

На правах рукописи

Карловец Дмитрий Валерьевич

Новые методы в теории переходного
и дифракционного излучения
заряженных частиц

Специальность 01.04.02 — теоретическая физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск – 2008

Работа выполнена на кафедре Прикладной физики
Томского политехнического университета

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук
профессор

Потылицын Александр Петрович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

Сербо Валерий Георгиевич

доктор физико-математических наук
профессор

Бордовицын Владимир Александрович

Ведущая организация: Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)

Защита состоится “18” декабря 2008 г. в 16.30 на заседании диссертационного совета Д 212.267.07 по защите диссертаций на соискание ученой степени доктора физико-математических наук при Томском государственном университете по адресу: 634050, Томск, пр. Ленина, 36.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета.

Автореферат разослан “11” ноября 2008 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук
профессор

И.В. Ивонин

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Переходное излучение, дифракционное излучение и излучение Смита-Парселла относятся к так называемому поляризационному излучению, возникающему в результате поляризации атомов среды полем движущейся заряженной частицы. Излучение называется переходным (ПИ), если частица пересекает границу раздела сред, дифракционным (ДИ) - если частица движется в вакууме вблизи неоднородности, и излучением Смита-Парселла (ИСП), если частица движется вблизи решетки. В общем случае ПИ и ДИ генерируются в двух направлениях: вдоль скорости заряда (“вперед”) и под углом зеркального отражения к поверхности раздела (“назад”). Потери энергии быстрой частицы на поляризационное излучение обычно пренебрежимо малы по сравнению с ее полной энергией, поэтому для данных типов излучения принято говорить об приближении равномерного и прямолинейного движения. Данное свойство обуславливает интерес к ПИ, ДИ и ИСП как инструментам “слабовозмущающей” диагностики ультрарелятивистских пучков ускорителей. Кроме того, данные виды излучения рассматриваются в качестве механизмов для создания источников монохроматического излучения. В частности, механизм ИСП является хорошим “кандидатом” для создания лазера на свободных электронах терагерцового диапазона. Актуальность настоящего исследования связана с существенным повышением интереса к данным видам излучения в последние годы и, соответственно, с необходимостью разработки новых теоретических моделей, позволяющих проводить исследования характеристик излучения для реальных экспериментальных условий.

Цель работы

Целью работы является разработка новых теоретических методов, позволяющих исследовать характеристики ПИ, ДИ “назад”, а также ИСП в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах с учетом конечного расстояния между поверхностью раздела сред и наблюдателем, а также с учетом возможных границ и кривизны используемой в эксперименте мишени.

Научная новизна работы

В работе впервые разработаны теоретические методы, позволяющие рассчитывать характеристики ПИ, ДИ “назад”, а также ИСП в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне на конечном расстоянии для произвольной энергии частицы и экрана произвольной формы. С помощью развитого метода Кирхгофа впервые систематически исследованы свойства ПИ “назад” в так называемой предволновой зоне. Исследован эффект фокусировки ПИ цилиндрической идеально проводящей поверхностью. Разработан метод расчета характеристик ДИ частицы произвольной энергии, позволяющий учесть как эффект предволновой зоны, так и реальную форму и границы мишени - метод двойного слоя. С помощью данного метода впервые получен предельный переход между формулами ДИ и ПИ в задаче об излучении частицы, пролетающей сквозь бесконечно узкую щель в бесконечном экране, для произвольной энергии частицы и произвольного угла падения. Для излучения Смита-Парселла впервые рассмотрен эффект предволновой зоны.

Практическая значимость работы

В последние годы поляризационное излучение заряженных частиц является предметом интенсивного экспериментального исследования, поэтому разработка новых моделей позволит проводить расчеты характеристик излучения с учетом реальных условий эксперимента. В частности, большое значение при использовании ПИ, ДИ и ИСП миллиметрового и субмиллиметрового диапазона может играть эффект предволновой зоны. В работе впервые проведено систематическое изучение данного эффекта для ПИ “назад”, а также получены общие формулы, позволяющие проводить расчеты характеристик излучения на произвольных расстояниях. Также в литературе активно обсуждается вопрос об использовании изогнутых мишеней для генерации сфокусированного ПИ и ДИ. Развитые в работе методы впервые позволили достоверно исследовать эффект фокусировки ПИ частицы, обладающей произвольной энергией, и для произвольного угла падения на экран цилиндрической формы. Полученный в работе критерий волновой зоны для ИСП позволяет учитывать влияние эффекта предволновой зоны на характеристики излучения при использовании механизма ИСП для создания источника терагерцового излучения или лазера на свободных электронах.

