсив-

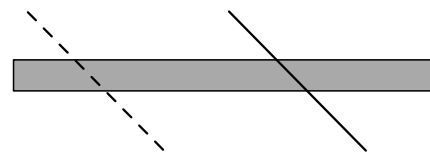


Рис. 8. Схема интерферометра Фиорито с сотрудниками, основанная на интерференции ОПИ с ОПИ. Если первая пластинка не будет иметь щелей (не перфорирована), получим схему интерферометра Вартского для измерения угловой расходимости электронного пучка низких энергий, основанную на интерференции ОПИ, возникающих на двух металлических пластинках.

ность переходного излучения на одной границе раздела. Тогда из анализа интерференционной картины можно определить характеристики пучка.

Однако в течение последних нескольких лет ситуация в диагностике пучков высоких энергий изменилась. Это было обусловлено следующими обстоятельствами. Поскольку, как правило, тонкие пластинки или фольги, при пересечении которых пучки заряженных частиц создают оптическое переходное излучение, имеют границы, то кроме переходного излучения возникает дифракция псевдофотонов электромагнитного поля частицы (подробнее см. ниже и следующий раздел) на границах пластинки. Это явление получило название оптического дифракционного излучения (ОДИ) (см., например, [1, § 31; 75] и ссылки в них) по аналогии с дифракцией света. Поэтому определение параметров пучка с использованием только изложенной в разделе 5.1 теории переходного излучения при высоких энергиях частицы становится неправомерным. Это следует из того, что электромагнитное поле движущейся релятивистской частицы затухает на расстояниях ρ в направлениях, перпендикулярных скорости частицы, только при $\rho > \lambda\gamma$ (где λ — длина волны наблюдаемого излучения, а $\gamma^{-2} \approx 1 - \beta^2$ при $\beta = v/c \rightarrow 1$), т.е. при высоких энергиях поле частицы вытягивается в направлениях, перпендикулярных движению (см. раздел 6.1 и рис. 8), и начинает пересекать границы пластинки. Это приводит к появлению дифракционного излучения.

Кроме того, в некоторых случаях переходное излучение вообще не может быть использовано, поскольку в процессе прохождения через всякого рода преграды пучок подвергается разрушению. Поэтому в последние годы начали применяться неразрушающие методы диагностики заряженных пучков, основанные на исследовании дифракционного излучения. Теоретическое сравнение относительных характеристик дифракционного и переходного излучений проведено в работе [76]. Достижения в этой области суммированы в работах [77–82], а также представлены в недавно опубликованной книге [83], в которой можно найти ссылки на предыдущие публикации по этим вопросам.

Теория дифракционного излучения была развита в 1950–1960 гг. целым рядом известных специалистов. Для некоторых частных случаев удалось найти точные решения. Результаты того времени достаточно полно отражены в монографии [1]. В последнее время эти исследования снова привлекли внимание физиков, изучающих свойства ускоренных пучков заряженных частиц. При этом используется, в основном, простой математический метод, основанный на методе Гюйгенса в дифракции электромагнитных волн, предложенный в работах [84, 85]. Мы уже упоминали об аналогии между процессами, инициируемыми фотонами, с одной стороны, и заряженными частицами, с другой. Математический метод, основанный на такой аналогии известен как метод псевдофотонов или метод Ферми–Вайцзекера–Вильямса [86–88], неоднократно используемый автором в теории тормозного излучения, рождения электрон-позитронных пар, дифракционном излучении и т.д. Метод псевдофотонов более подробно рассмотрен в разделе 6.1.

Используя выражения, приведенные в [84, 85, 1], Фиорито с сотрудниками из Мэрилендского университета рассчитали и создали новый тип интерферометра,

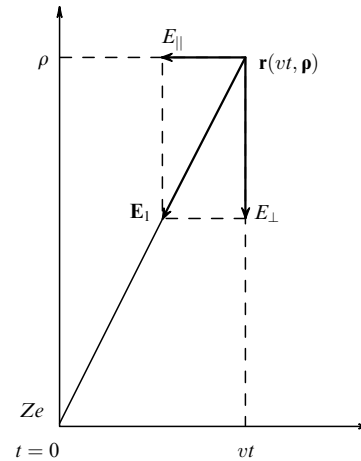


Рис. 9. Электромагнитное поле быстро движущегося положительно заряда в точке $\mathbf{r}(vt, \rho)$, где находится электрон. В момент $t = 0$ заряд Ze находится в начале оси координат и движется вдоль оси vt со скоростью v , близкой к скорости света. Время "удара" $t_{\text{эф}} \sim \rho/v\gamma$. В этом случае $E_{\perp}/E_{\parallel} \sim \gamma^2 \gg 1$ и поле быстро движущегося заряда приобретает свойства плоской электромагнитной волны, сжатой в направлении движения частицы Ze .

основанный на ОПИ и ОДИ, схема которого приведена на рис. 8, взятом из [776]. Если первая металлическая фольга имеет отверстия, то образующееся в ней дифракционное излучение может интерферировать с переходным излучением, образованным пучком при прохождении второй металлической пластинки. Однако если при прохождении первой пластинки электрон претерпит рассеяние, то интерференционные явления исчезают и полное излучение будет суммой ОПИ и ОДИ. При расчете интерферометра Фиорито с сотрудниками использовали приближенную теорию дифракционного излучения [84, 85], рассмотренную в [1] и основанную на принципе Гюйгенса.

