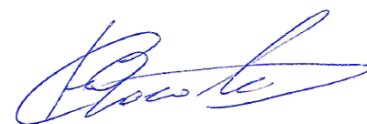


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи



Гоголев Сергей Юрьевич

**КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ
В РАДИАТОРАХ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ**

Специальность 01.04.16 —
«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Потылицын Александр Петрович

Оглавление

| | Стр. |
|--|------|
| Введение | 4 |
| Глава 1 Метод поляризационных токов | 16 |
| 1.1 Магнитное поле поляризационного излучения | 16 |
| 1.2 Электрическое поле сгустка заряженных частиц для различных линейных размеров радиатора | 21 |
| 1.2.1 Фурье-компонента $\mathbf{E}_b^0(k_x, k_y, z', \omega)$ электрического поля сгустка заряженных частиц для безграничного в поперечном направлении радиатора | 21 |
| 1.2.2 Фурье-компонента $\mathbf{E}_b^0(k_x, y', z', \omega)$ электрического поля сгустка для радиатора с конечными размерами по осям y', z' | 22 |
| 1.2.3 Фурье-компонента $\mathbf{E}_b^0(\mathbf{r}', \omega)$ электрического поля сгустка для радиатора с конечными размерами | 23 |
| 1.3 Спектрально-угловая плотность энергии поляризационного излучения | 24 |
| 1.4 Обсуждение результатов главы | 26 |
| Глава 2 Радиационные потери энергии на излучение Вавилова-Черенкова для различных геометрий радиатора | 27 |
| 2.1 Радиационные потери энергии на излучение Вавилова-Черенкова для диэлектрического радиатора бесконечной толщины | 28 |
| 2.2 Радиационные потери энергии на излучение Вавилова-Черенкова для диэлектрического радиатора конечной толщины | 31 |
| 2.3 Обсуждение результатов главы | 36 |
| Глава 3 Азимутальная асимметрия излучения Вавилова-Черенкова при наклонном пролёте | 37 |
| 3.1 Излучение Вавилова-Черенкова для наклонной пластины | 37 |
| 3.2 Когерентное излучение Вавилова-Черенкова при наклонном пролёте сгустка вблизи диэлектрической пластины | 46 |
| 3.3 Обсуждение результатов главы | 56 |
| Глава 4 Когерентное излучение Вавилова-Черенкова в мишени сложной геометрии обладающей частотной дисперсией | 57 |
| 4.1 Когерентное излучение Вавилова-Черенкова при центральном пролёте короткого сгустка через вакуумный канал конической мишени | 58 |
| 4.2 Спектрально-угловая плотность энергии когерентного излучения Вавилова-Черенкова для центрального пролёта короткого сгустка через вакуумный канал конической мишени | 60 |

| | |
|---|-----------|
| 4.3 Обсуждение результатов главы | 67 |
| Глава 5 Азимутальная асимметрия когерентного излучения Вавилова-Черенкова | 68 |
| 5.1 Влияние поперечных размеров радиатора на характеристики излучения Вавилова-Черенкова | 68 |
| 5.2 Азимутальная симметрия когерентного излучения Вавилова-Черенкова от радиатора конечных линейных размеров | 74 |
| 5.3 Когерентное излучение Вавилова-Черенкова от асимметричного 3-D короткого сгустка для радиатора конечных линейных размеров | 78 |
| 5.4 Обсуждение результатов главы | 82 |
| Заключение | 83 |
| Список литературы | 85 |

Введение

Многие вещи нам непонятны не потому, что наши понятия слабы; но потому, что сии вещи не входят в круг наших понятий.

— Козьма Прутков

Исследования различных эффектов взаимодействия заряженных частиц с конденсированными и разряженными средами, начавшиеся более века назад, продолжают и поныне. Один из таких эффектов, обнаруженный в 1934 г. П.А. Черенковым и С.И. Вавиловым, связан с излучением, возникающим при движении заряженной частицы в среде со «сверхсветовой» скоростью — **излучение Вавилова-Черенкова (ИВЧ)** [1]. Впоследствии этот тип излучения нашёл широкое применение в экспериментальной ядерной физике при детектировании элементарных частиц [2, 3]. На основе представлений классической электродинамики механизм излучения Вавилова-Черенкова был объяснён в работах И.Е. Тамма и И.М. Франка [4–7]. Квантовую теорию эффекта разработал В.Л. Гинзбург [8]. В работе Б.М. Болотовского [9] приводятся результаты исследования данного эффекта в волноводных структурах из диэлектрика. Без внимания не остался вопрос, связанный с проявлением эффекта в магнитных [10, 11] и анизотропных средах [12, 13]. В настоящее время, внимание исследователей привлекает излучение Вавилова-Черенкова в искусственных структурах — в метаматериалах [14, 15], а также излучение в «левых» средах [16–18]. В подобных средах излучение Вавилова-Черенкова распространяется в заднюю полусферу (т.е. угол между волновым вектором излучения и скоростью движения заряда является «тупым»).

В рамках классической электродинамики «пороговый» эффект излучения Вавилова-Черенкова в модельном (макроскопическом) приближении можно трактовать следующим образом. Проходя через вещество, релятивистский электрический заряд (например, электрон) движется в квазистационарном поле многих атомов бесконечной однородной, электронейтральной, немагнитной и прозрачной среды в некотором спектральном диапазоне по прямолинейной траектории с постоянной скоростью v (при выполнении следующих условий — средняя плотность числа атомов постоянна и длина волны излучения — λ превышает обратное межатомное расстояние — b_0^{-1} , у молекул среды отсутствуют постоянные дипольные моменты, магнитная проницаемость $\mu=1$, $\text{Re}\varepsilon(\omega) \gg \text{Im}\varepsilon(\omega)$, где $\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость среды), которая превосходит характерную скорость атомных электронов. Заряженная частица своей перпендикулярной компонентой кулоновского поля «деформирует» электронные оболочки атомов вблизи своей траектории. При этом им передаётся часть кинетической энергии заряженной частицы, вследствие чего у молекул вещества возникают индуцированные полем пролетающего заряда дипольные моменты — это явление называется поляризацией среды. Если скорость движения заряда превышает фазовую скорость распро-

странения электромагнитной волны в среде, то эффект запаздывания поляризации среды приводит к тому, что диполи возникшие позади заряженной частицы ориентируются в основном по направлению движения частицы. Поляризация среды приводит к ослаблению поля частицы при «далеких соударениях» (т.е, когда расстояние между траекторией заряженной частицы и электронами атома больше размеров атома) и, следовательно, к уменьшению потерь энергии частицы на ионизацию — эффект плотности Ферми [19]. В случае, когда среда в направлении движения заряда имеет границы раздела, и если слой этой среды тонкий, то есть время пролета быстрой заряженной частицы через этот слой много меньше времени установления поляризации атомов среды, которое примерно равно обратной величине атомной частоты — ω_a , то среда «не успевает» поляризоваться полем пролетающей заряженной частицы [20]. Если же частица пролетает параллельно вблизи поверхности некоторой мишени-среды имеющая достаточную протяженность в направлении движения частицы, то эффект поляризации в веществе всегда имеет место быть, даже если поперечные размеры этой среды малы [21].

Релаксация связанных зарядов в поляризованном атоме (молекуле) к равновесному состоянию за счёт электростатических сил сопровождается колебаниями электронных оболочек атома, которые будут являться источником вторичного электромагнитного поля, известного как тормозное поляризационное излучение (в дипольном приближении, величина амплитуды колебаний электронов меньше длины волны электромагнитного поля). Это вторичное поле, распространяющееся внутри среды в виде поперечной электромагнитной волны, также поляризует атомы среды [22]. Поэтому источником тормозного поляризационного излучения является плотность поляризационного тока $\mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)$, линейно зависящая от полного поля, включающего в себя «внешнее» электрическое поле $\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega)$ равномерно и прямолинейно движущегося заряда (сгустка заряженных частиц) и электрическое поле токов $\mathbf{E}^{pol}(\mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega))$ самого поляризационного излучения.

Среднее значение вторичного поля в однородной и «безграничной» среде вследствие интерференции сферических электромагнитных волн, исходящих от различных участков среды, обращается в нуль. Исключением являются те точки пространства среды, где происходит конструктивная интерференция волновых фронтов (электромагнитное излучение атомов будет иметь одинаковую фазу), которые образуют поверхность конуса излучения Вавилова-Черенкова (вершиной которого является частица, а осью — её траектория), фронт которого распространяется перпендикулярно конической поверхности.

Условием конструктивной интерференции электромагнитных волн, испускаемых поляризованными атомами на ограниченном участке траектории заряженной частицы, является незначительное изменение скорости частицы в результате потери кинетической энергии за период T электромагнитной волны излучения в той частотной области, где выполняется условие $Td(\beta n(\omega))/dt \ll 1$ (другими словами, пройденный путь заряженной частицей с учётом «замедления», испытываемое этой частицей за счёт ионизационных потерь, много меньше длины волны излучения) [23].

Оценки показывают [24], что энергия колебаний электронных оболочек атомов много меньше чем энергия пролетающей заряженной частицы, поэтому потерями кинетической энергии быстрой заряженной частицы в процессе поляризации можно пренебречь и условно считать её скорость постоянной, а траекторию прямолинейной. Постоянство скорости движения заряда в реальных условиях, конечно, определяется на ограниченном участке траектории, так как величина импульса заряда уменьшается за счёт радиационных и ионизационных потерь энергии, а направление движения меняется за счёт многократного рассеяния в веществе.

Вследствие конструктивной интерференции электромагнитных волн, ИВЧ в бесконечной во всех направлениях среде обладает резкой анизотропией по полярному углу, но при этом распределение имеет азимутально-симметричный характер. Полярный угол Θ_{Ch} (соответствующий максимум интенсивности ИВЧ) между направлением когерентного излучения диполей молекул в среде и направления движения заряженной частицы определяется выражением

$$\Theta_{\text{Ch}} = \arccos(1/\beta n(\omega)), \quad (1)$$

где $\beta = v/c = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$ — относительная скорость заряда в единицах скорости света, c — скорость света в вакууме, γ — Лоренц-фактор частицы (отношения полной энергии частицы E к энергии покоя mc^2), $n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ — показатель преломления, ω — циклическая частота. Другими словами, выражение (1) описывает условие возникновения ИВЧ на частоте ω , которое имеет место только в случае, если скорость заряда v превышает фазовую скорость света $v_f = c/n(\omega)$ в рассматриваемой прозрачной среде, т.е. $\beta n(\omega) > 1$ [4]. Максимальный возможный угол распространения излучения будет при $\beta \rightarrow 1$: $\Theta_{\text{max}} = \arccos(1/n)$. Минимальная скорость частицы $\beta = 1/n$, при которой не будет возникать ИВЧ, соответствует углу $\Theta = 0$. Отсюда следует, что порог возникновения ИВЧ будет соответствовать скорости частицы $1/n < \beta < 1$. Спектр и интенсивность ИВЧ определяются оптическими свойствами среды и скоростью заряженной частицы.

Отметим, что в зависимости от геометрии задачи к излучению поляризационных токов или тормозному поляризационному излучению кроме ИВЧ, в частности, можно отнести такие механизмы излучения, как переходное излучение (ПИ), параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), дифракционное излучение (ДИ) [25].

При прохождении заряда через конечный слой диэлектрика толщиной L (или вблизи него) механизм поляризационного излучения приводит к генерации двух «ветвей» излучения — переходного или дифракционного излучения (ПИ/ДИ) — под малыми углами относительно траектории заряженной частицы и ИВЧ, которое, вообще говоря, может и не выходить в вакуум, если $\varepsilon(\omega) > 2 - 1/\gamma^{-2}$ (в геометрии, показанной на рисунке 1). Ранее в работе [26] подобная задача рассматривалась на основе модели Тамма-Франка [23] для геометрии, представленной на рисунке 1а. Однако авторы ограничились рассмотрением характеристик излучения Вавилова-Черенкова в среде без вывода его в вакуум.

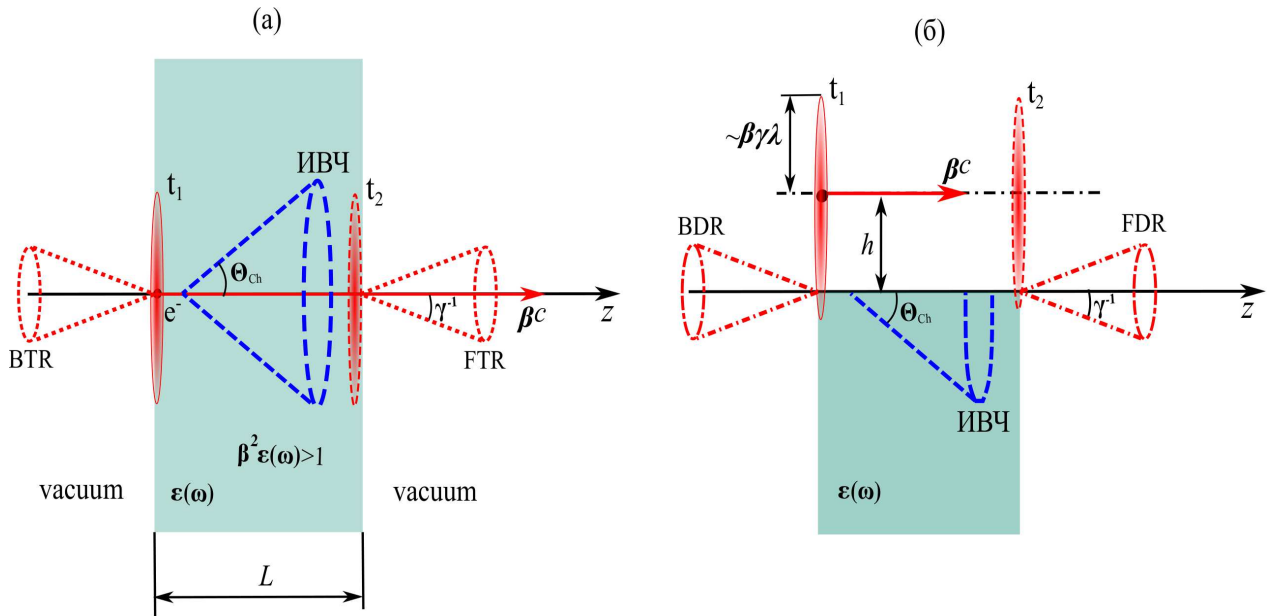


Рисунок 1 – Схема генерации поляризационного излучения для различных типов геометрии в случае нормального пролёта заряженной частицы.