Положения, выносимые на защиту:

1. Метод расчета характеристик переходного излучения заряженной частицы произвольной энергии, пересекающей идеально проводящую поверхность произвольной аналитической формы, - метод Кирхгофа, а также найденные с его помощью характеристики излучения “назад” в предволновой зоне и эффект фокусировки излучения цилиндрической поверхностью.
2. Метод расчета характеристик переходного излучения, дифракционного излучения и излучения Смита-Парселла заряженной частицы произвольной энергии - метод двойного слоя. Найденные с его помощью точные решения задач о дифракционном излучении: 1.) при перпендикулярном пролете частицы сквозь круглое отверстие в экране, 2.) при наклонном пролете вблизи идеально проводящей полуплоскости, 3.) при наклонном пролете сквозь щель в экране, а также полученный предельный переход между формулами дифракционного и переходного излучения в задаче об излучении при наклонном пролете сквозь бесконечно узкую щель.
3. Пределы применимости методов теории дифракции электромагнитного излучения в задачах о переходном излучении и дифракционном излучении заряженной частицы.
4. Эффект предволновой зоны для излучения Смита-Парселла и критерии волновой зоны для данного вида излучения. Результаты решения методом двойного слоя задач об излучении: 1.) при пролете частицы вблизи идеально проводящей плоской решетки, 2.) при пролете вблизи решетки из перпендикулярных стрипов, 3.) об излучении в предволновой зоне.
5. Найденные с помощью методов поверхностных токов и двойного слоя выражения для полей переходного излучения и дифракционного излучения “назад” на произвольном расстоянии. Сформулированные на их основе критерии волновой, предволновой и ближней зоны.
6. Дуальный метод в классической теории излучения. Возможность использования дуального формализма в задачах об излучении зарядов и мультиполей, а также в задачах о дифракции электромагнитного излучения.

Апробация работы

Результаты настоящей работы докладывались на 3-ей международной конференции “Channeling 2008” (Erice, Italy, 2008), на 7-ом международном симпозиуме “Radiation of relativistic electrons in periodic structures” (Prague, Czech Republic, 2007), на 29-й международной конференции по лазерам на свободных электронах (Novosibirsk, 2007), на 36-й международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (МГУ, Москва, 2006), на 9-й и 10-й научных сессиях МИФИ (Москва, 2006, 2007), а также на семинарах лаборатории “Фотон” Томского политехнического университета.

Публикации

По результатам работы опубликовано 6 статей в российских и зарубежных периодических изданиях.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 128 библиографических ссылок. Общий объем диссертации составляет 141 страница. Работа содержит 32 рисунка.

Содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность темы исследования, проводится обзор современного состояния тематики, формулируется цель работы и дается краткое описание материала диссертации. Значительное внимание в работе уделено исследованию эффекта “предволновой зоны” для ПИ и ДИ “назад” [1], заключающегося в том, что область поверхности раздела, участвующая в формировании излучения (т.е. область, занимаемая наведенным полем заряда поверхностным током, генерирующим излучение), имеет размеры порядка эффективного радиуса убывания поля частицы $\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega)$, т.е. $r_{eff} \approx \gamma\lambda$, где γ - лоренц-фактор, λ - длина волны. Отсюда следует, что в релятивистском случае ($\gamma \gg 1$) для миллиметрового диапазона длин волн

речь идет об излучении существенно неточечного “источника” [1, 2]. Поскольку обычно волновая зона ассоциируется с областью, где преобладает поле излучения от точечного источника, область, где также преобладает поле излучения, однако, источник не может рассматриваться как точечный, может быть условно названа предволновой зоной. Критерий волновой зоны для ПИ был впервые найден в работе [1] и имеет вид (r_0 - расстояние между границей раздела и наблюдателем):

$$r_0 \gg \gamma^2 \lambda. \quad (1)$$

а расстояния, меньшие данного параметра (однако, превышающие длину волны излучения), соответствуют предволновой зоне. Формально данное условие совпадает с известным критерием отсутствия интерференции между полем заряженной частицы и полем излучения, присутствующей в так называемой зоне формирования излучения. Однако, как известно, для излучения “назад” зона формирования практически отсутствует, в то время как эффект предволновой зоны имеет место как для излучения “вперед”, так и для излучения “назад” [1, 2]. Заметим, что эффект предволновой зоны для излучения “назад” был подтвержден в ряде экспериментов.

Первая глава посвящена разработке нового метода расчета характеристик ПИ точечной заряженной частицы - *метода Кирхгофа* (раздел 1.1). Математически данный метод схож с известным из теории дифракции электромагнитного излучения интегралом Кирхгофа, однако, известное приближение на границе вакуума с идеальным проводником здесь не используется, и развитый метод приводит к *точным* результатам при решении задач. Основное выражение для поля ПИ, используемое в главе 1, имеет простой вид:

$$\mathbf{E}^R(\mathbf{r}_0, \omega) = \frac{1}{4\pi} \oint_S \mathbf{E}^R(\mathbf{r}, \omega)(\mathbf{n}, \vec{\nabla} g) dS. \quad (2)$$

где \mathbf{n} - вектор внешней нормали к замкнутой поверхности интегрирования S . В формулу (2) также входит функция Грина оператора Гельмгольца, удовлетворяющая граничному условию $g|_S = 0$. Если выбрать в качестве S поверхность рассматриваемого экрана с опирающейся на него полусферой бесконечного радиуса и учесть граничные условия на поверхности идеального проводника, то из трех уравнений в (2) можно оставить два, в правую часть которых будут входить лишь компоненты поля частицы. Выбирая в (2) соответствующую систему координат, метод Кирхгофа можно применить и к задаче о ПИ от цилиндрической поверхности радиуса ρ (*разделы 1.2, 1.3*).