Приведем краткую сводку теоретических расчетов. Для дальнейшего необходимо иметь выражения полей вдоль (E_{\parallel}) и поперек (E_{\perp}) направления движения заряда. Запишем выражение поля быстрой заряженной частицы Ze (рис. 9) в точке $\mathbf{r}(vt, \rho)$:

$$E_{\perp} = \gamma \frac{Zep}{(\rho^2 + v^2 t^2 \gamma^2)^{3/2}}; \quad E_{\parallel} = \gamma \frac{Zevt}{(\rho^2 + v^2 t^2 \gamma^2)^{3/2}}; \quad (70)$$

$$H \approx E, \quad \beta = \frac{v}{c} \approx 1, \quad E_{\parallel} \ll E_{\perp} \quad \text{при} \quad t_{\text{эф}} \approx \frac{\rho}{v\gamma},$$

где

$$\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}. \quad (70')$$

Из (70) следует, что эффективное время взаимодействия поля частицы Ze (для электрона $Z = 1$, $e = -|e|$) с препятствием, находящимся в точке $\mathbf{r}(vt, \rho)$, равно $t_{\text{эф}} \approx \rho/v\gamma \approx (1 - \beta^2)^{1/2} \rho/v$. При $t < t_{\text{эф}}$ из выражений (70) следует $E_{\perp} \gg E_{\parallel}$ и поле быстро движущейся частицы приобретает свойства плоской электромагнитной волны, сконцентрированной в плоскости, перпендикулярной направлению движения частицы. Легко видеть, что фурье-компонента по времени $E_{\perp}(\omega)$ перпендикулярной составляющей поля частицы E_{\perp} мала при $\rho > \lambda\gamma$. Это означает, что частица будет чувствовать препятствие (и соответственно дифрагировать, т.е. излучать псевдофо-

тоны) при выполнении следующего условия:

$$\rho < \frac{\lambda}{(1 - \beta^2)^{1/2}}, \quad (71)$$

где ρ — расстояние от траектории частицы до препятствия при $t = 0$. Расчет дифракционного излучения сводится к вычислению рассеяния псевдофотонов поля частицы на препятствиях различной конфигурации.

Простые выражения могут быть получены для интенсивностей дифракционного излучения в случае пролета заряженной частицы через круглое отверстие или через щель в экране при использовании принципа Гюйгенса. Естественно, что должны быть выполнены условия применимости геометрической оптики для использования приближения Гюйгенса:

$$\lambda \ll a, \quad (72)$$

$$\theta \ll 1, \quad (73)$$

т.е. длина волны излученного кванта должна быть значительно меньше характерных размеров неоднородностей и углы рассеяния фотонов должны быть малы.

Примем, что скорость частицы перпендикулярна плоскости экрана. Согласно принципу Гюйгенса полное рассеянное поле U (под U будут в дальнейшем пониматься электрические и магнитные компоненты рассеянного поля) определяется интегралом, взятым по площади круглого отверстия или щели соответственно:

$$U = \text{const} \int_{S_1} \frac{U^0(x, y)}{R} \exp\left(i \frac{\omega}{c} R\right) dS, \quad (74)$$

где R — расстояние от элемента площади отверстия до точки наблюдения, U^0 — любая из монохроматических амплитуд поля частицы в свободном пространстве без временного множителя $\exp(i\omega t)$.

Выберем начало координат в произвольной точке отверстия. Тогда

$$R = |\mathbf{R}_0 - \boldsymbol{\rho}| \approx R_0 - \mathbf{n}\boldsymbol{\rho} + \frac{\rho^2}{2R_0}. \quad (75)$$

В далекой зоне (зоне Фраунгофера) можно пренебречь вторым слагаемым в (75), при рассмотрении ближней зоны (зоны Френеля) его необходимо учитывать. Вычитая из полного поля поле равномерно движущейся вдоль оси z частицы

$$E_{x,y}^0 = \frac{e\alpha}{\pi v} \exp\left(i \frac{\omega}{v} x\right) \frac{(x, y)}{\sqrt{x^2 + y^2}} K_1(\alpha \sqrt{x^2 + y^2}), \quad \alpha > 0, \quad (76)$$

где K_1 — функция Ганкеля от мнимого аргумента, а величина $\alpha^2 = \omega^2/\gamma^2 v^2$, получаем окончательное выражение для полей излучения в случае круглого отверстия

$$U(k_x, k_y) = -\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{S_1} U^0(x, y) \exp(-i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}) dS. \quad (77)$$

Здесь интеграл берется по всей плоскости z за вычетом площади круглого отверстия. Число фотонов частоты ω , излученных в интервале углов $\theta d\theta$ при пролете через круглое отверстие, на расстоянии r_0 от центра отверстия дается формулой

$$N_\omega d\omega d\theta = \frac{1}{137\pi} \frac{\theta^3 d\theta}{1 - \beta^2 + \theta^2} \left[J_0^2(qa) + \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 J_1^2(qa) \right] \frac{d\omega}{\omega}. \quad (78)$$

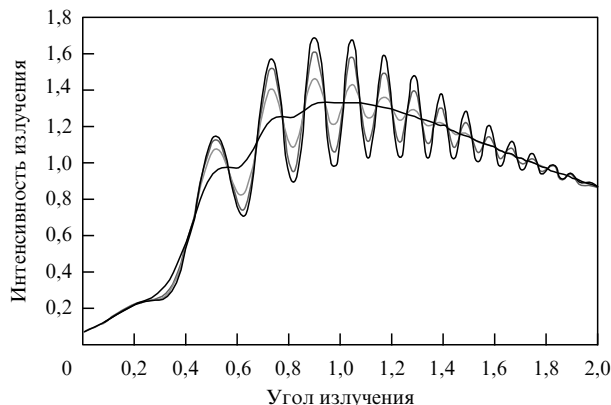


Рис. 10. Интенсивность излучения (в единицах ОПИ) в зависимости от угла излучения (в единицах γ^{-1}) при различных угловых расходимостях пучка электронов (сверху вниз): 0,001 мрад, 1 мрад, 2 мрад, 4 мрад.