В случае, если равномерно движущаяся частица пересекает границу раздела двух однородных сред (см. рисунок 1а), возникает **переходное излучение** (граница раздела в этом случае будет являться оптической неоднородностью).

Задачу о переходном излучении впервые рассмотрели В.Л. Гинзбург и И.М. Франк на основе метода изображений (в формализме Гамильтона) [27]. Авторы рассмотрели равномерно и прямолинейно движущийся заряд пересекающий по нормали плоскую границу раздела двух прозрачных сред с разными диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$ и отметили, что ПИ излучают электроны среды, получившие импульс отдачи при взаимодействии с внешней заряженной частицей и показали, что, вообще говоря, ПИ генерируется в переднюю (переходное излучение «вперёд» (FTR — Forward Transition Radiation)) и заднюю полусферы пространства (переходное излучение «назад» (BTR — Backward Transition Radiation)).

Автор работы [28] отметил, что в радиаторе конечной толщины (для осе-симметричной геометрии, см. рисунок 1а) ПИ формируют поляризованные атомы, находящиеся (в поле действия пролетающей заряженной частицы) вдоль всей границы раздела среды с вакуумом, при этом толщина слоя на границе раздела, в котором находятся излучающие ПИ атомы, оказывается порядка длины волны излучения. Вдобавок, если в среде выполняется условие $\beta^2 \epsilon(\omega) > 1$, то поляризованные атомы, находящиеся вдали от границы раздела сред излучают ИВЧ. Если же в среде соблюдается условие $\beta^2 \epsilon(\omega) < 1$, то в излучение, возбуждаемое в радиаторе, вносит вклад только ПИ.

Авторы работ [20, 29] теоретически показали, что FTR имеет непрерывный частотный спектр простирающийся вплоть до частот $\gamma \omega_p$ (рентгеновская область частот), где ω_p — плазменная частота вещества, при этом полная энергия потерянная на FTR пропорциональна γ (т.е. энергии частицы). Экспериментально это было подтверждено в эксперименте [30].

Спектр же ВТР независимо от скорости движения заряженной частицы простирается до частот ω_p [31]. В эксперименте [32] было показано, что ВТР может возникать в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета.

После работы [27] было опубликовано множество статей и трудов, посвящённых как теоретическому, так и экспериментальному исследованию ПИ [31, 33–37]. В обзорной работе [38], авторы исследовали ПИ в радиаторах, имеющие двугранные и трёхгранные углы и в виде конической поверхности. В работе [39] исследовались характеристики ПИ при равномерном и прямолинейном движении нерелятивистского заряда через идеально проводящую сферу в области низких частот излучения (длинноволновая область спектра). Авторы работы [40] рассматривали характеристики ПИ от фокусирующей идеально проводящей мишени.

В работе [41] была рассмотрена геометрия, показанная на рисунке 2а, и были получены формулы (на основе метода изображений), описывающие характеристики излучения в вакууме для случая наклонного пролёта заряда через слой вещества определённой толщины при этом поперечные размеры среды считались безграничными.

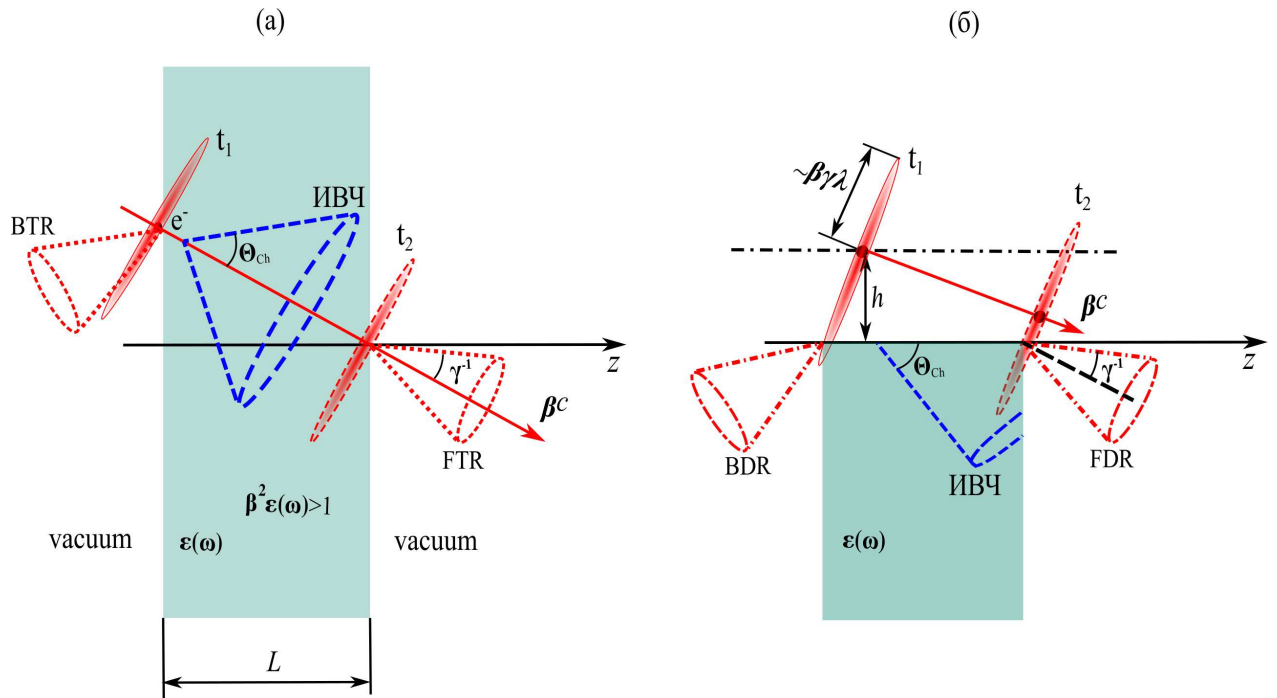


Рисунок 2 – Схема генерации поляризационного излучения для различных типов геометрии в случае наклонного пролёта заряженной частицы.

Стоит отметить, что при наклонном (нормальном) пролёте релятивистского заряда, испущенное в переднюю полусферу FTR распространяется под малыми углами $\langle \theta \rangle \cong \gamma^{-1}$ к направлению движения заряженной частицы (см. рисунки 1а, 2а). Испущенное в заднюю полусферу ВТР, в отличие от нормального пролёта, где излучение распространяется навстречу заряженной частицы (см. рисунок 1а), при наклонном пролёте заряда излучение распространяется вблизи направления зеркального отражения относительно границы раздела сред (см. рисунок 2а).

На основе вышеприведённых особенностей, свойственных механизму ПИ, оно получило широкое использование в физике высоких энергий для определения энергий частиц [42, 43] и в диагностике пучков заряженных частиц [44]. В работах [45, 46] для диагностики поперечного размера электронного пучка использовалось оптическое ВТР.

Для определения продольных размеров ультракоротких сгустков с пикосекундной длительностью ($\sigma_z \equiv \sigma_l \leq 300$ мкм) часто используется измерения спектра когерентного переходного излучения (КПИ) [47, 48]. Диагностика сгустков с субпикосекундными продольными размерами ($\text{rms} < 100$ фемтосекунд ($\sigma_l < 30$ мкм)) на основе спектральных измерений в настоящее время только разрабатывается. В тоже время, например, на лазерно-плазменных ускорителях создают электронные пучки с длительностью 10 фемтосекунд ($3 \mu\text{т}$), для их диагностики также используется спектральные характеристики КПИ, генерируемого в металлической фольге [49].

Дифракционное излучение: При равномерном и прямолинейном движении заряда в вакууме вблизи «оптической неоднородности», например, вблизи плоской границы проводящей среды (см. рисунки 1б), под действием его собственного электромагнитного поля происходит поляризация электронных оболочек в полной аналогии со случаем пролёта заряженной частицы через среду. Возникающий дипольный момент, индуцированный полем, также ведёт к динамической поляризации вещества [22, 50].

При нормальном пролёте заряженной частицы, движущейся со скоростью v в вакууме вблизи диэлектрической среды заданной толщины и глубины, кулоновское поле с увеличением расстояния h (импакт-параметр) от её траектории убывает по экспоненциальному закону $\exp(-2\pi h/\beta\gamma\lambda)$. Поляризационные токи сосредоточены в слое среды, близком к поверхности, и свойства дифракционного излучения существенно зависят от свойств этого слоя и характерного размера неоднородности приграничной поверхности между вакуумом и средой. Толщина поляризационного слоя вдоль направления движения заряда, в пределах которой существенны интерференционные эффекты для дифракционного излучения, определяются, так называемой длиной когерентности излучения $l_{DR} = \beta\lambda/\pi \left| 1 - \beta \text{Re} \sqrt{\varepsilon(\omega)} \right|$. Глубина поляризационного слоя, перпендикулярная траектории заряженной частицы, определяется «эффективным» радиусом затухания кулоновского поля заряженной частицы — $a_{eff} = \beta\gamma\lambda/2\pi$.

В частности, при равномерном движении заряженной частицы параллельно плоской поверхности бесконечной однородной среды вдоль траектории заряда, при соблюдении следующего условия $\beta n(\omega) > 1$, возникает только ИВЧ. В работах [9, 51] исследовались характеристики ИВЧ и были получены выражения, описывающие частотное распределение ИВЧ, зависящее от импакт-параметра, а также азимутальное распределение ИВЧ. Распределение ИВЧ по полярному углу описывается дельта-функцией, а зависимость от импакт-параметра — экспоненциальным множителем

$$\frac{dW}{dzd\omega d\phi} \sim \exp\left(-\frac{2h\omega}{\beta c\gamma} \sqrt{(1 - (\varepsilon\beta^2 - 1)\gamma^2 \sin^2 \phi)}\right). \quad (2)$$

Если же вдоль направления движения заряда поверхность среды имеет конечный размер, то возникает неоднородность в виде поперечной границы раздела полупространства, вследствие чего продольная компонента импульса поля не сохраняется [50], поэтому в такой геометрии (см. рисунок 1б) кроме ИВЧ появляется и ДИ (проявляется так называемый механизм дифракционного излучения Вавилова-Черенкова – Cherenkov Diffraction Radiation (ChDR)) [52]. Подобная геометрия рассматривалась в работе [53], однако детального сравнения характеристик ИВЧ с излучением для радиатора бесконечной толщины проведено не было. В работе [54] механизм когерентного ChDR экспериментально был зарегистрирован в миллиметровом спектральном диапазоне для мишени в виде диэлектрической призмы, вблизи которой пролетал пучок электронов с энергией 6 МэВ.

В последнее время подобный механизм излучения детально изучался в теоретической работе [55], в которой авторы разработали оригинальную модель (метод «апертуры») расчёта характеристик излучения Вавилова-Черенкова для геометрии в виде диэлектрической треугольной призмы, параллельно которой в вакууме на расстоянии a (импакт-параметр) от поверхности её грани длиной L движется заряженная частица. Предложенный метод применим для любых расстояний от мишени до точки наблюдения, т.е. для произвольного волнового параметра D : т.е. для области описываемая законами лучевой оптики ($D \sim \lambda R/d^2 \ll 1$, λ — длина волны излучения, d — типичный линейный размер апертуры, через которую выходит излучение, R — расстояние от мишени до точки наблюдения), области Френеля ($D \sim 1$) и области Фраунгофера ($D \gg 1$) при условии $kR \gg 1$, где k — волновой вектор. Условием применимости этого метода является то, что линейный размер мишени, определяющий расстояние пройденное излучением внутри мишени, должен быть больше чем длина волны, и для размера апертуры d внешней поверхности мишени, через которую выходит излучение, должно выполняться условие $d \gg \lambda$ или $\cos \alpha \gg \lambda/L$, где α — угол раствора призмы.

Ранее метод «апертуры» был использован для исследования свойств излучения ИВЧ в окрестности фокуса и каустики для диэлектрического концентратора [56] и расчёта излучения для волновода с открытым торцом, который может быть ортогонален или перекошенным к оси волновода [57].

На основе метода Винера-Хопфа-Фока в работах [58–60] реализована математическая модель о представлении ДИ, как излучения переменного тока на поверхности мишени, индуцированного полем движущегося одиночного заряда или пучка заряженных частиц через круглое отверстие в бесконечном идеально проводящем экране. В работе [61] получено точное решение задачи для дифракционного излучения заряженной частицы пролетающей вблизи идеально проводящей бесконечно тонкой полуплоскости. В случае более сложных геометрий мишени, авторы работы [62] вне рамок дипольного приближения при помощи «метода изображений» основанного на теореме единственности разработали алгоритм расчёта характеристик ДИ от нерелятивистской заряженной частицы на идеально проводящей сфере для длинноволновой области спектра.

Экспериментально ДИ впервые наблюдалось в миллиметровом диапазоне при прохождении пучка электронов с энергией 150 МэВ через круглое отверстие в алюминиевой фольге [63], а в оптическом диапазоне при прохождении 200 МэВ-го электронного пучка вблизи наклонного металлического плоского экрана [64].

Область использования ДИ – это, главным образом, «слабовозмущающая» (неинвазивная) методика высокоточной диагностики низкоэмиттансных пучков заряженных частиц, используемых на современных ускорителях [65, 66]. Преимуществом дифракционного излучения перед переходным излучением является его слабое влияние как на характеристики движения заряженной частицы (отсутствуют ионизационные потери энергии, частицы пучка не рассеиваются на мишени), так и на свойства исследуемого вещества. Что касается использования ИВЧ в неинвазивной диагностике электронных пучков то, например, при прохождении сгустка заряженных частиц через канал в радиаторе можно получить информацию о продольных размерах сгустка, измеряя спектр когерентного излучения Вавилова–Черенкова (КИВЧ) [67].

Настоящая работа посвящена разработке алгоритмов на основе метода поляризационных токов для расчёта характеристик когерентного поляризационного излучения, включающего излучение Вавилова-Черенкова наряду с переходным или дифракционным излучениями, для исследования ИВЧ/КИВЧ в радиаторах с конечными геометрическими размерами.

Актуальность темы: В мире работает большое число ускорителей заряженных частиц, которые применяются в различных областях науки и отраслях промышленности. Специализированные электронные накопители служат источником синхротронного излучения, которое широко используют в материаловедении, нанотехнологиях, химии, биологии и медицине. В ближайшей перспективе на будущих линейных коллайдерах [68], лазерах на свободных электронах (European X-FEL) [69], лазерно-плазменных ускорителях [70] планируется создавать ультрарелятивистские электронные пучки с фемтосекундной длительностью импульса, которые станут источниками высокоинтенсивного когерентного излучения в дальнем инфракрасном и терагерцовом диапазонах длин волн, что потребует новых методов диагностики продольных размеров пучков подобных установок.