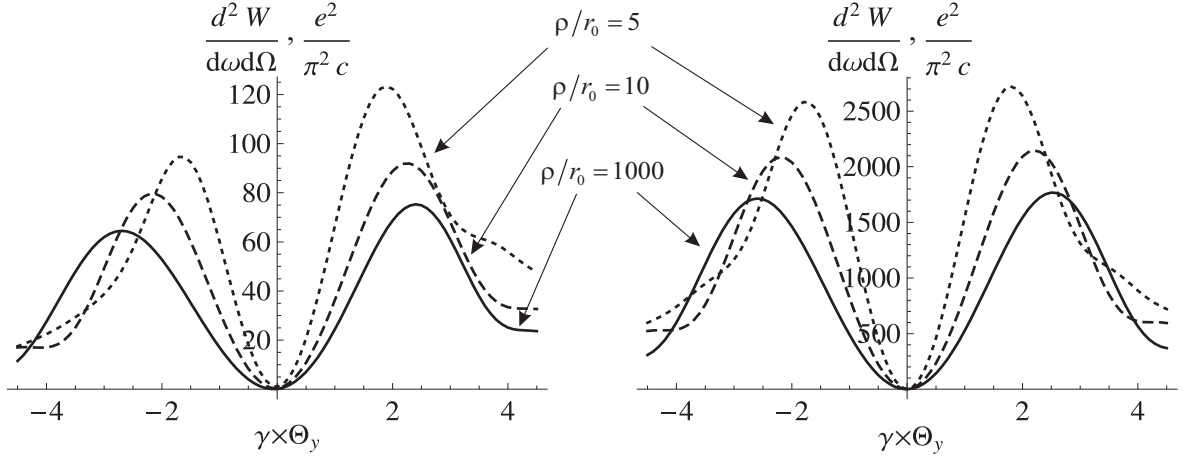


Рис. 1: Фокусировка угловых распределений ПИ “назад” цилиндрической поверхностью в плоскости падения частицы (угол падения по отношению к оси симметрии цилиндра: $\alpha = \pi/4$). Размер цилиндра $L = 2r_0$, расстояние до наблюдателя $r_0 = 0.1\gamma^2\lambda$. Слева: $\gamma = 20, \Theta_x = 0, \lambda = 1\text{мм}$, справа: $\gamma = 100, \Theta_x = 0, \lambda = 0.1\text{мм}$. Углы Θ_x, Θ_y отсчитываются от направления зеркального отражения.

Располагая детектор в предволновой зоне и изменяя радиус кривизны, можно добиться фокусировки излучения, т.е. сужения угловых распределений и увеличения интенсивности в максимуме кривых (рис. 1).

Вторая глава посвящена разработке нового метода расчета характеристик ПИ, ДИ и ИСП - *метода двойного слоя* (раздел 2.1). Данный метод опирается на известные представления о двойных электрических и магнитных слоях как совокупностях электрических и магнитных диполей, распределенных на поверхности с некоторой плотностью [3]. В задаче о дифракции электромагнитного излучения на идеально проводящей поверхности метод двойного слоя сводится к *методу поверхностных токов*, в котором поле рассеянной волны представляется как поле поверхностного тока, для определения которого используются стандартные граничные условия, приводящие к интегральному уравнению Фока [4]:

$$\mathbf{j}_s(\mathbf{r}, \omega) = \frac{c}{2\pi} \mathbf{n} \times \mathbf{H}^0 - \frac{1}{2\pi} \mathbf{n} \times \int \mathbf{j}_s(\mathbf{r}', \omega) \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}') \left(ik - \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \frac{e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} dS'_{sc}. \quad (3)$$

Здесь интегрирование ведется по поверхности экрана, $k = 2\pi/\lambda$, \mathbf{H}^0 - магнитное поле частицы. Существенно, что в задаче о дифракции поля, удовлетворяющего **не**однородным уравнениям Максвелла, метод токов соответствует не двойному, а **простому** слою. Поэтому представление поля ПИ как по-

ля тока, удовлетворяющего уравнению (3), в отличие от теории дифракции плоских волн не приводит к точному решению задачи. Для плоского экрана и нормального падения частицы метод поверхностных токов, описанный в *разделе 2.1.1*, приводит к следующему выражению для интенсивности ПИ “назад”:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = cr_0^2 |\mathbf{E}^R(\mathbf{r}_0, \omega)|^2 = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2}, \quad (4)$$

где θ - полярный угол, отсчитываемый от направления зеркального отражения к поверхности экрана, $\beta = v/c$ - нормированная скорость частицы, e - заряд частицы. По сравнению с известным точным решением [5] данная формула имеет лишний множитель $\beta^2 \cos^2 \theta$.