При $r_0 = 0$ результат совпадает с точными расчетами [90].

Соответствующие формулы для дифракционного излучения при пролете через щель приведены в [84, 85; 1, § 31]. Число излученных фотонов в интервале частот $d\omega$ и в интервале телесного угла $d\Omega$ равно

$$N_\omega d\omega d\Omega = \frac{e^2}{8\pi^2 \hbar c} \frac{k^2}{f^2(f^2 + k_y^2)} \times \\ \times \left\{ (f^2 + k_y^2) [\exp(-2fa_1) + \exp(-2fa_2)] - \right. \\ \left. - 2 \frac{a^2 \exp(-af)}{f^2 + k_y^2} [(f^2 - k_y^2) \cos ak_y - 2fk_y \sin ak_y] \right\} \frac{d\omega}{\omega} d\Omega, \quad (79)$$

где

$$f = \sqrt{k_x^2 + a^2}, \quad (80)$$

$$k_x = k \sin \theta \cos \varphi, \quad k_y = k \sin \theta \sin \varphi.$$

Точные решения получены в [91].

Рассмотрение задачи о дифракционном излучении при пролете вблизи полубесконечного идеально проводящего плоского экрана требует сложных вычислений с привлечением метода Винера – Хопфа [92].

Используя приведенную сводку теоретических положений, Р. Фиорито с группой физиков из Мэрилендского университета провели расчет интенсивности излучения в интерферометре ОДИ – ОПИ, схема которого приведена на рис 8. На рисунке 10 проиллюстрировано влияние расходимости пучка заряженных частиц на интерференционную картину возникающего в интерферометре излучения в зависимости от угла наблюдения. Энергия электронов равнялась 8 МэВ, расстояние между пластинами интерферометра составляло 1,5 мм.

6. Излучение жестких фотонов в неоднородной среде

6.1. Метод прицельных параметров

Особый интерес представляет возможность получения жестких фотонов при прохождении равномерно движущейся

щейся вдоль оси z заряженной частицы через неоднородные среды [60, 61a]. Будем исходить из макроскопических уравнений Максвелла для потенциалов \mathbf{A} и φ . Для более подробного рассмотрения метода псевдофотонов приведем соответствующие уравнения, описывающие поля \mathbf{E}_ω и \mathbf{H}_ω [61a], считая, что частица движется вдоль оси z :

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E}_\omega &= \frac{i\omega}{c} \mathbf{H}_\omega, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}_\omega &= -\frac{i\omega}{c} \varepsilon(\omega) \mathbf{E}_\omega + \\ &+ \frac{2ev}{c} \int \delta(z-vt) \delta(x) \delta(y) \exp(i\omega t) dt, \\ \operatorname{div} \varepsilon \mathbf{E}_\omega &= \frac{2e}{v} \delta(x) \delta(y) \exp \frac{i\omega z}{v}, \\ \operatorname{div} \mathbf{H}_\omega &= 0. \end{aligned} \quad (81)$$

Уравнения (81) при $\varepsilon = \varepsilon_0 = \text{const}$ имеют известное решение в виде (59), где надо положить $\omega = \mathbf{k}\mathbf{v} = k_z v_z$. Для удобства дальнейших расчетов выделим из (59) множитель, зависящий от переменной z . Тогда для фурье-компоненты поля частицы по времени получим выражение (60), использованное в разделе 5.2. Будем считать, что плотность среды и вместе с ней диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega, \mathbf{r})$ слабо меняются вдоль направления движения частицы. Это позволяет использовать приведенные выше выражения (51), (52), которые для рассматриваемых здесь высоких частот всегда могут быть выполнены, т.е. $\varepsilon' \ll \varepsilon_0$, $\bar{\varepsilon}' = 0$. Аналогичным образом можно ввести и магнитную проницаемость для описания неоднородных магнитных сред и рассмотреть излучение заоптических частот на магнитных неоднородностях. Однако ради упрощения формул ограничимся обсуждением только электрических неоднородностей, не затрагивая также вопросов поляризации рассеянного света. Будем приписывать всем величинам в нулевом приближении индекс нуль. Тогда уравнения для полей в первом приближении, в которых в дальнейшем величины обозначены штрихами, можно записать в следующем виде [61a]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E}'_\omega &= \frac{i\omega}{c} \mathbf{H}'_\omega, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}'_\omega &= -\frac{i\omega}{c} \mathbf{D}'_\omega, \\ \operatorname{div} \mathbf{D}'_\omega &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{H}'_\omega &= 0. \end{aligned} \quad (82)$$

Величина \mathbf{D}'_ω , входящая в (82), равна

$$\mathbf{D}'_\omega = \varepsilon_0 \mathbf{E}'_\omega + \varepsilon' \mathbf{E}_{\omega 0} \quad (83)$$

и удовлетворяет уравнению

$$\Delta \mathbf{D}'_\omega + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mathbf{D}'_\omega = -\operatorname{rot} \cdot \operatorname{rot} (\varepsilon' \mathbf{E}'_{\omega 0}). \quad (84)$$

Решение уравнения (84) в виде запаздывающих потенциалов дается формулой (58). Для удобства вычислений выделим из (59) множитель, зависящий от переменной z . В этом случае мы приходим к выражению (60). Поскольку мы использовали макроскопическую электродинамику, то уравнения (81), (82) и выражение (60) будут справедливы на расстояниях, значительно превышающих межатомные расстояния. Для определения излученной энергии необходимо усреднить \mathbf{E}'_ω по рассеивающему объему.