В работах [71, 72] рассматривался механизм КИВЧ, как возможный инструмент, для разработки и создания источников излучения в ТГц и суб-ТГц диапазонах. Схемы таких источников предполагают использование рабочего объёма радиатора, например, в виде призмы [54, 73, 74] для вывода излучения в вакуум. При создании подобных источников излучения, строго говоря, необходимо оценивать влияние симметрии геометрии и параметров мишени (линейные размеры, приводимость, форма и т.д.), электронного пучка (поперечный и продольный профили, первоначальная расходимость) на оптимизацию спектрально-угловых характеристик ИВЧ, выводимого из радиатора в вакуум.

На сегодняшний день отсутствуют относительно простые аналитические методы расчёта спектрально-угловых характеристик ИВЧ, которое генерируется в радиаторах произвольной формы.

Методы, развиваемые авторами статей [56, 57, 75–77], пригодны, как правило, для осесимметричных мишеней и умеренно релятивистских частиц. Кроме того, указанные методы применялись только для некогерентного ИВЧ, т.е. для излучения одиночного заряда.

Метод поляризационных токов, применяемый в диссертационной работе, основанный на макроскопических уравнениях Максвелла, является эффективным инструментом, позволяющим рассчитывать характеристики (поляризацию, интенсивность) различных типов поляризационного излучения (например, некогерентного ИВЧ, а также когерентного ИВЧ) в зоне Фраунгофера (дальняя зона) в широком спектральном диапазоне (от рентгеновского [78–80] до миллиметрового [81] диапазона длин волн) в условиях реального эксперимента, т.е. с учётом характеристик диэлектрических мишеней (включая дисперсию среды) произвольной геометрической формы, например, в пластине [53, 82] и призме [83], дискообразной [84] или конической мишенях [85–87] и т.д., условий пролёта сгустка любой конфигурации (с учётом его первоначальной расходимости) относительно мишени.

Целью работы данной работы является исследование спектрально-угловых характеристик ИВЧ/КИВЧ на основе модернизированного автором метода поляризационных токов от однородных, немагнитных, прозрачных сред при рассмотрении следующих геометрий:

- Параллельный пролёт заряда вблизи диэлектрика с проницаемостью ε и длиной L ;
- Пролёт заряда через наклонную пластину и сопоставление результатов с известной моделью на основе метода изображений [41];
- Пролёт сгустка электронов имеющего первоначальную расходимость в плоскости перпендикулярной поверхности диэлектрика с проницаемостью $\varepsilon(\omega) < 2$;
- Пролёт мононаправленного сгустка электронов через осевой вакуумный канал в коническом диэлектрике;
- Пролёт параллельного электронного пучка, состоящего из ультракоротких асимметричных сгустков электронов с поперечными размерами, превышающими продольный ($\sigma_z \ll \sigma_{x,y}$), через пластину с конечными линейными размерами.

Для достижения поставленной цели в диссертационной работе решены следующие **задачи**:

1. Проведено обобщение метода поляризационных токов для разных типов пространственных геометрий для расчёта характеристик поляризационного излучения от параллельного и расходящегося пучка заряженных частиц.
2. Проведены расчёты и сравнение полученных результатов для распределений интенсивности ИВЧ при параллельном пролёте заряда вблизи бесконечного радиатора и ИВЧ при пролёте заряда через радиатор конечной толщины, имеющего поперечные входную и выходную грани.

3. Проведены теоретические исследования азимутального распределения ИВЧ, возникающего при наклонном пролёте заряда через радиатор с конечной толщиной и безграничными поперечными размерами. Полученные распределения сравниваются с известным результатом В.Е. Пафомова (метод изображений) [41]. Также проведены теоретические исследования когерентного поляризационного излучения (КИВЧ) при наклонном пролёте сгустка заряженных частиц вблизи диэлектрического экрана.
4. На примере конической мишени с внутренним вакуумным каналом проанализировать влияние частотной дисперсии на спектрально-угловые характеристики когерентного поляризационного излучения (КИВЧ) в терагерцовом диапазоне частот и оценена возможность использования подобного механизма для диагностики ультракоротких электронных сгустков.
5. Проведён анализ спектрально-угловых характеристик ИВЧ, возникающего при пролёте параллельного электронного пучка, состоящего из коротких сгустков с асимметричным зарядовым распределением, через радиатора конечной толщины, обладающий как конечными, так и бесконечными поперечными размерами.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При пролёте релятивистского заряда в вакууме параллельно грани радиатора конечной толщины (так называемое дифракционное излучение Вавилова-Черенкова), азимутальное распределение является асимметричным. Интенсивность излучения от входной и выходной грани радиатора конечной толщины может превышать интенсивность излучения для пролёта заряда параллельно грани бесконечного радиатора на несколько порядков.
2. При наклонном пролёте заряда через радиатор с бесконечными поперечными размерами и при наклонном пролёте сгустка частиц в вакууме вблизи радиатора асимметричное распределение ИВЧ/КИВЧ обеспечивает вывод излучения в вакуум даже из «плотной» оптической среды.
3. Диэлектрическая мишень конической формы, материал которой обладает частотной дисперсией в субмиллиметровом диапазоне длин волн, через ось вакуумного канала которой проходит релятивистский мононаправленный электронный сгусток, может использоваться как инструмент невозмущающей диагностики для оценки длины субпикосекундного сгустка.
4. Асимметрия КИВЧ, генерируемого коротким аксиально асимметричным сгустком (повёрнутым относительно направления движения), позволяет проводить диагностику таких сгустков при соответствующем выборе диапазона длин волн.

Научная новизна представленных в диссертации результатов заключается в следующем:

1. Впервые проведено сравнение азимутальных распределений оптического ИВЧ для двух геометрий радиатора: бесконечного радиатора вдоль движения заряда и радиатора с конечной толщиной имеющего поперечные входные и выходные грани и показано, что наличие неоднородностей (входной и выходной грани) приводит к значительному увеличению интенсивности ИВЧ.
2. Впервые получено выражение интенсивности для расчёта азимутального распределения ИВЧ/КИВЧ для наклонного пролёта заряда через диэлектрический радиатор конечной толщины и сгустка заряженных частиц вблизи краёв диэлектрической пластины.
3. Впервые получена выражение для когерентного форм-фактора при наклонном пролёте сгустка, имеющего первоначальную расходимость вблизи радиатора.
4. Впервые получена модель для расчёта спектрально-угловых характеристик КИВЧ, генерируемого сгустком заряженных частиц в конической мишени с вакуумным каналом, обладающая частотной дисперсией в терагерцовом диапазоне длин волн, которая может служить «естественным» спектрометром в диагностике длины сгустка заряженных частиц.
5. Впервые получена модель для расчёта спектрально-угловых характеристик поляризованного излучения (ПИ, ИВЧ), генерируемого мононаправленным сгустком с асимметричным зарядовым распределением в диэлектрической мишени конечных размеров.

Научная и практическая значимость представленных результатов в диссертационной работе: в рамках выполненной диссертационной работы метод поляризационных токов был обобщен на случай когерентного поляризованного излучения сгустка релятивистских заряженных частиц от радиаторов различных геометрических размеров и формы, начиная с прямоугольного параллелепипеда и рассматривая мишень более сложной формы — коническая мишень с вакуумным каналом, материал которой обладает дисперсионными свойствами в субмиллиметровом (терагерцовом) диапазоне. Подобный конический радиатор является «естественным» спектрометром, позволяющий по измеренному угловому распределению КИВЧ определять длину субпикосекундного сгустка электронов. Для создания источника на основе механизма КИВЧ в субмиллиметровом диапазоне длин волн с регулируемыми спектрально-угловыми характеристиками развитый подход позволяет проводить выбор параметров радиатора для электронных сгустков включая асимметричное зарядовое распределение и имеющего первоначальную расходимость.

Достоверность полученных результатов обеспечивается сведением их большей части аналитическими формулами, совпадающими с известными результатами в предельных случаях, а также качественное согласие большинства представленных выводов с результатами экспериментальных исследований.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на международных конференциях и симпозиумах:

- VII, VIII Международная конференция «Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena» («Channeling»), Сирмионе, Италия– 2016 год, Ишия, Италия– 2018 год;
- XII, XIII Международный симпозиум «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures» («RREPS»), Гамбург, Германия– 2017 год, Белгород, Российская Федерация– 2019 год;
- XLVII, XLVIII Международная «Тулиновская конференция по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами», Москва, Российская Федерация– 2017 год, Москва, Российская Федерация– 2018 год;

Личный вклад. Совместно с профессором А.П. Потылицыным было определено направление исследований характеристик КИВЧ в миллиметровом и субмиллиметровом (терагерцовом) спектральных диапазонах, в радиаторах с различными геометрическими размерами. Автор диссертации принимал активное участие в создании моделей, разработке алгоритмов для решения поставленных физических задач, аналитических расчётах, проведении моделирования характеристик КИВЧ для конкретных геометрий радиатора, в анализе полученных результатов и представлении их в виде докладов и публикаций.

Публикации. По результатам диссертации опубликовано 13 работ [85–97]. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 печатных изданиях [85–90], из которых 5 статьи индексируются в международных журналах, входящих в базы данных «Web of Science» и «Scopus» [85, 86, 88–90]. Результаты исследований излагались в полнотекстовом докладе [91], а также в тезисах докладов международных конференций и симпозиумов [92–97].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 100 страницы, включая 44 рисунков, 1 таблицу и список литературы, содержащий 160 наименования.

Глава 1

Метод поляризационных токов

Метод поляризационных токов впервые был освещён в работе [40], в которой рассматривалась фокусировка переходного излучения искривлённой мишенью. Источником излучения при этом принимался ток, индуцированный на поверхности мишени полем заряженной частицы. Физическое представление (обоснование) микроскопической теории генерации поляризационного излучения, возникающее вследствие динамической поляризации атомных электронных оболочек сторонним полем равномерно и прямолинейно движущегося заряда, представлено в работе [24].

В работах [53, 84], авторы обобщили метод поляризационных токов на диэлектрические радиаторы и показали возможность одновременной генерации дифракционного излучения и излучения Вавилова-Черенкова (механизм ChDR) при пролёте заряда вблизи радиатора конечных размеров. Возникающее в среде ИВЧ (если $\beta^2 \varepsilon > 1$) выводится в вакуум через заднюю грань радиатора, перпендикулярная к траектории заряда, при условии $\varepsilon < 2 - \gamma^{-2}$. В этих же работах рассматривалась генерация ПИ и ИВЧ при пролёте заряда через пластину конечной толщины.

Авторы работ [82, 83] обобщили метод для случая наклонного пролёта заряженной частицы вблизи диэлектрических мишеней конечных размеров и проводимости.

В данной главе, опираясь на работы [53, 82, 84], будет рассмотрена концепция метода поляризационных токов для среды с произвольной проводимостью, включая среду с частотной дисперсией. Будет сделано обобщение о возможности расчётов характеристик поляризационного излучения от параллельного и расходящегося пучка заряженных частиц для радиатора-среды с заданными пространственными размерами.

1.1 Магнитное поле поляризационного излучения

Для определения величины излученной энергии поляризационного излучения, найдём магнитное поле этого излучения создаваемое при равномерном и прямолинейном движении заряда в однородной, изотропной, немагнитной среде (магнитная проницаемость $\mu = 1$, используется гауссова система единиц). Для этого решим систему «вакуумных» макроскопических уравнений Максвелла для Фурье-образов полей и поляризационного тока по времени, которая имеет вид

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) - i \frac{\omega}{c} \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{r}, \omega), \\ \operatorname{div} \mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = i \frac{\omega}{c} \mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega), \\ \operatorname{div} \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = 4\pi \rho^{pol}(\mathbf{r}, \omega). \end{cases} \quad (1.1)$$

Плотность поляризационного тока в системе уравнений (1.1) является функцией частоты и координат, и имеет вид [53]

$$\mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \sigma(\mathbf{r}, \omega) \left(\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)) \right). \quad (1.2)$$

Проводимость среды $\sigma(\mathbf{r}, \omega)$ является линейной функцией от диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ и обладает некоторой частотной дисперсией

$$\sigma(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{i\omega}{4\pi} \left(\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) - 1 \right). \quad (1.3)$$

Для немагнитной среды, выражение (1.2) означает, что поле поляризационного излучения генерируется электрическими дипольными моментами (индуцированные внешним источником) вещества с эффективной объемной плотностью (электрическая поляризованность) [22]

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)/(-i\omega) = (\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) - 1)(\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{r}, \omega))/(4\pi). \quad (1.4)$$

Связь плотности заряда $\rho^{pol}(\mathbf{r}, \omega)$ с плотностью тока $\mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)$ определяется с помощью уравнения непрерывности:

$$\operatorname{div} \mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{\partial \rho^{pol}(\mathbf{r}, \omega)}{\partial t} = 0. \quad (1.5)$$

Возьмём векторный дифференциальный оператор (rot) от правой и левой частей первого уравнения системы (1.1) и учтём, что проводимость среды имеет вид (1.2). В результате этой операции получим следующее выражение:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{4\pi}{c} \operatorname{rot} \left(\sigma(\mathbf{r}, \omega) \left(\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)) \right) \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega). \quad (1.6)$$

Раскрывая левую часть уравнения (1.6): $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \nabla(\operatorname{div} \mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)) - \Delta \mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)$, учитывая второе уравнение из системы (1.1) и проводя необходимые математические преобразования, приходим к тому, что в бесконечной однородной среде уравнения Максвелла (1.1) можно привести к виду:

$$\begin{aligned} & \left(\Delta + \varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \right) \mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \\ & = -\frac{4\pi}{c} \left(\sigma(\mathbf{r}, \omega) \operatorname{rot} \mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) - \left(\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) \right) \times \nabla \sigma(\mathbf{r}, \omega) \right), \end{aligned} \quad (1.7)$$

где $\Delta = \nabla^2$ — оператор Лапласа, ∇ — оператор набла (оператор Гамильтона).