В задаче о ПИ и ДИ метод двойного слоя приводит к следующим выражениям для полей излучения (*раздел 2.1.2*):

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^R(\mathbf{r}_0, \omega) &= -\vec{\nabla}_0 \times \frac{1}{2\pi} \int_{S_{sc}} \mathbf{n} \times \mathbf{E}^0 \frac{e^{ik|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|} dS_{sc}, \\ \mathbf{H}^R(\mathbf{r}_0, \omega) &= \frac{i}{k} \left(\vec{\nabla}_0 (\vec{\nabla}_0) + k^2 \right) \frac{1}{2\pi} \int_{S_{sc}} \mathbf{n} \times \mathbf{E}^0 \frac{e^{ik|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|} dS_{sc}, \end{aligned} \quad (5)$$

где \mathbf{E}^0 - электрическое поле частицы. Существенно, что данные формулы справедливы в том числе и для изогнутых поверхностей.

В *разделе 2.2* с помощью метода двойного слоя находится решение задачи о ДИ частицы, пролетающей через круглое отверстие радиуса a в бесконечном экране. В волновой зоне выражение для интенсивности излучения имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \times \\ &\left(\frac{a\omega}{v\gamma} \right)^2 \left[J_0(ka \sin \theta) K_1 \left(\frac{\omega}{v\gamma} a \right) + \frac{1}{\beta\gamma \sin \theta} J_1(ka \sin \theta) K_0 \left(\frac{\omega}{v\gamma} a \right) \right]^2, \end{aligned} \quad (6)$$

$J_{0,1}$, $K_{0,1}$ - обычная и модифицированная функции Бесселя соответственно. Данное выражение совпадает с известными ранее решениями данной задачи в релятивистском случае. Причиной несущественного при $\gamma \gg 1$, $\theta \sim \gamma^{-1}$ отличия данного результата от полученного, например, в работе [6] является тот факт, что найденное в цитируемой работе решение пригодно лишь в ультрарелятивистском случае. В пределе сплошного экрана $a \rightarrow 0$ вторая строчка в формуле (6) обращается в единицу, и в отличие от (4) мы получаем обычную формулу Гинзбурга-Франка для переходного излучения [5].

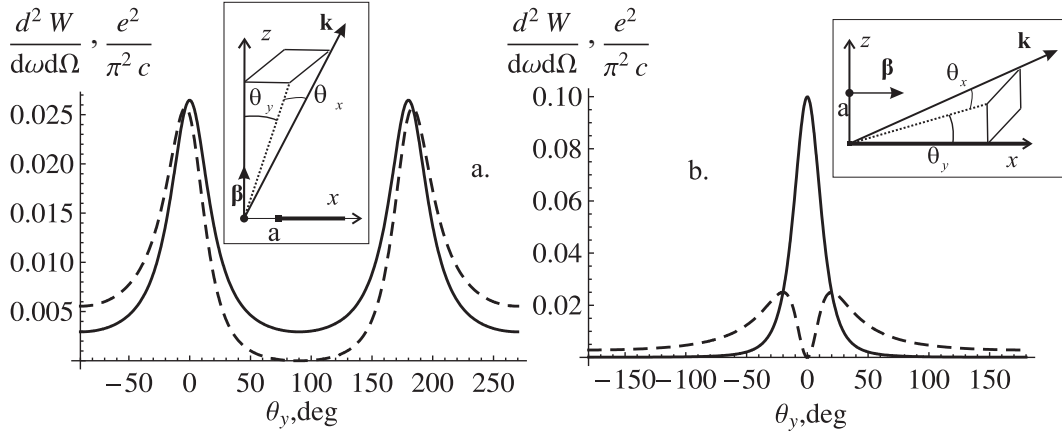


Рис. 2: Угловые распределения ДИ: согласно работе [7] (пунктир), по методу двойного слоя (сплошная): а. - для перпендикулярной геометрии (угол между вектором скорости частицы и осью x : $\alpha = \pi/2$), б. - для параллельной геометрии ($\alpha = 0$). Параметры: $\gamma = 3$, $\theta_x = 0$, $\lambda = 1\text{mm}$, $a = 1\text{mm}$. На врезках экран расположен в плоскости xOy .

В разделе 2.3 с помощью метода двойного слоя решается задача о ДИ частицы, пролетающей на расстоянии a от идеально проводящей полуплоскости. Ранее данное решение находилось с помощью метода поверхностных токов, для определения которого использовались граничные условия [7]. Как следует из проведенного анализа, в задаче о дифракции полей, удовлетворяющих неоднородным уравнениям Максвелла, метод токов соответствует простому, а не двойному слою, а потому его использование не приводит к точному решению задачи (см. ф.-лу (4)). Действительно, в ряде работ с помощью результатов [7] решалась задача о ДИ частицы, пролетающей сквозь щель в экране [8]. Однако при стремлении ширины щели к нулю полученное поле совпадает с ПИ только в ультрарелятивистском случае. Полученное расхождение между результатами для ПИ и ДИ просто не обсуждалось. Сходства и различия найденного по методу двойного слоя результата и полученного в [7] обсуждаются в разделе 2.3. Существенное различие имеет место в нерелятивистском случае и для параллельного пролета вблизи полуплоскости (рис.2).