Рассмотрим такие флуктуации, для которых длина корреляции (обозначим ее l_1) порядка межатомных размеров. В этом случае имеем

$$\overline{\varepsilon'(\mathbf{r}_1)\varepsilon'(\mathbf{r}_2)} \neq 0 \quad (85)$$

при

$$|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \leq l_1. \quad (86)$$

Поскольку (60) справедливо для прицельных параметров, значительно превышающих межатомные расстояния, при усреднении \mathbf{E}'_ω мы можем брать различные $E_\omega(x_1, y_1)$ и $E_\omega(x_2, y_2)$ в одной и той же точке. Тогда для излученной энергии на расстояниях R , значительно превосходящих l_1 , среднее значение квадрата рассеянного на неоднородностях среды поля \mathbf{E}'_ω определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{E}'_\omega{}^2} &= \frac{\mathbf{D}'_\omega{}^2}{\varepsilon^2} = \frac{1}{16\pi^2 R^2 \varepsilon^2} \int |[\mathbf{k}'[\mathbf{k}' \cdot \mathbf{E}_\omega(x_1, y_1)]]|^2 dV_{\mathbf{r}_1} \times \\ &\times \int \exp \left[i\mathbf{k}'(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) - i\frac{\omega}{v}(z_1 - z_2) \right] \varepsilon'(\mathbf{r}_1)\varepsilon'(\mathbf{r}_2) dV_{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}. \end{aligned} \quad (87)$$

Исходя из (87), вычислим интенсивность излучения на больших расстояниях от излучающего объекта в интервале частот $d\omega$ и в интервале телесного угла $d\Omega$. При этом в отличие от аналогичных выражений, рассмотренных в разделе 5.1, выражение (87) содержит дополнительный множитель

$$\exp \left[i\mathbf{k}'(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) - i\frac{\omega}{v}(z_1 - z_2) \right]. \quad (88)$$

Когда длина волны излученного фотона значительно превышает характерные размеры неоднородностей и скорость частицы близка к скорости света, множитель (88) равен единице. Для излучения жестких фотонов, длина волны которых λ значительно меньше характерных размеров неоднородностей l_1 , множителем (88) также можно пренебречь при выполнении следующих двух неравенств:

$$\frac{\omega}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \varepsilon_0^{1/2} \cos \theta \right) l_1 \ll 1, \quad (89)$$

$$l_1 \frac{\omega}{c} \varepsilon_0^{1/2} \sin \theta \ll 1. \quad (90)$$

В этом случае приведенное в разделе 5.1 выражение (55) для потока псевдофотонов, переносимых равномерно движущейся заряженной частицей на единице пути, и (57) для их углового распределения остаются в силе. В случае невыполнения хотя бы одного из неравенств (89), (90) излучение жестких фотонов сильно подавляется.

Неравенство (90) выполняется для жестких фотонов, излучаемых только под небольшими углами θ относительно направления движения заряженной частицы, поскольку длина волны излученного кванта значительно меньше характерных размеров неоднородностей

среды:

$$\theta < \frac{\lambda}{l_1} \ll 1. \quad (91)$$

Неравенство (89) при выполнении (90) приводит к условиям на интервал излученных частот

$$\frac{2c}{l_1} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \gg \omega \gg \frac{l_1 \omega_0^2}{2c}. \quad (92)$$

Условие (92) похоже на аналогичное условие для интервала излученных частот при малых изменениях плотности в периодических средах [60, 61а, б]. Подставляя (60) в (87) и интегрируя полученное выражение по k_x и k_y , для углового распределения имеем

$$I_{\omega\theta} d\omega d\Omega = \frac{l_1 e^2 \omega^4}{32c^3 \varepsilon^{3/2} \pi^3 v^2} \times \\ \times \left\{ (1 + \cos^2 \theta) \left[\ln \left(\frac{k_{\rho \max}^2 v^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \varepsilon \right)^{-1} \right) - 1 \right] + \right. \\ \left. + 2 \sin^2 \theta \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \varepsilon \right) \right\} \int \varepsilon'(\mathbf{r}_1) \varepsilon'(\mathbf{r}_2) dV_{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2} d\omega d\Omega. \quad (93)$$

Если выполняется (90), то интеграл нужно распространить до углов порядка λ/l_1 . Обратим внимание, что для идеальных газов имеет место формула (54). В этом случае число излученных фотонов на единицу пути в интервале частот $d\omega$ принимает следующий вид [61а; 1, формула (30.24)]:

$$I_{\omega} d\omega \sim \frac{4r_0^2 Z^2 N}{137} \frac{d\omega}{\omega^3} \frac{c^2}{l_1^2} \left\{ \ln \frac{k_{\rho \max}^2 c^2}{\omega^2 [1 - v^2 \varepsilon(\omega)]} - 1 \right\}. \quad (94)$$

Формула (94), как уже указывалось в [61а], мало отличается от соответствующей формулы для числа излученных квантов на 1 см пути в слоистой среде с периодом l_1 при малом изменении плотности, если $N' \cong l_1^{-3}$,

$$dm = \frac{16N'^2 Z'^2 r_0^2 c^2 l_1 d\omega}{137\pi\omega^3} \sum_{r=1} \frac{1}{r^3} \left[1 - \frac{\omega l_1}{2\pi r v} \left(1 - \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \right) \right] \quad (95)$$

[1, формула (28.77), в которой пропущен коэффициент N'] (см. также [60, формула (19)]). Практически сумма определяется членом с $r = 1$. В реальной ситуации необходимо учитывать кулоновское рассеяние излучающей частицы и большие перепады плотности. Для этого требуются более сложные оценки. В настоящее время с аналогичными задачами уже сталкиваются физики, работающие на ускорителях. Группой В.А. Верзилова, А.П. Потылицына и др. [93] было зарегистрировано излучение на макроскопических неоднородностях в тонких аморфных мишенях из алюминия и майлара (см. также заметку [94]).