В выбранной декартовой системе координат, рассмотрим среду с резкими границами (т.е. считаем, что размер шероховатости поверхности раздела сред много меньше длины волны излучения), для простейшего случая неоднородности — бесконечная плоская граница раздела между вакуумом и средой перпендикулярна оси z . В таком случае, пространственная зависимость проводимости $\sigma(\mathbf{r}, \omega)$ для однородной среды может быть описана ступенчатой функцией $\Xi_{\text{step}}(z)$ — единичной функцией Хэвисайда:

$$\sigma(\mathbf{r}, \omega) = \Xi_{\text{step}}(z) \sigma(\omega). \quad (1.8)$$

Используя выражение (1.8), второе слагаемое в правой части уравнения (1.7) запишется в виде:

$$\left(\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)\right) \times \nabla \sigma(\mathbf{r}, \omega) = \sigma(\omega) \delta(z) \left(\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)\right) \times \mathbf{n}, \quad (1.9)$$

$\mathbf{n} = \{0; 0; 1\}$ — единичный вектор нормали к границе раздела сред, δ — дельта-функция Дирака. В этом случае последнее слагаемое в правой части уравнения (1.7) отлично от нуля лишь на границе раздела, где выполняются граничное условие непрерывности тангенциальных компонент поля $\left(\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{E}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)\right) \times \mathbf{n}|_{z=0} = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) \times \mathbf{n}$. Данное условие будет справедливым и для более сложных поверхностей (например, мишень заданной формы, окруженная вакуумом). В этом случае пространственная зависимость проводимости имеет более сложный вид: $\Xi_{\text{step}}(z) \rightarrow \Xi_{\text{step}}(f(\mathbf{r}))$, но граничные условия всё ещё выполняются на каждой из граней мишени и приводит к тому, что в правой части уравнения (1.7) остаётся вклад только «внешнего» электрического поля $\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega)$. Выражение (1.7) с учётом граничных условий является волновым уравнением Гельмгольца, частное решение которого можно записать в виде точного решения уравнения Максвелла [98].

Решением уравнения (1.7) будет являться Фурье-образ в координатном и частотном представлении магнитного поля поляризационного излучения в среде, которое будет определяться областью, занимаемой поляризационным током, индуцированным Фурье-компонентой внешнего электрического поля заряженной частицы [53]

$$\mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{c} \left[\nabla \times \int_{V_T} \mathbf{j}_0^{pol}(\mathbf{r}', \omega) \frac{e^{i\sqrt{\varepsilon(\omega)}\omega|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/c}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' \right], \quad (1.10)$$

где V_T — объём мишени (область занимаемая поляризационным током $\mathbf{j}_0^{pol}(\mathbf{r}', \omega) = \sigma(\omega)\mathbf{E}^0(\mathbf{r}', \omega)$), $\mathbf{r}' = \{x'; y'; x'\}$ — радиус-вектор определяющий координаты мишени, $\mathbf{r} = r\mathbf{e}$ — радиус-вектор определяющий координаты наблюдателя, $\mathbf{e} = \{\sin \Theta \sin \phi; \sin \Theta \cos \phi; \cos \Theta\}$ — единичный вектор, направленный в точку наблюдения, Θ — полярный угол в среде, ϕ — азимутальный угол. Интегрирование в выражении (1.10) проводится по всему объёму мишени.

С учётом вторичных полей в плотности поляризационного тока (1.2), из уравнения (1.10) (решение вакуумных макроскопических уравнений Максвелла) видно, что в аргументе экспоненциальной функции появляется $\sqrt{\varepsilon(\omega)}$. Физически эта процедура означает, что вклад вторичных полей приводит к «перенормировке» собственного поля заряда оказывающего влияние на каждый атом и молекулу вещества и экранирования поля заряда рядом отстоящих соседних атомов вещества, что и учитывает влияние диэлектрической проницаемости, как макроскопический эффект взаимодействия поля частицы со всей средой в целом. Математически это формально приводит к замене вакуумного волнового числа ω/c и полного поля $\mathbf{E}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega)$ на волновое число $\sqrt{\varepsilon(\omega)}\omega/c$ рассматриваемой среды и собственного поля заряда $\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega)$.

Раскрывая операцию векторного дифференциального оператора в уравнение (1.10) получаем:

$$\mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{c} \int_{V_T} \left[\mathbf{e} \times \mathbf{j}_0^{pol}(\mathbf{r}', \omega) \right] \left(ik - \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \frac{e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}', \quad (1.11)$$

$k = \sqrt{\varepsilon(\omega)}\omega/c$ — волновой вектор поляризованного излучения в среде, $\mathbf{e} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$.

Интерес представляет поле поляризованного излучения (1.11) на далёких расстояниях от траектории частицы. В зоне Фраунгофера (волновая зона) источник излучения может считаться точечным, если расстояние $|\mathbf{r}| \gg |\mathbf{r}'|$ и если соблюдается соотношения [84]:

$$\begin{cases} r \gg \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{\varepsilon(\omega)}}, \\ r \gg r'_{eff}, \end{cases} \quad (1.12)$$

где величина r'_{eff} даёт основной вклад в интеграл (1.11) и определяет эффективный размер области вещества занимаемый поляризационными токами.

Для релятивистской заряженной частицы, которая движется в вакууме, величина $r'_{eff} \propto \beta\gamma\lambda$. В вакууме вместо условия (1.12) дальняя зона определяется из условия, что область излучения находится от наблюдателя на расстоянии $r \gg \gamma^2\lambda$. В противном случае $r \ll \gamma^2\lambda$ говорят о ближней зоне [99]. В этом случае размерами источника поляризованного излучения нельзя пренебрегать.

Если выполняются условия (1.12) и $|\mathbf{r}| \gg |\mathbf{r}'|$, в выражении (1.11) $1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx 1/r$ и раскладывая $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ в показателе экспоненты в ряд по степеням r' и пренебрегая членами второго порядка малости, то экспонента в волновой зоне примет следующий вид

$$\frac{e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \longrightarrow \frac{e^{ikr}}{r} e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}')}, \quad (1.13)$$

и в итоге выражение (1.11) для Фурье-компоненты магнитного поля поляризованного тока будет описывать поперечное поле излучения в веществе

$$\mathbf{H}^{pol} \approx \mathbf{H}^R(r, \omega) = \frac{i}{c} \frac{e^{i\sqrt{\varepsilon(\omega)}\omega r/c}}{r} \left[\mathbf{k} \times \int_{V_T} \sigma(\omega) \mathbf{E}^0(\mathbf{r}', \omega) e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}')} d^3\mathbf{r}' \right]. \quad (1.14)$$

Магнитное поле поляризованного излучения (1.14) имеет вид сферической волны, так как получено в предположении расположения наблюдателя в волновой зоне. Так как на больших расстояниях от источника излучения кривизна волнового фронта сферической волны порядка $1/r$, то Фурье-компоненты электрического и магнитного полей на частоте ω связаны таким же соотношениями, как и поля в плоской волне

$$\mathbf{E}^{pol}(r, \omega) \approx \mathbf{E}^R(r, \omega) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\omega)}} \left[\mathbf{H}^R(r, \omega) \times \mathbf{e} \right]. \quad (1.15)$$

Фурье-компонента электромагнитного поля движущегося заряда может быть представлено, как эквивалент электромагнитного поля совокупности неподвижных, наведённых диполей, расположенных вдоль траектории движения заряда [41]. Излучающие диполи могут

быть сосредоточены вблизи поверхности раздела (хорошие проводники), и их электромагнитное поле излучения вблизи поверхности не соответствует зоне Фраунгофера, из-за чего невозможно использовать законы преломления Френеля на границе раздела сред. Для корректного решения задачи о преломлении электромагнитной волны из среды в вакуум необходимо использовать теорему взаимности [100], которая определяется соотношением

$$\left(\mathbf{E}^{R(vac)}(\mathbf{r}, \omega), \mathbf{d}^{(vac)}\right) = \left(\mathbf{E}^{R(m)}(\mathbf{r}, \omega), \mathbf{d}^{(m)}\right), \quad (1.16)$$

позволяющая рассматривать излучение, выходящее из материала мишени заданного профиля, как процесс преломления сферической волны на границе мишени в вакуум, соответствующее излучению зоне Фраунгофера [53], где $\mathbf{E}^{R(vac)}(\mathbf{r}, \omega)$ — искомое поле излучения в вакууме, создаваемое диполем с моментом \mathbf{d} , расположенным в среде, $\mathbf{E}^{R(m)}(\mathbf{r}, \omega)$ — поле излучения в среде, создаваемое таким же диполем, расположенным в вакууме далеко от границы раздела (в волновой зоне). Дипольный момент \mathbf{d} ориентирован вдоль оси z , которая перпендикулярна поверхности, через которую выходит излучение. Физически такая ориентация означает, что тонкий проводящий экран на больших расстояниях является двойным слоем. Учитывая, что вектор $\mathbf{E}^{R(m)}(\mathbf{r}, \omega)$ перпендикулярен единичному вектору \mathbf{e} , и что для напряженности электрического и магнитного полей сферической электромагнитной волны в среде выполняется равенство: $|\mathbf{E}^{R(m)}(\mathbf{r}, \omega)| = \varepsilon(\omega)^{-1/2} |\mathbf{H}^{R(m)}(\mathbf{r}, \omega)|$, а также связь «вакуумного» угла θ и угла в среде Θ через закон Снеллиуса, модуль электрического поля излучения в вакууме будет определяться [84]:

$$\left|\mathbf{E}^{R(vac)}(r, \omega)\right| = \left|\frac{\sin \Theta}{\sin \theta} \mathbf{E}^{R(m)}(r, \omega)\right| = \left|\frac{\mathbf{E}^{R(m)}(r, \omega)}{\sqrt{\varepsilon(\omega)}}\right| = \left|\frac{\mathbf{H}^{R(m)}(r, \omega)}{\varepsilon(\omega)}\right|. \quad (1.17)$$

В сферической системе координат «вакуумные» углы θ, ϕ и углы Θ, Φ в среде волнового вектора \mathbf{k} поля поляризационного излучения связаны законом Снеллиуса (излучение распространяется в полупространство $z > 0$)

$$\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} \left\{ \sin \theta \sin \phi; \sin \theta \cos \phi; \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta} \right\} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} \left\{ \sin \Theta \sin \phi; \sin \Theta \cos \phi; \cos \Theta \right\}. \quad (1.18)$$

Таким образом, задача нахождения Фурье-компоненты магнитного поля поляризационного излучения (1.14) в зависимости какие линейные размеры имеет радиатор (безграничные размеры в поперечных направлениях и конечный размер в направлении оси z' , безграничный размер в одном из поперечном направлении и конечные размеры, например, вдоль осей y', z' , полностью конечные размеры в направлении всех трёх осей x', y', z') будет сводиться к определению соответствующей Фурье-компоненты собственного электрического поля заряженной частицы, которое индуцирует поляризационный ток в среде.

1.2 Электрическое поле сгустка заряженных частиц для различных линейных размеров радиатора

1.2.1 Фурье-компонента $\mathbf{E}_b^0(k_x, k_y, z', \omega)$ электрического поля сгустка заряженных частиц для безграничного в поперечном направлении радиатора

Рассмотрим ансамбль, состоящий из N ($N \gg 1$) невзаимодействующих друг с другом частиц с зарядом e , который является моноэнергетическим и мононаправленным при произвольном распределении точечных заряженных частиц в сгустке. В выбранной декартовой системе координат заряженные частицы движутся в безграничной среде вдоль оси z' с постоянной скоростью $\mathbf{v}_j = \mathbf{v} = \beta c \{0; 0; 1\}$, j — порядковый номер частицы ($j = 1, \dots, N$). Полный Фурье-образ электрического поля ансамбля для полностью безграничной среды, выраженный через плотность тока сгустка, представляет собой суперпозицию плоских волн с частотами определяемые дисперсионным уравнением $\omega = \mathbf{v}_j \mathbf{k}$ и имеет вид

$$\mathbf{E}_b^0(\mathbf{k}, \omega) = \frac{ie}{2\pi^2\omega} \sum_{j=1}^N \frac{\mathbf{v}_j \omega^2 / c^2 - \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{v}_j)}{k^2 - \omega^2 / c^2} \delta(\omega - \mathbf{v}_j \mathbf{k}) \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{r}_j), \quad (1.19)$$

где множитель

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{r}_j) = \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_j) = \exp\left(-i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}(x_j \sin \Theta \sin \phi + y_j \sin \Theta \cos \phi + z_j \cos \Theta)\right) \quad (1.20)$$

является структурным фактором, определяющим характер интерференции поляризованного излучения от ансамбля заряженных частиц заданной структуры и формы, $\mathbf{r}_j = \{x_j; y_j; z_j\}$ — радиус вектор j -ой частицы, который отсчитывается от центра масс ансамбля, суммирование проводится по всем частицам ансамбля.

Выполняя обратное Фурье-преобразование по волновому вектору k_z от полного Фурье-образа электрического поля сгустка (1.19)

$$\mathbf{E}_b^0(k_x, k_y, z', \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_b^0(\mathbf{k}, \omega) \exp(ik_z z') dk_z \quad (1.21)$$

получаем одномерную, монохроматическую Фурье-компоненту электрического поля *мононаправленного* (т.е. не имеющего первоначальную расходимость) сгустка $\mathbf{E}_b^0(k_x, k_y, z', \omega)$ для безграничного в поперечном направлении радиатора, но конечного вдоль направления движения (т.е. конечного вдоль оси z'):

$$\mathbf{E}_b^0(k_x, k_y, z', \omega) = -\frac{ie}{2\pi^2\beta c} \sum_{j=1}^N \frac{\{k_x, k_y, \omega\gamma^{-2}/\beta c\}}{(k_x^2 + k_y^2 + (\omega/\beta c\gamma)^2)} e^{i\frac{\omega z'}{\beta c}} \mathbb{S}(k_x, k_y, r_j). \quad (1.22)$$

Из формулы (1.22) видно, что Фурье-компонента электрического поля мононаправленного сгустка отличается от Фурье-компоненты $\mathbf{E}^0(k_x, k_y, z', \omega)$ электрического поля одиночной заряженной частицы, полученной в работе [53], произведением последней на Фурье-компоненту структурного фактора

$$\mathbb{S}(k_x, k_y, r_j) = \exp(-i[k_x x_j + k_y y_j + \omega z_j / \beta c]). \quad (1.23)$$

Если же заряженные частицы сгустка в декартовой системе координат движутся равномерно с постоянной скоростью $\mathbf{v}_j = \{v_{xj}; v_{yj}; v_{zj}\}$ в произвольном направлении относительно центра масс сгустка, тогда одномерная Фурье-компонента электрического поля сгустка определяется как

$$\mathbf{E}_{b_{div}}^0(k_x, k_y, z', \omega) = -\frac{ie}{2\pi^2} \sum_{j=1}^N \frac{\mathbf{L}_j \exp\left(i \frac{(z'-z_j)(\omega - k_x v_{xj} - k_y v_{yj})}{v_{zj}} - ik_y y_j - ik_x x_j\right)}{(k_x^2 + k_y^2 - \omega^2/c^2) v_{zj}^2 + (\omega - k_y v_{yj} - k_x v_{xj})^2}, \quad (1.24)$$

где векторная часть Фурье-компоненты электрического поля сгустка обозначена $\mathbf{L}_j = \{v_{zj}(k_x - v_{xj}\omega/c^2); v_{zj}(k_y - v_{yj}\omega/c^2); \omega - k_x v_{xj} - k_y v_{yj} - v_{zj}^2\omega/c^2\}$.