В разделе 2.4 с помощью метода двойного слоя находится решение задачи о ДИ частицы, пролетающей через прямоугольную щель в бесконечном экране. Существенным отличием найденного решения от известных ранее является тот факт, что при стремлении ширины щели b к нулю полученное выражение для интенсивности излучения

$$\left. \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right|_{b=0} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \cos^2 \alpha (e_x^2 + e_y^2 - 2\beta e_y \sin \alpha + \beta^2 \sin^2 \alpha (e_y^2 + e_z^2))}{[(\sin \alpha - \beta e_y)^2 + \cos^2 \alpha (1 - \beta^2 (e_y^2 + e_z^2))]^2} \quad (7)$$

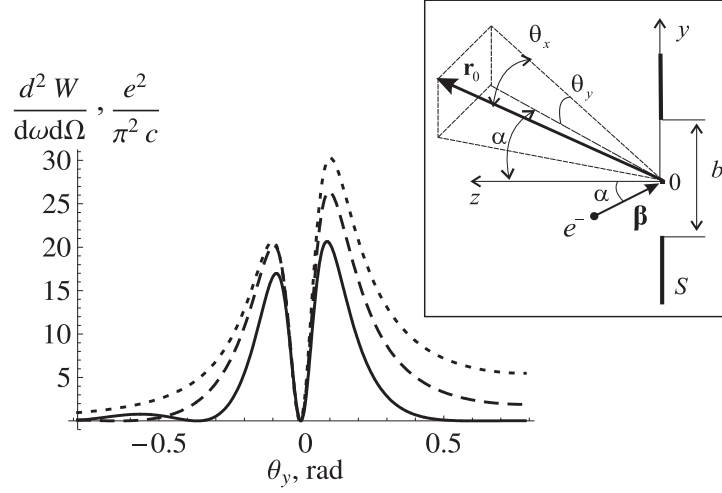


Рис. 3: Угловые распределения ДИ частицы, пролетающей сквозь щель в экране. Энергия частицы $\gamma = 10$, наклонное падение: $\alpha = \pi/4$, $\theta_x = 0$. Сплошная кривая - $b = 0.2\gamma\lambda$, пунктирная - $b = 0.1\gamma\lambda$, точечная - $b = 0.01\gamma\lambda$.

в точности совпадает с известными результатами теории ПИ, возникающего при наклонном падении частицы на бесконечную границу раздела [9, 10]. Здесь e_i - компоненты единичного вектора наблюдения, α - угол между вектором скорости частицы и нормалью к поверхности экрана. На рис. 3 приведены угловые распределения ДИ частицы умеренно релятивистских энергий. Видно, что в пределе $b \rightarrow 0$ полученное излучение совпадает с переходным.

В разделе 2.5 приводятся границы применимости методов классической теории дифракции к задачам о ПИ и ДИ заряженной частицы. В частности, показано, что для их использования недостаточно высокой энергии частицы: существенную роль может играть геометрия задачи.

Третья глава посвящена применению метода двойного слоя к задачам об излучении Смита-Парселла. В частности, в разделе 3.1 решена задача об излучении частицы, пролетающей на расстоянии h от плоской идеально проводящей решетки периодом d , состоящей из N периодов. Полученное выражение для спектрально-угловой плотности излучения имеет вид:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\sin^2\left(\frac{a}{2}(\omega/v - k_x)\right)}{(\beta^{-1} - e_x)^2(1 + (\beta\gamma e_y)^2)} \left((\beta\gamma)^{-2}(e_x^2 + e_z^2) + \right. \\ \left. + \gamma^2 e_y^2(e_y^2 + e_z^2) + 2\beta^{-1}e_x e_y^2 \right) \frac{\sin^2\left(\frac{Nd}{2}\left(\frac{\omega}{v} - k_x\right)\right)}{\sin^2\left(\frac{d}{2}\left(\frac{\omega}{v} - k_x\right)\right)} e^{-\frac{h}{h_{eff}}\sqrt{1+(\beta\gamma e_y)^2}}. \quad (8)$$

Здесь $h_{eff} = \beta\gamma\lambda/(4\pi)$, a - ширина стрипа, k_i - компоненты волнового вектора: $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_0$. В случае большого числа периодов $N \rightarrow \infty$ отношение квадратов