6.2. Сравнение с резонансным переходным излучением

Предыдущий обзор [2] был посвящен переходному излучению Гинзбурга – Франка в периодических средах (резонансное переходное излучение), которое интенсивно исследовалось благодаря его использованию в счетчиках частиц высоких энергий. В работах [2; 1, § 28е] рассмотрен "тепловой фон" в резонансном переходном излучении, возникающий вследствие отклонения структуры среды от идеальной периодичности. Он аналогичен тепловому фону в когерентном тормозном излучении (см. там же).

При больших отклонениях структуры среды от периодической сечение тормозного излучения в кристалле равно сумме обычных выражений Бете – Гайтлера для всех атомов кристалла. В случае резонансного переходного излучения при больших отклонениях от периодичности мы также получаем сумму переходных излучений на отдельных пластинах [2].

Аналогичен переход от выражений для излучения на периодических неоднородностях к выражениям для излучения на случайно расположенных неоднородностях в аморфной среде. Используя выражение для числа излученных квантов и частотного распределения интенсивности резонансного переходного излучения при малом изменении плотности (95) и сравнивая его с аналогичным выражением для неоднородной аморфной среды (94), нетрудно заметить их сходство. На это уже было указано при обсуждении формулы (94). Поэтому мы не должны, по-видимому, ожидать очень большой разницы между полным числом излученных квантов в периодической среде и в аморфной с тем же числом неоднородностей в единице объема. К сожалению, теоретическое рассмотрение при больших перепадах плотности между случайными неоднородностями весьма затруднительно.

В 1970–1975 гг. экспериментальными исследованиями излучения в неоднородных средах при высоких энергиях занимались различные группы ученых: Ф. Арутюнян из Института физических исследований [95–98], М. Лорикяна из Ереванского физического института [99, 100], Л.С.Л. Юаня из Брукхейвенской национальной лаборатории [101, 102], М. Черри из Института Э. Ферми [103] и другие, работающие в области космических лучей и на больших ускорителях.

На рисунке 11а приведены результаты измерений, выполненных группой Ф. Арутюняна [95, 96], по сравнению интенсивностей излучения электронов с энергией 2,8 ГэВ в периодической среде и в аморфной среде с эквивалентным числом случайно расположенных неоднородностей. В качестве неоднородной аморфной среды использовался пенопласт. Плотность пенопласта равнялась плотности периодической среды 0,042 г см⁻², а его длина превышала длину периодической среды в 1,74 раза. Интенсивность излученных фотонов в пенопласте в интервале энергий фотонов от 15 до 240 кэВ оказалась в 1,5 раза меньше, чем в эквивалентной периодической среде. Работа выполнялась в ОИЯИ (Дубна). Группой М. Лорикяна [99, 100] на основании проведенных ими экспериментов предложен новый вид счетчика. В работах группы Юаня [101] измерялось излучение электронов с энергией 9,8 ГэВ в слоистой периодической среде из алюминиевых пластинок, расположенных в воздухе и в эквивалентных по числу неоднородностей аморфных средах (рис. 11б). В работах группы Л. Черри [103], которые проводились на Корнельском синхротроне с энергией электронов 1–9 ГэВ, исследовались различные пенопласты, выпускаемые промышленностью. Некоторые из них продемонстрировали пригодность для использования в счетчиках переходного излучения. Интенсивность переходного излучения в них оказалась подобной резонансному переходному излучению в эквивалентной слоистой среде. Большой экспериментальный материал по всем исследованиям того времени собран в обзоре Ф. Арутюняна и А. Франгяна [104].

К сожалению, работы в этом направлении в последние десятилетия не получили большого развития из-за