Для сравнения с уже ранее полученными результатами другими авторами в дальнейшем будем считать, что заряженные частицы сгустка движутся равномерно с постоянной скоростью $\mathbf{v}_j = \{0; v_{yj}; v_{zj}\} = \beta c \{0; -\sin \alpha_j; \cos \alpha_j\}$ в выбранной декартовой системе координат так, что в плоскости $y'z'$ каждая частица имеет свой угол пролёта α отсчитываемый от оси z' (положительный угол отсчитывается против часовой стрелки), тогда Фурье-компонента электрического поля сгустка имеющего первоначальную расходимость в плоскости $y'z'$ запишется

$$\mathbf{E}_{b_{div}}^0(k_x, k_y, z', \omega) = -\frac{ie}{2\pi^2} \sum_{j=1}^N \frac{\mathbf{Lz}_j \exp\left(i \frac{(z'-z_j)(\omega - k_y v_{yj})}{v_{zj}} - ik_y y_j - ik_x x_j\right)}{(k_x^2 + k_y^2 - \omega^2/c^2) v_{zj}^2 + (\omega - k_y v_{yj})^2}, \quad (1.25)$$

где обозначено $\mathbf{Lz}_j = \{k_x v_{zj}; v_{zj}(k_y - v_{yj}\omega/c^2); \omega - k_y v_{yj} - v_{zj}^2\omega/c^2\}$ — векторная часть Фурье-компоненты электрического поля сгустка.

1.2.2 Фурье-компонента $\mathbf{E}_b^0(k_x, y', z', \omega)$ электрического поля сгустка для радиатора с конечными размерами по осям y', z'

Выполняя обратное Фурье-преобразование по волновому вектору k_y от Фурье-компоненты электрического поля сгустка $\mathbf{E}_b^0(k_x, k_y, z', \omega)$ (1.22) при помощи вычета с учётом теоремы Коши и леммы Жордана находим двумерную, монохроматическую Фурье-компоненту электрического поля *мононаправленного* сгустка:

$$\mathbf{E}_b^0(k_x, y', z', \omega) = -\frac{ie}{2\pi\beta c\mathcal{K}} \sum_{j=1}^N \mathbf{H}_j \exp\left(i \frac{\omega(z' - z_j)}{\beta c} - \frac{\omega\mathcal{K}|y' - y_j|}{\gamma\beta c} - i \frac{\omega x_j \sqrt{\varepsilon(\omega)} e_x}{c}\right), \quad (1.26)$$

где используется обозначения $\mathcal{K} = \sqrt{1 + \varepsilon(\omega) (\beta\gamma e_x)^2}$, векторная часть выражения (1.26) записана как $\mathbf{H}_j = \left\{ \beta\gamma \sqrt{\varepsilon(\omega)} e_x; i \text{sign}(y' - y_j) \mathcal{K}; \gamma^{-1} \right\}$, sign — кусочно-постоянная функция действительного аргумента (знаковая функция)

$$\text{sign}(y' - y_j) = \begin{cases} +1, & y' > y_j, \\ -1, & y' < y_j. \end{cases} \quad (1.27)$$

Тоже самое, выполняя обратное Фурье-преобразование по волновому вектору k_y от Фурье-компоненты электрического поля сгустка (1.25), получаем двумерную, монохроматическую Фурье-компоненту электрического поля сгустка, имеющего первоначальную расходимость в плоскости $y'z'$

$$\mathbf{E}_{b_{div}}^0(k_x, y', z', \omega) = -\frac{ie}{2\pi\beta c\mathcal{K}} \sum_{j=1}^N \mathbf{T}_j \exp\left(i\frac{\omega(z' - z_j) \cos \alpha_j}{\beta c}\right) \times \\ \exp\left(-i\frac{\omega(y' - y_j) \sin \alpha_j}{\beta c} - \frac{\omega |(y' - y_j) \cos \alpha_j + (z' - z_j) \sin \alpha_j| \mathcal{K}}{\beta c\gamma}\right) \exp\left(-i\frac{\omega x_j \sqrt{\varepsilon(\omega)} e_x}{c}\right), \quad (1.28)$$

где векторная часть выражения (1.28) имеет вид $\mathbf{T}_j = \left\{ \beta\gamma\sqrt{\varepsilon(\omega)}e_x; i\mathcal{S} \cos \alpha_j \mathcal{K} - \gamma^{-1} \sin \alpha_j; \gamma^{-1} \cos \alpha_j + i\mathcal{S} \sin \alpha_j \mathcal{K} \right\}$, знаковая функция обозначена $\mathcal{S} = \text{sign}[(y' - y_j) \cos \alpha_j + (z' - z_j) \sin \alpha_j]$

$$\mathcal{S} = \begin{cases} +1, & y' > y_j - (z' - z_j) \tan \alpha_j, \\ -1, & y' < y_j - (z' - z_j) \tan \alpha_j. \end{cases} \quad (1.29)$$

Для случая, когда одиночный заряд пролетает через начало декартовой системы координат ($x_1 = y_1 = z_1 = 0, N = 1$ — заряд находящийся в центре масс сгустка) выражение (1.28) переходит в формулу электрического поля для наклонного пролёта заряда, которая была получена в работе [82]. Для случая, когда заряд в декартовой системе имеет координаты $x_1 = z_1 = 0, y_1 = h$ выражение (1.26) переходит в формулу электрического поля для нормального пролёта одиночного заряда вблизи мишени на расстоянии h [53].

Знаковые функции (1.27) и (1.29), определяют знак векторной части Фурье-компоненты электрического поля сгустка в зависимости от положение мишени-среды относительно траектории заряженных частиц сгустка. Для выполнения условий (1.27) и (1.29) необходимо, чтобы поперечные размеры мишени вдоль оси y' были много больше размеров по оси z' , а также чтобы для продольного z_j и поперечного y_j распределений заряженных частиц от центра масс сгустка выполнялось условие $|y'| > |z_j|, |y'| > |y_j|$, что автоматически приводит к выполнению вышеупомянутых условий, при малых углах пролёта $\alpha_j \ll \pi/2$ относительно оси z' .

1.2.3 Фурье-компонента $\mathbf{E}_b^0(\mathbf{r}', \omega)$ электрического поля сгустка для радиатора с конечными размерами

Выполняя обратное Фурье-преобразование по волновому вектору k_x и k_y от Фурье-компоненты электрического поля сгустка (1.22) в цилиндрической системе координат получается выражение для трёхмерной, монохроматической Фурье-компоненты электрического

поля мононаправленного сгустка в декартовой системе координат

$$\mathbf{E}_b^0(\mathbf{r}', \omega) = \frac{e\omega}{\pi\gamma(\beta c)^2} \sum_{j=1}^N \left(\frac{\{X_j, Y_j, 0\} K_1 \left(\frac{\omega\sqrt{X_j^2+Y_j^2}}{\beta c\gamma} \right)}{\sqrt{X_j^2+Y_j^2}} - \frac{i\{0, 0, 1\} K_0 \left(\frac{\omega\sqrt{X_j^2+Y_j^2}}{\beta c\gamma} \right)}{\gamma} \right) e^{i\omega(z'-z_j)/\beta c}, \quad (1.30)$$

где $K_{0,1}(x)$ функцией Макдональда нулевого и первого порядков, соответственно, $X_j = x' - x_j$, $Y_j = y' - y_j$.

При пролёте одного заряда ($N = 1, x_1 = y_1 = z_1 = 0$) через начало координат (вектор скорости направлен вдоль оси z') выражение (1.30) переходит в известное выражение пространственно-монокроматическую Фурье-компоненту электрического поля заряженной частицы заряда в лабораторной системе координат [101]

$$\mathbf{E}^0(\mathbf{r}', \omega) = \frac{e\omega}{\pi\gamma(\beta c)^2} \left(\frac{\{x', y', 0\} K_1 \left(\frac{\omega\sqrt{x'^2+y'^2}}{\beta c\gamma} \right)}{\sqrt{x'^2+y'^2}} - \frac{i\{0, 0, 1\} K_0 \left(\frac{\omega\sqrt{x'^2+y'^2}}{\beta c\gamma} \right)}{\gamma} \right) e^{i\omega z'/\beta c}. \quad (1.31)$$

1.3 Спектрально-угловая плотность энергии поляризованного излучения

На далёких расстояниях энергия электромагнитного поля поляризованного излучения в вакууме испускаемая в телесный угол $d\Omega$ в направлении вектора \mathbf{e} в интервале частот $d\omega$ будет определяться по формуле [53]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} &= cr^2 \left| \mathbf{E}^{R(vac)} \right|^2 = \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \Big|_{\parallel} + \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \Big|_{\perp} = \\ &= \frac{cr^2}{|\varepsilon(\omega)|^2} \left(\left| \sqrt{\varepsilon(\omega)} F_E \right|^2 \left| H_{\parallel}^{R(m)}(r, \omega) \right|^2 + \left| F_H \right|^2 \left| H_{\perp}^{R(m)}(r, \omega) \right|^2 \right). \end{aligned} \quad (1.32)$$

Напряжённость магнитного поля поляризованного излучения в среде разложена на компоненты поля в плоскости падения электромагнитной волны на границу раздела сред

$$H_{\parallel}^{R(m)}(r, \omega) = \sqrt{H_z^{R(m)2} + \left(H_x^{R(m)} \sin \phi + H_y^{R(m)} \cos \phi \right)^2} \quad (1.33)$$

и в перпендикулярной плоскости

$$H_{\perp}^{R(m)}(r, \omega) = H_x^{R(m)} \cos \phi - H_y^{R(m)} \sin \phi. \quad (1.34)$$

Коэффициенты преломления Френеля F_H , F_E для одной плоской и бесконечной границы раздела сред определяются известными выражениями

$$\begin{cases} F_H = \frac{2\varepsilon(\omega) \cos \theta}{\varepsilon(\omega) \cos \theta + \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta}}, \\ F_E = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta}}. \end{cases} \quad (1.35)$$

Стоит отметить, что поляризационные характеристики излучения полностью определяются компонентами магнитного поля излучения $\{H_x^{R(m)}; H_y^{R(m)}; H_z^{R(m)}\}$, которые позволяют вычислить параметры Стокса для любого направления излучения, а степень поляризации излучения будет меняться в зависимости от коэффициентов Френеля [102].

Выражение (1.32) учитывает выход поляризационного излучения в вакуум из выходной грани перпендикулярная оси z' и не учитывает переотражения электромагнитных волн внутри мишени и преломление поляризационного излучения на гранях перпендикулярных осям x' , y' в декартовой системе координат. Расчёты по выражению (1.32) с учётом коэффициентов Френеля (1.35) возможны, если выполняются следующие соотношения между продольным z' и поперечными x' , y' геометрическими размерами радиатора

$$z' \ll \begin{cases} \gamma\lambda, & \text{при } (x', y') \gg \gamma\lambda, \\ (x', y'), & \text{при } (x', y') \leq \gamma\lambda. \end{cases} \quad (1.36)$$

Так как метод поляризационных токов описывается макроскопическими уравнениями Максвелла стоит отметить условия применимости такого подхода. Автор работы [103], рассматривая механизм переходного излучения для заряда пересекающего поверхность раздела двух сред, перпендикулярной оси z' , со скоростью $\mathbf{v} = \{v_x; v_y; v_z\}$, описал критерии применимости макроскопического подхода:

$$kb_0 \ll 1, \quad (1.37)$$

$$\left(\omega - k_x v_x - k_y v_y\right) \frac{b_0}{v_z} \ll 1, \quad (1.38)$$

b_0^{-1} — обратное межатомное расстояние.

Малость величины волнового вектора \mathbf{k} излученной электромагнитной волны по сравнению с обратным межатомным расстоянием b_0^{-1} (1.37) является основным условие. При невыполнении условия (1.38) даже при выполнении (1.37) макроскопическое рассмотрение становится некорректным. Нарушение условия (1.38) происходит тогда, когда компонента скорости v_z частицы мала (нерелятивистские энергии) или при скользящем пролёте (скорость заряда практически параллельна плоскости раздела сред).

В работе [104] были отмечены факторы и условия (высокие температуры, сверхпроводимость вещества, сильные высокочастотные электромагнитные поля, среда является плазмой, носит газообразный и неоднородный характер) влияющие на линейный характер зависимости в уравнении (1.2) плотности поляризационного тока $\mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega)$ от напряжённости электрических полей $\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega)$ и $\mathbf{E}^{pol}(\mathbf{j}^{pol}(\mathbf{r}, \omega))$.

Для того, чтобы поляризация среды возбуждалась заряженной частицей, при движении через неё (или вблизи неё), необходимо, чтобы толщина L слоя среды вдоль траектории заряда была больше чем величина v/ω_a , поскольку время поляризации атомов среды имеет порядок ω_a^{-1} [21].

Дополнительные ограничения модели поляризационных токов, будут определяться в последующих главах данной работы только исходными условиями конкретной модельной за-

дачи (тип геометрии радиатора, условия пролёта одной заряженной частицы или сгустка частиц и т.д).

1.4 Обсуждение результатов главы

Рассматриваемый в данной главе метод поляризационных токов, основанный на принципах классической электродинамики и вакуумных уравнениях Максвелла, позволяет в зоне Фраунгофера (волновая зона) определять характеристики (поляризацию, интенсивность) различных типов поляризационного излучения (в том числе когерентного поляризационного излучения) в условиях реального эксперимента, с учётом макроскопических свойств и геометрических размеров радиатора, условий пролёта сгустка с учётом его первоначальной расходимостью. Ограничениями данного метода являются пределы применимости классической электродинамики и определяются конкретной рассматриваемой задачей.