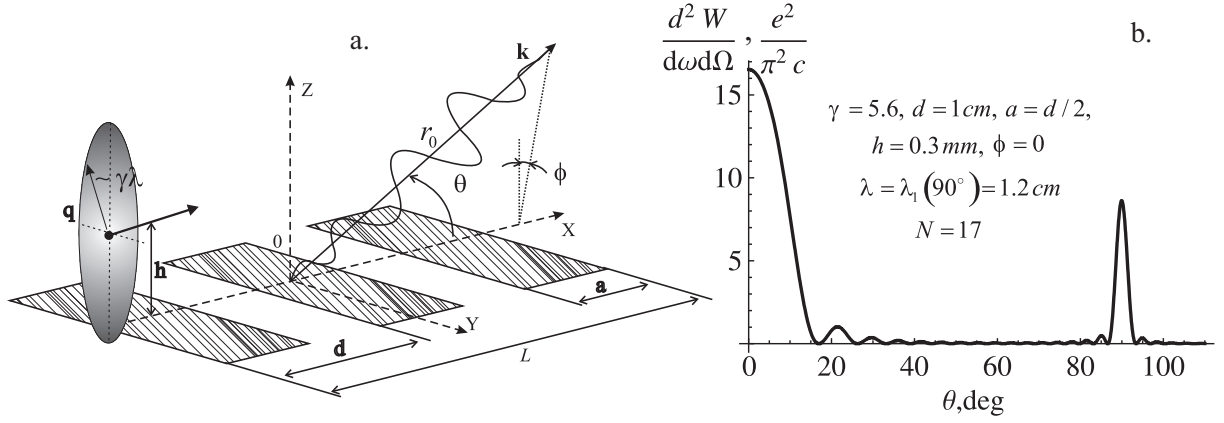


Рис. 4: а. - Схема генерации излучения Смита-Парселла. б. - Угловые распределения излучения Смита-Парселла по методу двойного слоя для фиксированной длины волны.

синусов может быть заменено суммой дельта-функций,

$$\frac{\sin^2\left(\frac{Nd}{2}\left(\frac{\omega}{v} - k_x\right)\right)}{\sin^2\left(\frac{d}{2}\left(\frac{\omega}{v} - k_x\right)\right)} \rightarrow 2\pi N \sum_{m=1}^{\infty} \delta\left[d\left(\frac{\omega}{v} - k_x\right) - 2\pi m\right], \quad (9)$$

нули которых дают известное дисперсионное соотношение Смита-Парселла:

$$\lambda_m = \frac{d}{m} \left(\beta^{-1} - e_x \right), \quad m = 1, 2, \dots \quad (10)$$

Также в данном разделе проводится сравнение полученных результатов и аналогичных, получаемых с помощью метода поверхностных токов, а также других известных в литературе результатов. Существенно, что также как и в задаче о ДИ на полуплоскости (раздел 2.3), излучение в плоскости решетки по методу двойного слоя не обращается в ноль, как видно из рис. 4. Подобное интенсивное излучение под малыми углами наблюдалось экспериментально [11], что на сегодняшний день не получило теоретического объяснения.

В разделе 3.2 решается задача об излучении при пролете заряженной частицы вблизи идеально проводящей решетки, состоящей из стрипов, расположенных перпендикулярно траектории движения. Найденные результаты также сравниваются с полученными по другим моделям.

В разделе 3.3 для излучения Смита-Парселла вводится новое понятие - предволновой зоны, а также выводится критерий волновой зоны. Действительно, в данном случае в формировании излучения участвует решетка длиной $L = Nd$, поэтому расстояние, на котором "источник излучения" может рассматриваться как точечный, определяется длиной решетки. Данная ситуация подобна имеющей место в теории лазеров на свободных электронах на основе ондулятора, где волновая зона определяется длиной последнего [12].

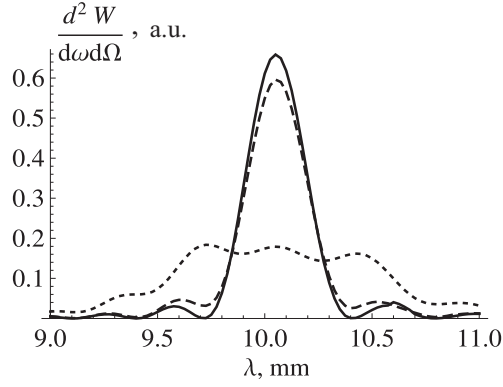


Рис. 5: Линия излучения Смита-Парселла в волновой и предволновой зонах. Сплошная кривая - $r_0 = 5r_{eff}$, штрихи - $r_0 = 0.7r_{eff}$, точки - $r_0 = 0.2r_{eff}$, где r_{eff} определяется согласно (11). Параметры: $\gamma = 10, h = 5 \text{ mm}, d = 10 \text{ mm}, a = d/2, N = 30, \theta = \pi/2, \phi = 0$.

Условие волновой зоны для излучения m -го порядка дифракции может быть получено из простейших фазовых соотношений:

$$r_0 \gg r_{eff} = m \frac{N^2 d \sin^2 \theta}{\beta^{-1} - \cos \theta}. \quad (11)$$

При невыполнении данного условия для излучения Смита-Парселла играют роль конечные размеры решетки. В частности, искажение формы линии в спектре по мере уменьшения расстояния до наблюдателя показано на рис. 5.