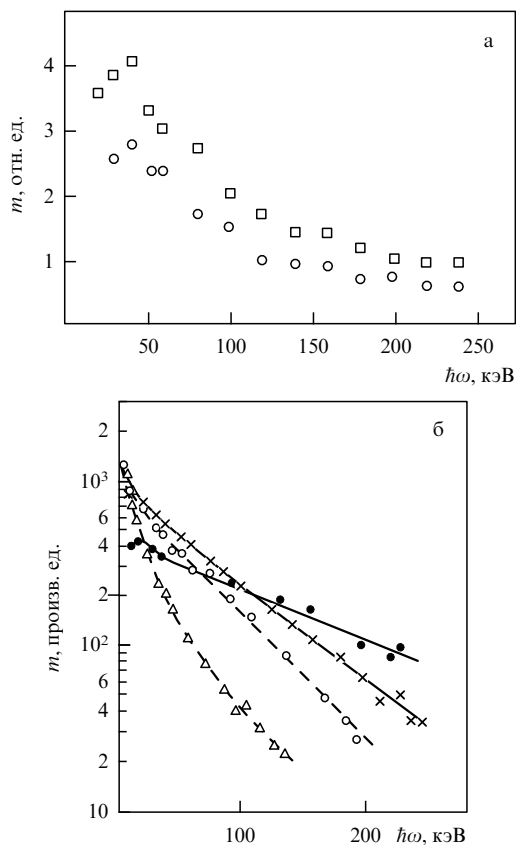


Рис. 11. Сравнение резонансного переходного излучения в периодической среде и в среде, эквивалентной по числу неоднородностей (в данном случае границ между неоднородностями в пенопласте). (а) Спектры излучения электронов с энергией 2,8 ГэВ: \square — периодическая слоистая среда бумага–воздух: толщина бумаги $l_1 = 2,83 \times 10^{-3}$ см, число слоев $n = 2100$, расстояние между слоями бумаги $\alpha = 18,6l_1$, \circ — неоднородная среда пенопласт: плотность $\rho = 0,042$ г см $^{-2}$, длина пенопласта $l = 202$ см. (б) Спектры излучения электронов с энергией 9,8 ГэВ: \bullet и \times — слоистая среда алюминий–воздух ($l_1 = 2,54 \times 10^{-3}$ см, $\alpha = 30l_1$, $n = 231$) и майлар–воздух ($l_1 = 2,54 \times 10^{-3}$ см, $\alpha = 30l_1$, $n = 231$) соответственно, \circ и \triangle — пенопласт длиной $l = 12,7$ см и 44,4 см соответственно.

трудностей в постановке эксперимента и отсутствия новых теоретических исследований в этой области.

7. Заключение

Заканчивая обзор, отмечу, что целый круг вопросов по этой тематике остался неосвещенным. Это относится, прежде всего, к исследованиям наноструктурных материалов, которые в последнее десятилетие привлекают внимание теоретиков и экспериментаторов, теории ионизационных потерь в неоднородных средах и другим смежным вопросам.

Я хотел бы поблагодарить многих моих коллег-физиков, помощь которых способствовала написанию обзора: М. Перла и С. Клейна из Стэнфордского университета, В. Байера и В. Каткова из Новосибирского института ядерной физики, Р. Фиорито из Католического университета в Вашингтоне, Н. Шульгу и С. Фомина из Харьковского физико-технического центра, Н. Насонова из Белгородского университета, Р. Авакяна, С. Дарбиняна, К. Испиряна из Ереванского физического института, А. Потылицына из Томского института

ядерной физики, И. Дремина из Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, А. Франгяна из Института физических исследований НАН РА, Б. Хачатряна из Ереванского университета, ознакомившими меня с некоторыми исследованиями из области радиационных процессов в неоднородных средах. Я хотел бы выразить мою признательность организаторам традиционных конференций в Томске и в Ереване, где подробно обсуждалась часть из затронутых в предлагаемом обзоре вопросов. Особенно хочу поблагодарить Е.Л. Фейнберга за большую поддержку при написании обзора. Я очень признателен В. Никогосяну за помощь при подготовке и оформлении статьи.

Работа выполнена по программе INTAS-99-392 и по теме Министерства высшего образования и науки Армении грант № 1350.

Список литературы

1. Тер-Микаелян М Л *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях* (Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1969)
2. Тер-Микаелян М Л *УФН* **171** 597 (2001)
3. Арутюнян Ф Р, Назарян А А, Франгян А А *ЖЭТФ* **62** 2044 (1972)
4. Варфоломеев А и др. *ЖЭТФ* **69** 429 (1975)
5. а) Misaki A *Forsch. Phys.* **38** 413 (1990); б) Polityko S et al., in *Proc. of the RIKEN Intern. Workshop on Electromagnetic and Nuclear Cascade Phenomena in High and Extremely High Energies, Tokyo, Japan, Dec. 22–24, 1993* (Eds M Ishihara, A Misaki) (Tokyo: RIKEN, 1994) p. 414
6. Perl M L, in *Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste: Results and Perspectives in Particle Physics, La Thuile, Aoste Valley, France, March 6–14, 1994* (Ed. M Greco) (Gif-sur-Yvette: Editions Frontieres, 1994) p. 567
7. а) Тер-Микаелян М Л *ЖЭТФ* **38** 1167 (1960); Андреев И В *ЖЭТФ* **46** 1764 (1964); б) Baier V N, Katkov V M *Phys. Lett. A* **280** 275 (2001)
8. Anthony P L et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1949 (1995)
9. Anthony P L et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3550 (1996)
10. Ландау Л Д, Померанчук И Я *ДАН СССР* **92** 535, 735 (1953)
11. Тер-Микаелян М Л *ДАН СССР* **94** 1033 (1954)
12. а) Migdal A V *Phys. Rev.* **103** 1811 (1956); Migdal A B *ЖЭТФ* **32** 633 (1957); б) Фейнберг Е Л *УФН* **58** 193 (1956); в) Feinberg E L, Pomerančuk I J *Nuovo Cimento Suppl.* **3** 652 (1956)
13. Anthony P L et al. *Phys. Rev. D* **56** 1373 (1997)
14. Klein S "Suppression of bremsstrahlung and pair production due to environmental factors", Preprint No. 41350 (Berkeley, Calif.: Lawrence Berkeley National Laboratory, 1998)
15. Hansen H D et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 014801 (2003)
16. Feinberg E L, Preprint No. 166 (Moscow: Lebedev Physical Institute, 1972)
17. Фейнберг Е Л, в сб. *Проблемы теоретической физики: Памяти И.Е. Тамма* (Отв. ред. В И Ригус) (М.: Наука, 1972) с. 110
18. Фейнберг Е Л *УФН* **132** 255 (1980)
19. Fomin S P, Shul'ga N F *Phys. Lett. A* **114** (3) 148 (1986)
20. Dremin I M, Lam C S *Mod. Phys. Lett. A* **13** 2789 (1998)
21. Kämpfer B, Pavlenko O P *Phys. Lett. B* **477** 171 (2000)
22. Тер-Микаелян М Л *УФН* **167** 1249 (1997)
23. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика* (М.: Наука, 1974) § 44
24. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989)
25. Tsai Y-S *Rev. Mod. Phys.* **46** 815 (1974)
26. Гинзбург В Л, Франк И М *ЖЭТФ* **16** 15 (1946)
27. Пафомов В Е *ЖЭТФ* **47** 530 (1964)
28. Galitsky V M, Gurevich I I *Nuovo Cimento* **32** 39 (1964)
29. Галицкий В М, Якимец В В *ЖЭТФ* **46** 1066 (1964)
30. Терновский Ф Ф *ЖЭТФ* **39** 171 (1960)
31. Аматауни А Ц, Корхмазян Н А *ЖЭТФ* **39** 1011 (1960)
32. а) Гарибян Г М *ЖЭТФ* **37** 527 (1959); б) Барсуков К А *ЖЭТФ* **37** 1106 (1959)
33. Yuan L C L et al. *Phys. Lett. B* **31** 603 (1970)
34. Гарибян Г М, Померанчук И Я *ЖЭТФ* **37** 1828 (1959)
35. а) Гольдман И И *ЖЭТФ* **38** 1866 (1960); б) Пафомов В Е *ДАН СССР* **133** 1316 (1960)