Глава 2

Радиационные потери энергии на излучение Вавилова-Черенкова для различных геометрий радиатора

Традиционно под черенковским механизмом (излучение Вавилова-Черенкова) подразумевается излучение заряда, пролетающего через безграничную, прозрачную среду со скоростью v , превышающей фазовую скорость света в среде c/n [7]. В этом случае потери энергии на ИВЧ в спектральном диапазоне $\lambda \pm \Delta\lambda$ на единицу длины траектории определяется известным образом [4]:

$$\frac{\Delta W_o}{L} = 8\pi^2 \alpha \hbar c \frac{\lambda \Delta\lambda}{(\lambda^2 - \Delta\lambda^2)^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon}\right), \quad (2.1)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, $\hbar c = 0.2 \text{ эВ} \cdot \text{мкм}$ — константа конверсии.

Черенковский механизм реализуется и в случае, когда заряженная частица пролетает в вакууме вблизи диэлектрика [9, 51, 105]. Авторы указанных работ рассматривали задачу, где заряд пролетал вдоль плоской бесконечной среды (см. рисунок 2.1а).

При равномерном и прямолинейном движении заряда параллельно бесконечному и плоскому слою однородного вещества (см. рисунок 2.1а) сохраняется продольная (вдоль скорости заряда) компонента импульса, поэтому невозможна необходимая для выполнения законов сохранения при излучении передача продольного импульса веществу и дифракционное излучение не возникает [106], в отличие от ИВЧ, которое имеет место быть при выполнении условия излучения $\beta^2 \epsilon > 1$.

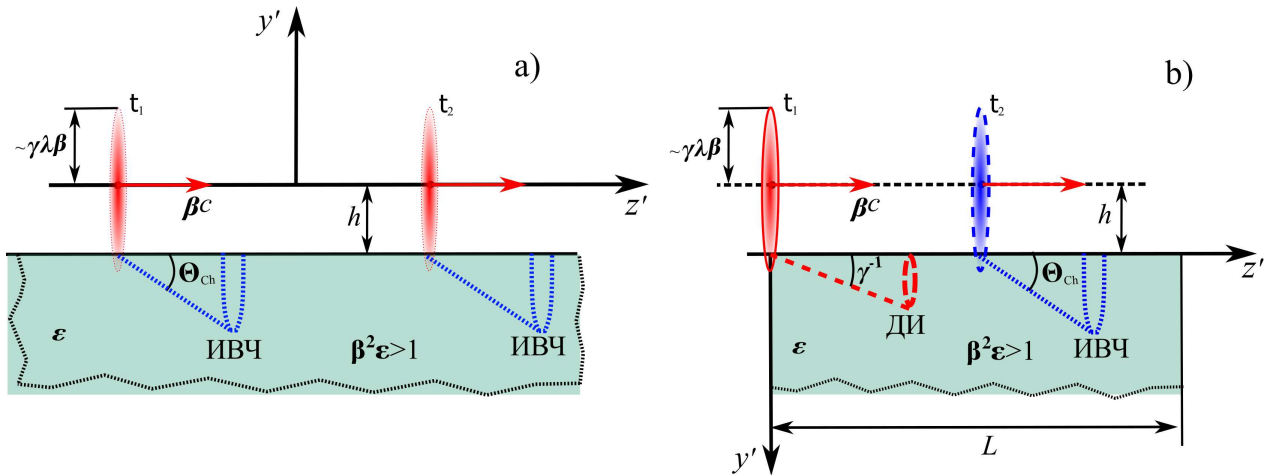


Рисунок 2.1 – Схема генерации ИВЧ для заряда, пролетающего параллельно над плоским радиатором в случае: а) — радиатора бесконечной толщины, б) — радиатора конечной толщины L .

В многочисленных экспериментах, в которых исследовался черенковский механизм излучения, использовались радиаторы конечной толщины [67, 107–110].

При рассмотрении геометрии представленной на рисунке 2.1b (продольные размеры слоя конечны) кулоновское поле релятивистского заряда с поперечным размером $\propto \beta\gamma\lambda$ взаимодействует с неоднородностью в виде передней входной грани радиатора, продольный импульс не сохраняется, поэтому генерирует ДИ, которое, как и ИВЧ, может рассматриваться как проявление единого поляризационного механизма [50]. Излучение возникает в материале радиатора при динамической поляризации электронных оболочек кулоновским полем пролетающего заряда. Очевидно, что в рассматриваемом случае радиационные потери энергии должны формироваться за счёт обоих механизмов излучения (механизм ChDR) [52, 55]. В работе [53] был развит метод (метод поляризационных токов), позволяющий вычислять поле излучения, возбуждаемое пролетающим зарядом для геометрии представленной на рисунке 2.1b.

В данной главе на основе метода поляризационных токов исследуются спектрально-угловые характеристики оптического ИВЧ и радиационные потери энергии заряда через механизм дифракционного излучения Вавилова-Черенкова (ChDR) для радиатора конечной толщины (среда радиатора считается изотропной, немагнитной и прозрачной не обладающей дисперсией) и проводятся их сравнения с механизмом ИВЧ для радиатора с бесконечной толщиной (длиной).

2.1 Радиационные потери энергии на излучение Вавилова-Черенкова для диэлектрического радиатора бесконечной толщины

Рассмотрим радиационные потери энергии на ИВЧ в однородной, немагнитной, прозрачной среде для геометрии, представленной на рисунке 2.1a.

Распределение спектрально-угловой плотности энергии ИВЧ на единицу длины траектории для фиксированного полярного угла излучения $\Theta_{\text{Ch}} = \arccos(1/\beta n)$ записывается в виде [9]:

$$\frac{dW}{dzd\omega d\phi} = -\frac{2\alpha\hbar\omega\xi}{\pi\beta^2c(\varepsilon-1)} \frac{((\varepsilon+1)\xi\sin^2\phi + \varepsilon\gamma^{-2})\cos^2\phi}{((\varepsilon+1)\xi\cos^2\phi - \varepsilon^2\beta^2)} \exp\left(-\frac{2\omega h\sqrt{1+\gamma^2\xi\sin^2\phi}}{\beta c\gamma}\right), \quad (2.2)$$

где $\xi = \varepsilon\beta^2 - 1$, $\omega = 2\pi c/\lambda$, $d\omega = -2\pi c \cdot d\lambda/\lambda^2$, h — расстояние между траекторией заряда и поверхностью радиатора (импакт-параметр). В выражении (2.2) азимутальный угол ϕ отсчитывается от нормали к поверхности радиатора (т.е. от оси y' , см. рисунок 2.1a), вдоль которой движется заряд.

На рисунке 2.2 представлена зависимость азимутальных распределений оптического ИВЧ для кварца с показателем преломления $n = 1.46$ и алмаза $n = 2.43$, рассчитанные по формуле (2.2), для различных значений импакт-параметра при фиксированном значении Лоренц-фактора. Сравнивая азимутальные распределения ИВЧ двух представленных веществ видно, что нарушение аксиальной симметрии в подобной геометрии (см. рисунок 2.1a), ведёт к азимутальной асимметрии ИВЧ. С увеличением импакт-параметра распределение интенсив-

ности по азимуту значительно сужается. При этом для фиксированного значения импакт-параметра с увеличением показателя преломления распределение интенсивности по азимуту также сужается и растёт по величине (см. рисунок 2.2a,b).

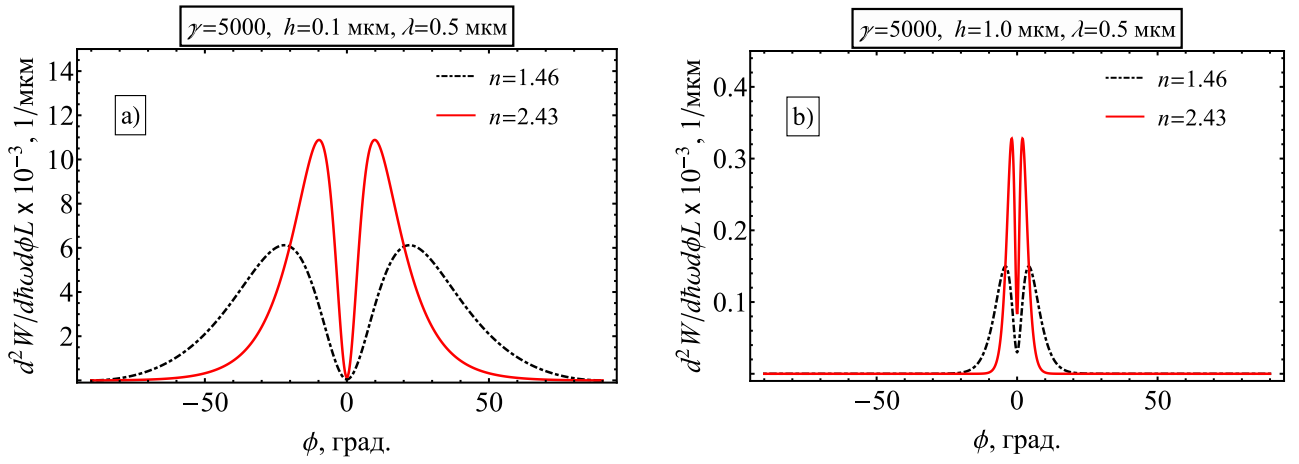


Рисунок 2.2 – Азимутальные распределения интенсивности оптического ИВЧ на единицу длины для различной оптической плотности среды радиатора ($n = 1.46$ – кварц, $n = 2.43$ – алмаз) при различных значениях импакт-параметра а) $h = 0.1$ мкм и б) $h = 1.0$ мкм.

На рисунке 2.3 приведены зависимости азимутальных распределений ИВЧ для кварца с показателем преломления $n = 1.46$ (см. рисунок 2.3a) и алмаза $n = 2.43$ (см. рисунок 2.3b), рассчитанные по формуле (2.2), для различных значений Лоренц-фактора заряженной частицы. С ростом Лоренц-фактора при фиксированном значении импакт-параметра интенсивность излучения в плоскости $x'z'$ (т.е. угол $\phi = 0^\circ$) стремится к нулю.

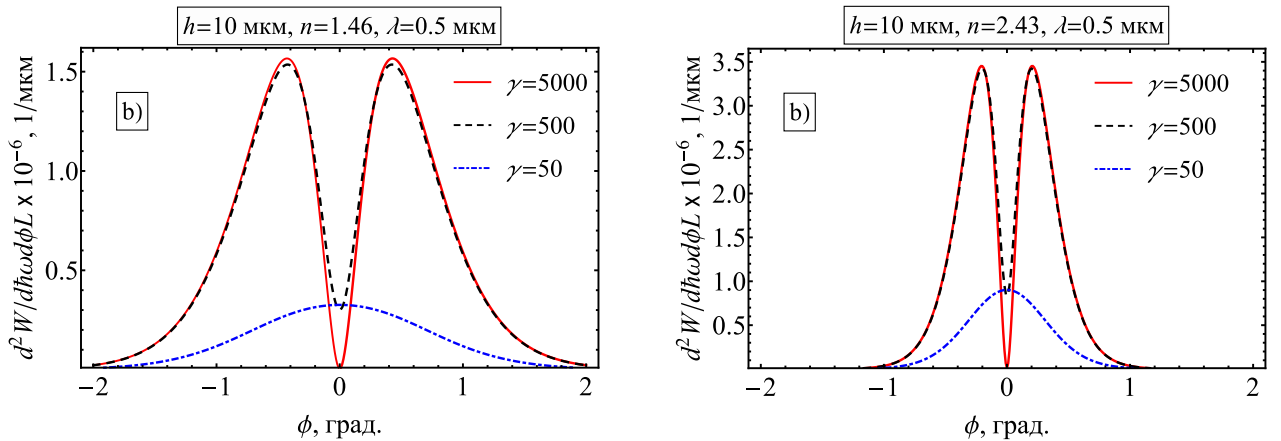


Рисунок 2.3 – Азимутальные распределения интенсивности оптического ИВЧ на единицу длины для различных значений Лоренц-фактора частицы при фиксированном значении импакт-параметра и при различных значениях оптической плотности среды а) $n = 1.46$ и б) $n = 2.43$.

Чтобы получить потери энергии на ИВЧ, аналогичные формуле (2.1), необходимо проинтегрировать выражение (2.2) по азимутальному углу и соответствующему диапазону длин

волн. Радиационные потери энергии на единицу длины из (2.2) можно представить в виде

$$\frac{\Delta W}{L} = \frac{8\pi\alpha\hbar c (\varepsilon\beta^2 - 1)}{\beta^2 (\varepsilon - 1)} \int_{\lambda_{min}=\lambda-\Delta\lambda}^{\lambda_{max}=\lambda+\Delta\lambda} \frac{I}{\lambda^3} d\lambda, \quad (2.3)$$

$$I = \int_{\phi_{min}}^{\phi_{max}} \frac{((\varepsilon + 1)(\varepsilon\beta^2 - 1) \sin^2 \phi + \varepsilon\gamma^{-2}) \cos^2 \phi}{((\varepsilon + 1)(\varepsilon\beta^2 - 1) \cos^2 \phi - \varepsilon^2\beta^2)} \exp\left(-\frac{2\omega h \sqrt{1 + \gamma^2(\varepsilon\beta^2 - 1) \sin^2 \phi}}{\beta c \gamma}\right) d\phi. \quad (2.4)$$

Автор работы [111] из выражения (2.3) получил аналитическую оценку полных потерь энергии на ИВЧ (т.е. потери энергии в спектральном — $\lambda = (0, \infty)$ и азимутальном — $\phi = (\phi_{min}, \phi_{max}) = (-90^\circ, 90^\circ)$ диапазонах) на единицу пройденного пути зарядом вдоль поверхности радиатора бесконечной толщины (среда является прозрачной и не обладает дисперсией). Полные радиационные потерь энергии на ИВЧ будут обратно пропорциональны квадрату импакт-параметра ($\propto 1/h^2$, см. выражение (2.5))

$$\frac{\Delta W}{L} = -\frac{\alpha\hbar c}{2h^2(\varepsilon - 1)} \left(\frac{\gamma^2\varepsilon - \sqrt{(\varepsilon - 1)(\gamma^2 + \varepsilon)}}{\sqrt{(\gamma^2 - 1)(\gamma^2 + \varepsilon)}} - 1 \right). \quad (2.5)$$

На рисунке 2.4 показано, что полные радиационные потери энергии на ИВЧ численно рассчитанные по формуле (2.3) и выражению (2.5) являются тождественными, как для кварца (см. рисунок 2.4a) так и для алмаза (см. рисунок 2.4b) при интегрирование выражения (2.4) по азимутальному углу $\phi = (-90^\circ, 90^\circ)$ и формулы (2.3) во всём спектральном диапазоне $\lambda = (0, \infty)$. Интегрируя выражение (2.4) по азимутальному углу в диапазоне $\phi = (-5^\circ, 5^\circ)$ потери энергии на ИВЧ численно рассчитанные по формуле (2.3), соответственно, имеют меньшее значения по сравнению с потерями вычисленными по выражению (2.5). Другими словами, полные радиационные потери энергии на ИВЧ будут зависеть от рассматриваемого диапазона азимутального угла.