В **четвертой главе** на основе развитых методов дается простая и наглядная формулировка эффекта предволновой зоны для ПИ и ДИ “назад”. В рамках метода поверхностных токов в *разделах 4.1, 4.2* получены выражения для поля излучения произвольного тока, справедливые на любых расстояниях. Показано, что выражения для полей излучения по методу двойного слоя (*раздел 4.3*) получаются из формул метода токов простой заменой:

$$\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}, \quad \mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{E}, \quad \mathbf{j}_s \rightarrow \mathbf{j}_s^m. \quad (12)$$

где $\mathbf{j}_s^m = c/(2\pi)\mathbf{n} \times \mathbf{E}^0$ - аксиальный вектор условного “магнитного” поверхностного тока (см. ниже). На расстояниях $r_0 \gg \lambda$ формулы для полей ПИ и ДИ “назад” по методу двойного слоя имеют вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^R(\mathbf{r}_0, \omega) &= -\frac{i}{c} \int \mathbf{k}(\mathbf{r}) \times \mathbf{j}_s^m(\mathbf{r}, \omega) \frac{e^{ik|\mathbf{r}_0-\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}_0-\mathbf{r}|} dS_{sc}, \\ \mathbf{H}^R(\mathbf{r}_0, \omega) &= -\frac{i}{\omega} \int \mathbf{k}(\mathbf{r}) \times \mathbf{k}(\mathbf{r}) \times \mathbf{j}_s^m(\mathbf{r}, \omega) \frac{e^{ik|\mathbf{r}_0-\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}_0-\mathbf{r}|} dS_{sc}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $\mathbf{k}(\mathbf{r}) = k(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})/|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|$, что можно интерпретировать таким образом, что в точку наблюдения приходят волны из различных точек мишени, т.е.

с различными направлениями волнового вектора. Из формулы (13) видно, что в общем случае поле ПИ и ДИ “назад” можно разделить на следующие области:

1. Волновая зона излучения: $r_0 \gg \gamma^2 \lambda$,
2. Предволновая зона излучения: $\gamma^2 \lambda \gg r_0 \gg \lambda$,
3. Ближняя зона статического поля: $r_0 \lesssim \lambda$,

Существенно, что в области $\gamma \lambda \gg r_0 \gg \lambda$ поле также представляет собой поле излучения, однако, является “непоперечным” в смысле $(\mathbf{E}^R, \mathbf{r}_0) \neq 0$, поскольку в каждую точку наблюдения приходят волны с различными направлениями волнового вектора.

В **пятой главе** проводится обсуждение так называемого дуального формализма в классической теории, когда вместо обычных электрических токов вводят условные “магнитные”. Такие источники удовлетворяют дуальным уравнениям Максвелла, однако, не сводятся к дираковским монополям, поскольку вводятся не в дополнение, а *вместо* реальных электрических. Подобный подход использовался в теории дифракции [13], в теории черенковского излучения мультиполей [14], а также в некоторых работах по ПИ и ДИ. Существенно, что в данных задачах дуальный формализм иногда оказывается намного проще и удобнее, что и обуславливает его использование.

Как известно, в вакууме замена электрических токов на магнитные соответствует замене тензора $F^{\mu\nu} = (-\mathbf{E}, \mathbf{H})$ на дуальный ему псевдотензор $\tilde{F}^{\mu\nu} = (-\mathbf{H}, -\mathbf{E})$, т.е. для полей в соответствии с выражением (12). Но такая же точно замена имеет место и для полей излучения электрического и магнитного диполей [15]. Отсюда следует, что формально задача об излучении в среде с магнитной проницаемостью $\mu(\omega) = 1$ магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$ с током в системе покоя $\mathbf{j}_e = c \operatorname{rot} \boldsymbol{\mu}(\mathbf{r}, \omega) \delta(\mathbf{r})$ эквивалента задаче об излучении “истинного” магнитного диполя, образованного парой магнитных зарядов, с током $\mathbf{j}_m = -i\omega \boldsymbol{\mu}(\mathbf{r}, \omega) \delta(\mathbf{r})$. Другими словами, поля излучения таких токов будут совпадать. В *разделе 5.1* на основе обычных уравнений Максвелла доказывается возможность подобной дуальной замены для электрических и магнитных диполей в среде с произвольной диэлектрической и магнитной проницаемостью. В *разделе 5.2* развит релятивистски инвариантный метод, иллюстрирующий возможность использования дуального формализма в задаче о дифракции электромагнитного излучения.

В **заключении** излагаются основные результаты диссертации.

Основные результаты работы

В работе **впервые** получены следующие основные результаты:

1. Предложен метод расчета характеристик переходного излучения частицы произвольной энергии, пересекающей границу раздела вакуума с идеальным проводником произвольной аналитической формы, - метод Кирхгофа.
2. С помощью метода Кирхгофа исследованы характеристики переходного излучения “назад” в предволновой зоне для произвольных параметров задачи. В случае изогнутой цилиндрической мишени систематически исследован эффект фокусировки излучения.
3. Предложен метод расчета характеристик переходного излучения и дифракционного излучения частицы произвольной энергии - метод двойного слоя.
4. С помощью метода двойного слоя решены следующие задачи дифракционного излучения: 1.) об излучении частицы, пролетающей перпендикулярно сквозь круглое отверстие в сплошном экране, 2.) об излучении при наклонном пролете вблизи идеально проводящей полуплоскости, 3.) об излучении при наклонном пролете сквозь прямоугольную щель в экране. Проведено сравнение результатов с известными в литературе.
5. В задаче об излучении на щели получен предельный переход между формулами переходного и дифракционного излучения заряженной частицы произвольной энергии для наклонного пролета через щель бесконечно малой ширины.
6. Сформулированы критерии применимости методов теории дифракции электромагнитного излучения к задаче о переходном и дифракционном излучении частицы. Показано, что для их применения ранее использовавшийся критерий ультрарелятивистских энергий частицы является недостаточным и необходимо учитывать геометрию задачи.
7. С помощью метода двойного слоя решены следующие задачи об излучении Смита-Парселла: 1.) об излучении частицы при пролете вблизи идеально проводящей решетки, 2.) об излучении при пролете вблизи решетки из перпендикулярных стрипов, 3.) об излучении в предволновой зоне. Проведено сравнение результатов с известными в литературе.