36. Пафомов В Е а) *ЖЭТФ* **33** 1074 (1957); б) *Иzv. вузов. Радиофиз.* **5** 1072 (1962); в) Гарибян Г М, Чаликян Г А *ЖЭТФ* **35** 1282 (1958)
37. а) Енгибарян В А, Хачатрян Б В *Иzv. АН Арм.ССР. Физика* **1** 11 (1966); б) Ян-Ши *Иzv. АН Арм.ССР. Физика* **9** 522 (1974)
38. Ласкин Н В, Мазманишвили А С, Шульга Н Ф *ДАН СССР* **277** 850 (1984)
39. Шульга Н Ф, Фомин С П *Письма в ЖЭТФ* **27** (2) 126 (1978)
40. Шульга Н Ф, Фомин С П *Письма в ЖЭТФ* **63** 837 (1996)
41. Шульга Н Ф, Фомин С П *ЖЭТФ* **113** 58 (1998)
42. Shul'ga N F, Fomin S P *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 73 (1998)
43. Anthony P L et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1949 (1995)
44. Blankenbecler R, Drell S D *Phys. Rev. D* **36** 277 (1987); **53** 6265 (1996)
45. Blankenbecler R *Phys. Rev. D* **55** 190, 2441 (1997)
46. Zakharov B G *Письма в ЖЭТФ* **63** 906 (1996)
47. Zakharov B G *Письма в ЖЭТФ* **64** 737 (1996)
48. Baier V N, Katkov V M *Phys. Rev. D* **57** 3146 (1998)
49. Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M *Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals* (Singapore: World Scientific, 1998)
50. Baier V N, Katkov V M, in *Quantum Aspects of Beam Physics: Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop, Monterey, Calif., USA, 4–9 Jan. 1998* (Ed. P Chen) (Singapore: World Scientific, 1999) p. 525
51. Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M *Nucl. Phys. B* **328** 387 (1989)
52. Байер В Н, Катков В М, Страховенко В М *ЖЭТФ* **94** 125 (1988); **9** 171 (1960)
53. Arkatov U M et al. *Phys. Lett. A* **219** 355 (1996)
54. Nasonov N *Nucl. Instrum. Meth. B* **173** 203 (2001)
55. Амбарцумян А С, Гарибян Г М, Ян-Ши *Иzv. АН Арм.ССР. Физика* **16** (5) 343 (1981)
56. *Рассеяние света вблизи точек фазовых переходов* (Под ред. Г З Камминза, А П Леванюка) (М.: Наука, 1990)
57. Фабелинский И Л *УФН* **164** 897 (1994)
58. Мандельштам Л И *Полное собрание трудов* Т. 1 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Изд-во АН СССР, 1948) с. 246; *Ann. Phys. (Leipzig)* **41** 609 (1913)
59. а) Капица С П *ЖЭТФ* **39** 1367 (1960); б) Тамойкин В В *Иzv. вузов. Радиофиз.* **6** 257 (1963); в) Тамойкин В В, Бирагов С Б *ЖЭТФ* **44** 1544 (1963); Калашников Н П, Рязанов М И *ЖЭТФ* **45** 325 (1963)
60. Тер-Микаелян М Л *ДАН СССР* **134** 318 (1960)
61. а) Тер-Микаелян М Л *Иzv. АН Арм.ССР* **14** 103 (1961); б) Тер-Микаелян М Л *Nucl. Phys.* **24** 43 (1961)
62. Тер-Микаелян М Л, Багян Р А *ДАН Арм.ССР* **55** 32 (1979)
63. Багян Р А, Тер-Микаелян М Л *ЖЭТФ* **81** 1249 (1981)
64. Арутюнян Ф Р и др. *ЖЭТФ* **77** 1788 (1979)
65. Багян Р А *Иzv. вузов. Радиофиз.* **40** 1126 (1997)
66. Baghiyan R A *Phys. Rev. E* **64** 026610 (2001)
67. Wartski L et al. *Appl. Phys.* **46** 3644 (1975)
68. Fiorito R V, Rule D W, in *Beam Instrumentation Workshop* (AIP Conf. Proc., Vol. 319, Ed. R E Shafer) (Woodbury, NY: AIP, 1994) p. 21
69. Castellano M, Verzilov V *Phys. Rev.: ST Accel. Beams* **1** 062801 (1998)
70. Catravas P et al., in *Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conf., March 27–April 2, 1999, New York City, NY* (Piscataway, NJ: IEEE, 1999) p. 2111
71. Le Sage G P et al. *Phys. Rev.: ST Accel. Beams* **2** 122802 (1999)
72. Giove D et al., in *Proc. of the 3rd European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators: DIPAC97, Frascati, Italy, 12–14 Oct. 1997* (LNF-97/048(IR), Eds A Ghigo et al.) (Frascati: LNF, 1997) p. 251
73. а) Artru X et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 160 (1998); б) Шульга Н Ф, Добровольский С Н *ЖЭТФ* **117** 668 (2000)
74. Fiorito R V, in *Electron-Photon Interaction in Dense Media* (NATO Science Series, Ser. II, Vol. 49, Ed. H Wiedemann) (Dordrecht: Kluwer Acad., 2002)