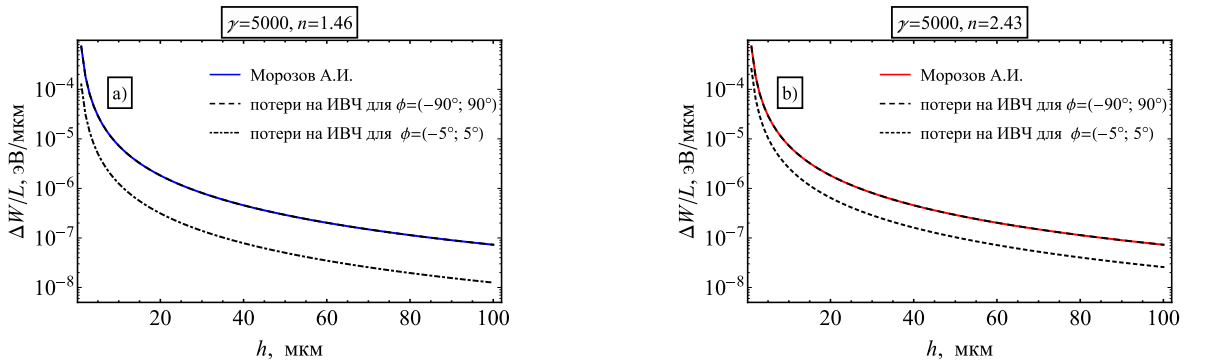


Рисунок 2.4 – Сравнение полных радиационных потерь энергии ИВЧ на единицу длины для радиатора бесконечной толщины из кварца а) $n = 1.46$ и алмаза б) $n = 2.43$, рассчитанных по выражению (2.3) и (2.5) в зависимости от импакт-параметра для различных диапазонов азимутального угла.

На рисунке 2.5 приведены отношения радиационных потерь, рассчитанные через традиционный механизм ИВЧ по формуле (2.1) и для радиатора бесконечной толщины по формуле (2.3) после интегрирования выражения (2.4) по азимутальному углу $\phi = (-90^\circ; 90^\circ)$, в

зависимости от импакт-параметра для различных значений Лоренц-фактора. Расчёт проводился для следующих параметров: $L = 50$ мкм, $\lambda = 0.5$ мкм, $\Delta\lambda = 0.1$ мкм, кварц ($n = 1.46$), алмаз ($n = 2.43$).

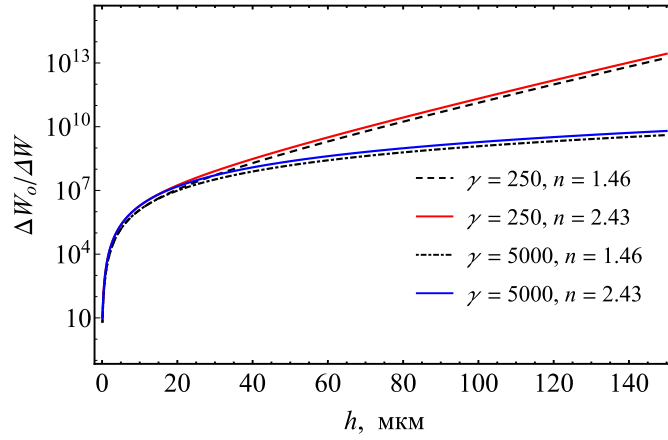


Рисунок 2.5 – Отношение радиационных потерь энергии на оптическое ИВЧ для кварца $n = 1.46$ и алмаза $n = 2.43$ рассчитанных для традиционного механизма ИВЧ (2.1) и радиатора бесконечной толщины (2.3) в зависимости от импакт-параметра (рассматривался диапазон $h = (0.1 - 150)$ мкм).

Из соотношения $\Delta W_o/\Delta W$ (см. рисунок 2.5) потерь энергии, рассчитанных для традиционного механизма ИВЧ (2.1) и радиатора бесконечной толщины (2.3) для указанных условий и сред, следует отметить, что в случае геометрии представленной на рисунке 2.1а даже для больших значений Лоренц-фактора ($\gamma = 5000$) заряда, для которых эффективный радиус кулоновского поля $\beta\gamma\lambda/2\pi \approx 400$ мкм, происходит подавление интенсивности ИВЧ для заряженной частицы, пролетающей в вакууме вблизи бесконечного диэлектрика на несколько порядков по сравнению с интенсивностью ИВЧ для заряда, пролетающего через диэлектрик.

2.2 Радиационные потери энергии на излучение Вавилова-Черенкова для диэлектрического радиатора конечной толщины

При рассмотрении геометрии (радиатор с размерами $(\infty, (0, \infty), L)$) представленной на рисунке 2.1b, как отмечалось выше, необходимо учитывать вклад ДИ, которое, так же, как и ИВЧ, может рассматриваться как проявление единого поляризационного механизма. Ниже описывается подход, позволяющий рассчитывать характеристики ИВЧ в среде по методу поляризационных токов.

Рассмотрим излучение в волновой зоне ($r \gg \lambda$) для радиатора длиной L с полубесконечными размерами в направлении $-y'$ и бесконечными вдоль $-x'$ (см. рисунок 2.1b). Тогда выражение для магнитное поле поляризационного излучения запишется в виде:

$$\mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{2\pi i \exp(ikr)}{c} \frac{1}{r} \left[\mathbf{k} \times \int_0^L \int_0^\infty \sigma(\omega) \mathbf{E}^0(k_x, y', z', \omega) \exp(-ik_y y' - ik_z z') dy' dz' \right]. \quad (2.6)$$

Здесь $\mathbf{k} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}\{e_x; e_y; e_z\} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}\{\sin\Theta\sin\phi; \sin\Theta\cos\phi; \cos\Theta\}$ — волновой вектор в направлении излучения, Θ, ϕ — полярный и азимутальный углы в среде соответственно, c — скорость света в вакууме; $j_0^{pol}(r', \omega) = \sigma(\omega)E^0(r', \omega)$ — плотность поляризационного тока, наведенного кулоновским полем заряженной частицы, $\sigma(\omega) = (\varepsilon - 1)\omega/4\pi i$ — проводимость среды мишени, $E^0(r', \omega)$ — Фурье-образ кулоновского поля заряженной частицы (например, электрона), где r' — радиус-вектор определяющий координату точки излучения, а r — радиус-вектор направленный в точку наблюдения.

Предположим, что в выбранной декартовой системе координат заряженная частица движется в положительном направлении оси z' с постоянной скоростью вдоль мишени на расстоянии h от неё, тогда полный Фурье-образ плотности тока равномерно движущегося заряда имеет вид:

$$\mathbf{j}^0(\mathbf{k}, \omega) = \frac{e\mathbf{v}}{(2\pi)^3}\delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})\exp(ik_y h), \quad (2.7)$$

где e — элементарный заряд, $\mathbf{v} = \{0; 0; v\} = \{0; 0; \beta c\}$ — вектор скорости заряженной частицы.

Полный Фурье-образ электрического поля электрона $\mathbf{E}^0(\mathbf{k}, \omega)$ может быть записан следующим образом:

$$\mathbf{E}^0(\mathbf{k}, \omega) = \frac{4\pi i}{\omega} \cdot \frac{\mathbf{j}^0(\mathbf{k}, \omega) \cdot \omega^2/c^2 - \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{j}^0(\mathbf{k}, \omega))}{\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2}. \quad (2.8)$$

Из выражения (2.8) получается двумерная монохроматическая Фурье-компонента электрического поля $\mathbf{E}^0(k_x, y', z', \omega)$ для нормального пролёта заряда [53], необходимая для решения поставленной задачи:

$$\mathbf{E}^0(k_x, y', z', \omega) = -\frac{ie \left\{ \gamma\beta\sqrt{\varepsilon}e_x; i\sqrt{1 + \varepsilon(\beta\gamma e_x)^2}; \gamma^{-1} \right\}}{2\pi\beta c\sqrt{1 + \varepsilon(\beta\gamma e_x)^2}} \exp\left(-\frac{(y' + h)\omega\sqrt{1 + \varepsilon(\beta\gamma e_x)^2}}{\beta c\gamma} + i\frac{z'\omega}{\beta c}\right). \quad (2.9)$$

Подставляя выражение (2.9) в (2.6) и вычислив двойной интеграл можно легко получить выражение магнитного поля поляризационного излучения в среде для радиатора с размерами $(\infty, (0, \infty), L)$:

$$\mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e\beta\gamma\sqrt{\varepsilon}(\varepsilon - 1)}{4\pi c} \frac{\exp(ikr)}{K} \frac{\exp\left(iL\frac{\omega}{\beta c}(1 - \beta\sqrt{\varepsilon}e_z)\right) - 1}{1 - \beta\sqrt{\varepsilon}e_z} \frac{\exp\left(-h\frac{\omega}{\beta c\gamma}K\right)}{K + i\beta\gamma\sqrt{\varepsilon}e_y} \mathbf{F}, \quad (2.10)$$

где вектор $\mathbf{F} = \{\gamma^{-1}e_y - ie_z K; e_x(\gamma\beta\sqrt{\varepsilon}e_z - \gamma^{-1}); e_x(iK - \gamma\beta\sqrt{\varepsilon}e_y)\}$, $K = \sqrt{1 + \varepsilon(\beta\gamma e_x)^2}$.

Спектрально-угловую плотность энергии поляризационного излучения в веществе можно записать [90]:

$$\frac{d^2W_e}{d\hbar\omega d\Omega} = cr^2 |\mathbf{E}^R(r, \omega)|^2 = \frac{cr^2}{|\sqrt{\varepsilon}|^2} |\mathbf{H}^R(r, \omega)|^2 = \frac{\alpha\beta^2\gamma^2}{16\pi^2} \left| \frac{(\varepsilon - 1)}{\sqrt{1 + \varepsilon(\beta\gamma \sin\Theta \sin\phi)^2}} \right|^2 \times$$

$$\left| \frac{\exp\left(iL\frac{\omega}{\beta c}(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta)\right) - 1}{1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta} \right|^2 \exp\left(-\frac{2\omega h}{\beta c\gamma}\sqrt{1+\varepsilon(\beta\gamma\sin\Theta\sin\phi)^2}\right) \times \quad (2.11)$$

$$\left(1 + \sin^2\Theta(\gamma^2\varepsilon\beta^2\cos^2\Theta\sin^2\phi + \beta^2(\gamma^2\varepsilon\sin^2\phi - 1) - 2\sqrt{\varepsilon}\beta\cos\Theta\sin^2\phi + \sin^2\phi) \right).$$

Для радиатора, имеющего входную (переднюю) и выходную (заднюю) грани (см. рисунок 2.1b), зависимость интенсивности как функция от расстояния (импакт-параметра h) между траекторией частицы и поверхностью диэлектрика, для ДИ аппроксимируется экспонентой $\exp(-2\omega h/\beta c\gamma)$ [50]. Для максимума интенсивности ИВЧ подобная зависимость также описывается экспонентой, однако аргумент экспоненты более сложный (см. формулу (2.11)):

$$\frac{d^2W_e}{d\omega d\Omega} \sim \exp\left(-\frac{2\omega h}{\beta c\gamma}\sqrt{1+\gamma^2(\varepsilon\beta^2-1)\sin^2\phi}\right). \quad (2.12)$$

Отметим, что для геометрии радиатора (см. рисунок 2.1a) экспоненциальный множитель, стоящий в выражении (2.2) имеет такой же вид, что и в выражении (2.12).

В формуле (2.11) знаменатель $1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta$ в последнем множителе перед экспонентой соответствует так называемому «черенковскому полюсу», который для радиатора конечной толщины L не даёт расходимости из-за наличия выражения $\exp\left(iL\frac{\omega}{\beta c}(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta)\right) - 1$ в числителе.

Интерференционный множитель в выражении (2.11) можно преобразовать

$$\left| \frac{\exp\left(iL\frac{\omega}{\beta c}(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta)\right) - 1}{1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta} \right|^2 \rightarrow 4 \frac{\sin^2\left(\frac{L\omega}{2\beta c}(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta)\right)}{(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta)^2} =$$

$$= \left[\frac{L\omega}{\beta c} \operatorname{sinc}\left(\frac{L\omega}{2\beta c}(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta)\right) \right]^2. \quad (2.13)$$

Нормированная функция $\operatorname{sinc}(x)$ (от лат. sinus cardinalis — «кардинальный синус») несёт информацию о конструктивной интерференции электромагнитных волн в мишени. Из выражения (2.13) определяем угол — $\Theta_{\text{Ch}} = \arccos 1/\beta\sqrt{\varepsilon}$, для которого интенсивность ИВЧ в среде максимальна и будет пропорциональна L^2 .

Для первого порядка конструктивной интерференции электромагнитных волн ИВЧ получаем выражение

$$\cos\Theta = 1/\beta\sqrt{\varepsilon} \mp \lambda/L\sqrt{\varepsilon}, \quad (2.14)$$

которое определяет угловое распределение истинного конуса ИВЧ. Второе слагаемое в выражении (2.14)

$$\Delta\Theta = 2\lambda/L\sqrt{\varepsilon} \quad (2.15)$$

определяет угловое уширение ($\Theta = \Theta_{\text{Ch}} \mp \Delta\Theta/2$) конуса ИВЧ в среде справа и слева от угла Θ_{Ch} .