8. Введено понятие предволновой зоны для излучения Смита-Парселла и получены критерии волновой зоны для данного вида излучения.
9. В рамках методов поверхностных токов и двойного слоя впервые получены формулы для полей переходного и дифракционного излучения “назад”, справедливые на любых расстояниях. На основе данных методов приведена простая и наглядная формулировка эффекта предволновой зоны.
10. Исследована возможность использования так называемого “дуального” формализма в классической теории излучения зарядов и мультиполей, а также в теории дифракции электромагнитного излучения.

Основные работы, опубликованные

по теме диссертации:

1. Karlovets D.V., Potylitsyn A.P. Comparison of Smith-Purcell radiation models and criteria for their verification // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2006. — Vol. 9. — P. 080701.
2. Карловец Д.В, Потылицын А.П. Излучение Смита-Парселла в “предволновой” зоне // Письма в ЖЭТФ — 2006. — Т. 84, № 9. — С. 579-583.
3. Potylitsyn A.P., Karlovets D.V., Kube G. Resonant diffraction radiation from inclined gratings and bunch length measurements // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. — 2008. — Vol. 266. — P. 3781-3788.
4. Karlovets D.V., Potylitsyn A.P. Transition radiation in the pre-wave zone for an oblique incidence of a particle on the flat target // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. — 2008. — Vol. 266. — P. 3738-3743.
5. Карловец Д.В, Потылицын А.П. О методе Кирхгофа для переходного излучения от плоских и изогнутых мишеней // ЖЭТФ — 2008. — Т. 133, № 6. — С. 1197-1213.
6. Карловец Д.В, Потылицын А.П. К теории дифракционного излучения // ЖЭТФ. — 2008. — Т. 134, № 5(11). — С. 887-901.

Список литературы

- [1] V. A. Verzilov. Transition radiation in the pre-wave zone // *Physics Letters A*. — 2000. — Vol. 273. — 135–140 pp.
- [2] S.N. Dobrovolsky, N.F. Shulga. Transversal spatial distribution of transition radiation by relativistic electron in the formation zone by the dotted detector // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. — 2003. — Vol. 201. — 123–132 pp.
- [3] И.Е. Тамм. Основы теории электричества. 10-е издание. — Москва: Главная редакция физико-математической литературы, 1989.
- [4] В.А. Фок. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. — Москва: ЛКИ, 2007.
- [5] В. Л. Гинзбург, И. М. Франк. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую // *ЖЭТФ*. — 1946. — Т. 16, № 1. — 15–28 с.
- [6] Ю.Н. Днестровский, Д.П. Костомаров. Излучение ультрарелятивистских зарядов при пролете через круглое отверстие в экране // *ДАН СССР*. — 1959. — Т. 124, № 5. — 1026–1029 с.
- [7] А.П. Казанцев, Г.И. Сурдутович. Излучение заряженной частицы, пролетающей вблизи металлического экрана // *ДАН СССР*. — 1962. — Т. 147, № 1. — 74–77 с.
- [8] N. Potylitsyna-Kube, X. Artru. Diffraction radiation from ultrarelativistic particles passing through a slit. Determination of the electron beam divergence // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. — 2003. — Vol. 201. — 172–183 pp.
- [9] Н.А. Корхмазян. Переходное излучение при наклонном падении заряда // *Известия АН Армянской ССР, физико-математические науки*. — 1958. — Т. XI, № 6. — 87–95 с.
- [10] В. Е. Пафомов. Излучение заряженной частицы при наличии границ раздела // *Труды ФИАН*. — 1969. — Т. XLIV. — 28–167 с.
- [11] Comparison of Smith-Purcell radiation characteristics from gratings with different profiles / B.N. Kalinin, D.V. Karlovets, A.S. Kostousov et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. — 2006. — Vol. 252. — 62–68 pp.
- [12] R. Tatchyn. Spectral-angular characteristics of the LCLS in the near and far fields // *Proceedings of 27th International Free Electron Laser Conference (Stanford, USA, 2005)*. — 2005. — 282–285 pp.
- [13] Л.А. Вайнштейн. Электромагнитные волны. — Москва: Радио и связь, 1988.
- [14] И.М. Франк. Излучение Вавилова-Черенкова для электрических и магнитных мультиполей // *УФН*. — 1984. — Т. 144, № 2. — 251–275 с.
- [15] В.А. Бордовицын, Г.К. Разина. Об излучении электрического дипольного момента // *Известия ВУЗов. Физика*. — 1981. — Т. 24, № 4. — 120–121 с.