75. а) Болотовский Б М, Галстян Е А *УФН* **170** 809 (2000); б) Болотовский Б М, Воскресенский Г В *УФН* **88** 209 (1966)
76. Potylitsyn A P *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 169 (1998)
77. а) Fiorito R V, Rule D W *Nucl. Instrum. Meth. B* **173** 67 (2001); б) Shkvarunets A et al., in *2001 Particle Accelerator Conf.: PAC'2001, Chicago, IL, USA, June 18–22, 2001* (Piscataway, NJ: IEEE, 2001)
78. Shibata Y et al. *Phys. Rev. E* **49** 785 (1994); **50** 1479 (1994); **52** 6787 (1995)
79. Castellano M *Nucl. Instrum. Meth. A* **394** 275 (1997)
80. Artru X et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **410** 148 (1998)
81. Потылицын А П, Потылицына Н А *Иzv. вузов. Физика* **43** (4) 56 (2000)
82. Внуков И Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **67** 760 (1998)
83. Wiedemann H (Ed.) *Electron-Photon Interaction in Dense Media* (NATO Science Series, Vol. 49) (Dordrecht: Kluwer Acad., 2002)
84. Тер-Микаелян М Л, Хачатрян Б В *ДАН Арм.ССР* **40** (1) 13 (1965)
85. Хачатрян Б В *Иzv. АН Арм.ССР. Сер. физ.-мат. наук* **18** (2) 133 (1965)
86. Fermi E Z. *Phys.* **29** 315 (1924)
87. Williams S Kgl. *Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd.* **13** 276 (1935)
88. von Weizsacker C F Z. *Phys.* **88** 612 (1934)
89. Тер-Микаелян М *Иzv. АН Арм.ССР* **9** (5) 77 (1956)
90. Днестровский Ю Н, Костомаров Д П *ДАН СССР* **124** 1026 (1959)
91. Казанцев А П, Сурдатович Г И *ДАН СССР* **147** 74 (1962)
92. Седракян Д М *Иzv. АН Арм.ССР. Сер. физ.-мат. наук* **17** (4) 103 (1964)
93. Верзилов В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 369 (1997)
94. Платонов К Ю, Топтыгин И Н, Флейшман Г Д *УФН* **160** (4) 59 (1990)
95. Арутюнян Ф и др. *ДАН Арм.ССР* **52** (4) 216 (1971)
96. Harutjunian F, Frangian A, Nazarian A, in *Cosmic Ray Conf. Papers: 12th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, Tasmania, Australia, Aug. 16–25, 1971* Vol. 6 (Hobart: Univ. of Tasmania, 1971) p. 2469
97. Franghian A A et al. *Phys. Lett. B* **34** 227 (1971)
98. Арутюнян Ф Р, Тер-Микаелян М Л *УФН* **107** 332 (1972)
99. Лорикян М П а) *ПТЭ* **3** 73 (1971); б) "Потери энергии в пористых и слоистых средах", Автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (Дубна: ОИЯИ, 1975)
100. Лорикян М П, Шихляров К К, Авт. свид. СССР № 304532; *Бюлл. "ОИПОТЭ"* (17) 73 (1971)
101. Yuan L C L, in *Cosmic Ray Conf. Papers: 12th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, Tasmania, Australia, Aug. 16–25, 1971* Vol. 4 (Hobart: Univ. of Tasmania, 1971) p. 1499
102. Yuan L C L et al. *Phys. Lett. B* **40** 689 (1972)
103. Prince T A et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **123** 231 (1975)
104. Арутюнян Ф, Франгян А, Препринт ИФИ-75-22 (Ереван: ИФИ, 1975)

High energy electromagnetic processes in amorphous and inhomogeneous media

M.L. Ter-Mikhaelyan

*Institute for Physical Research, Armenian Academy of Sciences,
378410 Ashtarak-2, Armenia
Tel. (374) 28-81 50. Fax (374) 323-11 72
E-mail: mikhael@ipr.sci.am*

Experimental and theoretical research done in the period 1972–2002 on high-energy radiation processes in amorphous and heterogeneous media is reviewed. Bremsstrahlung processes are discussed taking into account the Landau–Pomeranchuk and longitudinal density effects, Ginzburg–Landau transition radiation, and other factors. Also considered are radiation processes which produce optical or γ -radiation when charged particles pass uniformly through medium inhomogeneities (parameter fluctuations, etc.). The review is intended for a wide range of readers — experimenters, theoreticians, and senior undergraduate students.

PACS numbers: 34.50.Dy, **41.20.–q**, **41.60.–m**
Bibliography — 104 references

Received 19 November 2002, revised 11 June 2003