На рисунке 2.6 приведены распределения ИВЧ по полярному углу Θ для фиксированного азимутального угла $\phi = 0^\circ$ (в плоскости $y'0z'$ (см. рисунок 2.1b), перпендикулярной

поверхности радиатора, вблизи которой пролетает заряженная частица). Расчёты проводились по формуле (2.11) для пластины из кварца ($n = 1.46$) и алмаза ($n = 2.43$) толщиной $L = 50$ мкм и трёх значений Лоренц-фактора ($\gamma = 50, 500, 5000$). Максимум распределения ИВЧ соответствует углу $\Theta_{\text{Ch}} = \arccos(1/\beta n)$, как и ожидалось.

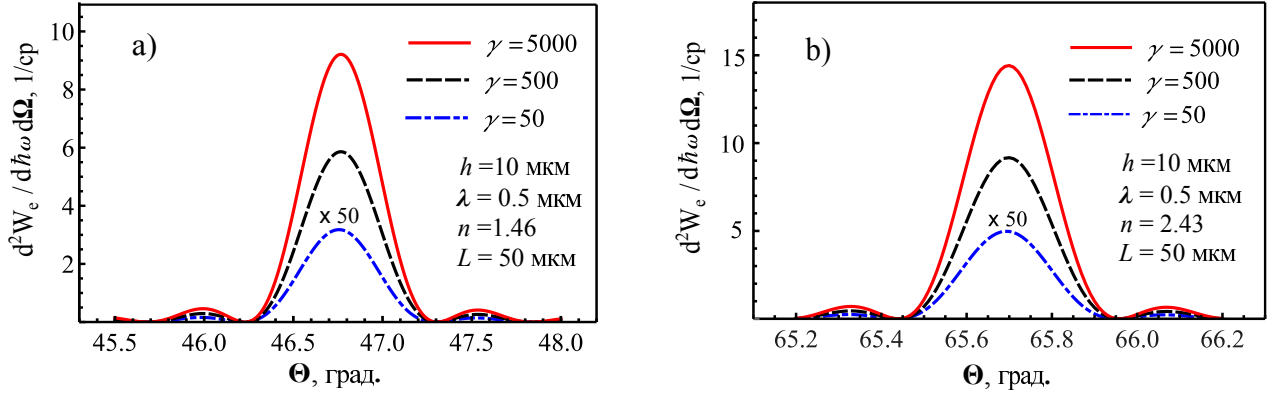


Рисунок 2.6 – Угловые распределения оптического ИВЧ для фиксированного азимутального угла $\phi = 0^\circ$. Значения интенсивности кратно увеличено в 50 раз для линии соответствующей величине $\gamma = 50$.

Как видно из рисунка 2.6 с увеличением значения диэлектрической проницаемости (показателя преломления) интенсивность ИВЧ для рассматриваемой геометрии растёт (как и для радиатора с бесконечной толщиной, см. рисунок 2.3), а угловое распределение по полярному углу $\Delta\Theta = 2\lambda/L\sqrt{\varepsilon}$ сужается: кварц – $\Delta\Theta \approx 0.78^\circ$, алмаз – $\Delta\Theta \approx 0.47^\circ$.

По аналогии с радиатором бесконечной толщины (см. рисунок 2.3), на рисунке 2.7 приведены соответствующие азимутальные распределения интенсивности оптического ИВЧ на единицу длины радиатора конечной толщины, вычисленные по формуле.

$$\frac{d^2W_e}{d\hbar\omega d\phi L} = \int_{\Theta_{\min}}^{\Theta_{\max}} \sin\Theta \frac{d^2W_e}{d\hbar\omega d\Omega} d\Theta. \quad (2.16)$$

Интегрирование в формуле (2.16) по полярному углу проводилось в диапазоне $\Theta = (\Theta_{\min}, \Theta_{\max}) = (\Theta_{\text{Ch}} - \lambda/Ln, \Theta_{\text{Ch}} + \lambda/Ln)$ для $L = 50$ мкм. В силу аксиально асимметричной геометрии радиатора конечной толщины, видно, что распределение интенсивности ИВЧ по азимутальному углу является асимметричным так же, как и для радиатора бесконечной толщины, при этом угловое уширение приблизительно вдвое уже, и значения интенсивности больше, примерно, на три порядка.

Радиационные потери энергии определяются по формуле

$$\Delta W_e = \int_{\Theta_{\min}}^{\Theta_{\max}} \int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \sin\Theta \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2W_e}{d\omega d\Omega} d\lambda d\phi d\Theta. \quad (2.17)$$

На рисунке 2.8 приведены расчётные зависимости радиационных потерь на единицу длины на ИВЧ в оптическом диапазоне для радиатора с входными и выходными гранями и радиатора бесконечной толщины для значения Лоренц-фактора $\gamma = 50$ (см. рисунок 2.8а)

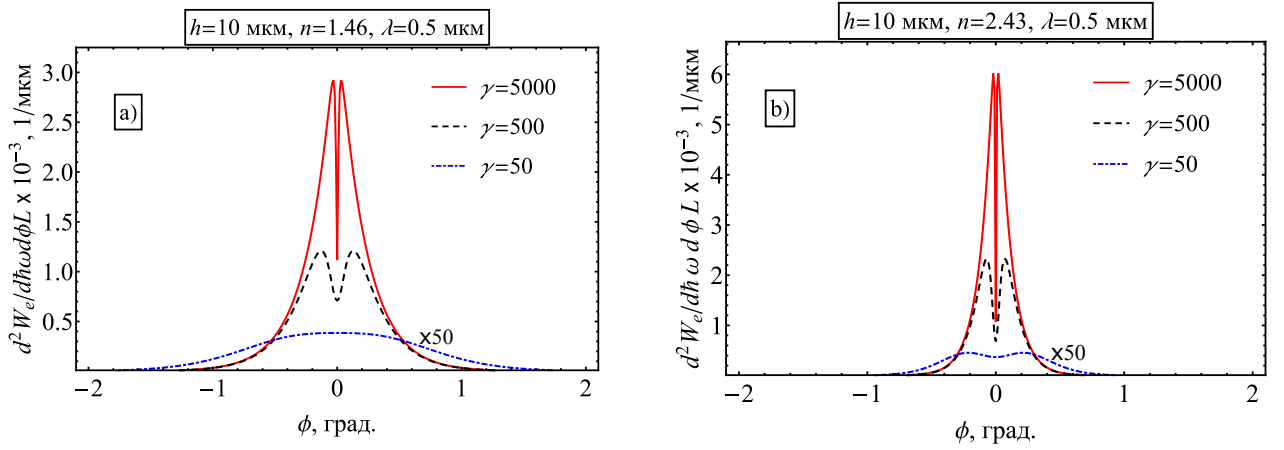


Рисунок 2.7 – Азимутальные распределения интенсивности оптического ИВЧ на единицу длины радиатора конечной толщины для различных значений Лоренц-фактора частицы при фиксированном значении импакт-параметра и при различных значениях оптической плотности среды а) $n = 1.46$ и б) $n = 2.43$.

и $\gamma = 5000$ (см. рисунок 2.8б), как функция от расстояния между траекторией частицы и поверхностью диэлектрика. Потери энергии, вычисленные для интервала длин волн $\Delta\lambda/\lambda = \pm 0.2$, рассчитывались также по формуле (2.11) после интегрирования по полярному углу в интервале $\Theta = (\Theta_{\text{Ch}} - \lambda/Ln, \Theta_{\text{Ch}} + \lambda/Ln)$ и азимутальному углу $\phi = (-90^\circ, 90^\circ)$, и использовалось соотношение $\Delta\hbar\omega = 2\pi\hbar c/\lambda \times \Delta\lambda/\lambda$. Интегрирование в выражении 2.4 по азимутальному углу проводилось в диапазоне $\phi = (-90^\circ, 90^\circ)$. Расчёт проводился для следующих параметров: $\lambda = 0.5$ мкм, $\Delta\lambda = 0.1$ мкм, $\gamma = 5000$, $L = 50$ мкм.

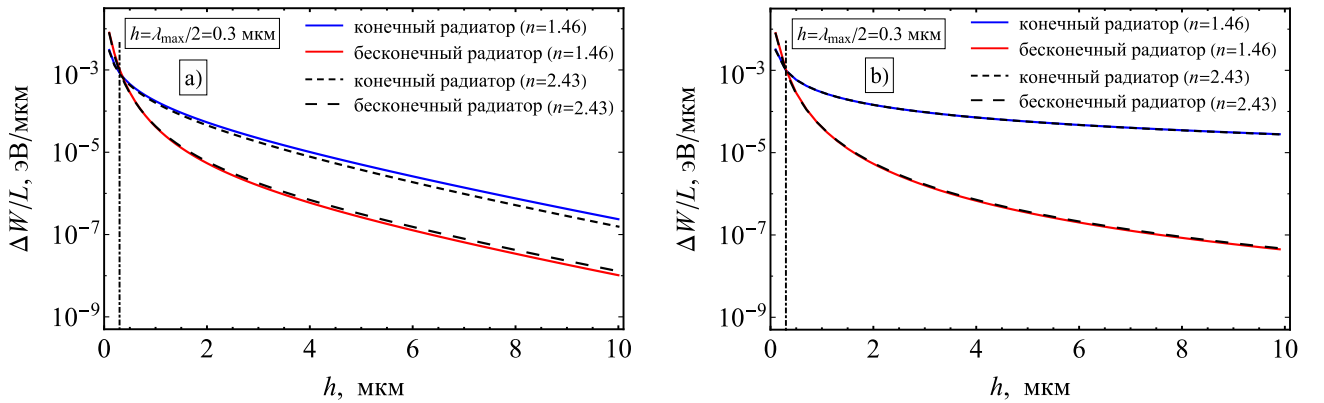


Рисунок 2.8 – Радиационные потери энергии на оптическое ИВЧ на единицу длины в радиаторе конечной и бесконечной толщины из кварца $n = 1.46$ и алмаза $n = 2.43$ для значения Лоренц-фактора а) $\gamma = 50$ и б) $\gamma = 5000$ в зависимости от импакт-параметра.

Из результатов расчётов потерь энергии на оптическое ИВЧ (см. рисунок 2.8) видно, что для импакт-параметра превышающего половину максимальной длины волны рассматриваемого оптического диапазона (0.4 – 0.6 мкм) интенсивность излучения черенковского механизма для радиатора с учётом краевых эффектов (механизм ChDR), примерно, на 2-4 порядка превышает интенсивность ИВЧ для радиатора бесконечной толщины (не имеющего

входных граней) для различных значений Лоренц-фактора (см. рисунок 2.8a,b). Это может объясняться тем, что «перестройка» кулоновского поля частицы [112] через механизм ChDR при прохождении области, прилегающей к передней грани радиатора, приводит к заметному росту интенсивности излучения и, соответственно, к увеличению радиационных потерь энергии на ИВЧ, при этом интенсивность для обеих геометрий в максимуме ИВЧ будет иметь одинаковую зависимость от импакт-параметра и определяется экспоненциальным множителем $\exp\left(-\frac{2\omega h}{\beta c \gamma} \sqrt{1 + \gamma^2 (\epsilon \beta^2 - 1) \sin^2 \phi}\right)$.

2.3 Обсуждение результатов главы

В данной главе, на основе метода поляризационных токов, исследованы азимутальное угловое распределения ИВЧ для случая, когда заряд в вакууме движется параллельно бесконечной и плоской поверхности диэлектрика и, когда заряд взаимодействует с неоднородностью в виде входной и выходной гранями радиатора конечной толщины.

Анализ показывает, что в силу отсутствия аксиальной симметрии двух рассматриваемых геометрий азимутальное угловое распределения ИВЧ носит асимметричный характер. Для импакт-параметра превышающего половину максимальной длины волны оптического диапазона (0.4 – 0.6 мкм) радиационные потери энергии через механизм ChDR превышают на несколько порядков (в зависимости от энергии заряженной частицы) потери энергии через черенковский механизм для радиатора бесконечной толщины.

Глава 3

Азимутальная асимметрия излучения Вавилова-Черенкова при наклонном пролёте

В работах В.Е. Пафомова [41] были получены выражения, описывающие спектрально-угловое распределение ИВЧ на выходе из наклонной, безграничной в поперечном направлении пластины, которые позволяют анализировать асимметричное азимутальное распределение ИВЧ, однако детального анализа особенностей такого распределения ранее не проводилось.

В данной главе на основе метода поляризационных токов исследуется зависимость спектрально-угловых характеристик ИВЧ от нарушения аксиальной симметрии в случае наклонного пролёта заряда/сгустка заряженных частиц для различных типов геометрий мишеней и проводится сравнение с известными работами.

3.1 Излучение Вавилова-Черенкова для наклонной пластины

В эксперименте [113] исследовались характеристики оптического ИВЧ при его генерации пучком электронов с энергией 255 МэВ ($\gamma = 500$) в наклонной пластинке алмаза толщиной $L = 50$ мкм. Для длины волны $\lambda = 0.5$ мкм показатель преломления алмаза $n = 2.432$ [113]. Чтобы вывести оптическое ИВЧ избегая эффекта полного внутреннего отражения на выходной грани, в цитируемой работе исследовалось излучение испускаемое под углом 90.5° относительно импульса электрона из пластины, наклонённой под углом $\alpha = 50.3^\circ$ (см. рисунок 3.1b). Для пучка электронов ускорительного комплекса SAGA-LS (Япония), где проводился эксперимент ИВЧ в видимом диапазоне является некогерентным, так как для продольного размера сгустка σ_z выполняется условие $\sigma_z > \lambda$. Поэтому задачу пролёта сгустка через наклонную пластину можно рассмотреть для одной заряженной частицы, а полная интенсивность ИВЧ от сгустка будет пропорциональна его населённости N .

В данной разделе исследуются характеристики традиционного механизма ИВЧ, когда заряд пролетает через радиатор. В такой геометрии, очевидно, только часть ИВЧ, испускаемого вдоль образующих конуса с углом при вершине $\Theta_{\text{Ch}} = \arccos(1/\beta\sqrt{\epsilon})$, может выйти из диэлектрика в вакуум, тогда как часть излучения из-за полного внутреннего отражения не выходит из мишени (см. рисунок 3.1a). Как результат, азимутальная симметрия распределения ИВЧ в вакууме будет нарушаться.

Следует отметить, что в эксперименте [113] исследовалась зависимость выхода ИВЧ от угла поворота мишени, отсчитываемого от направления электронного пучка для фиксированного азимутального угла $\phi = 0^\circ$ (угол ϕ отсчитывается от оси y').

В системе координат, где ось z' направлена вдоль перпендикуляра к выходной поверхности пластины (см. рисунок 3.1a), формулы для интенсивностей компонент ИВЧ поляризо-

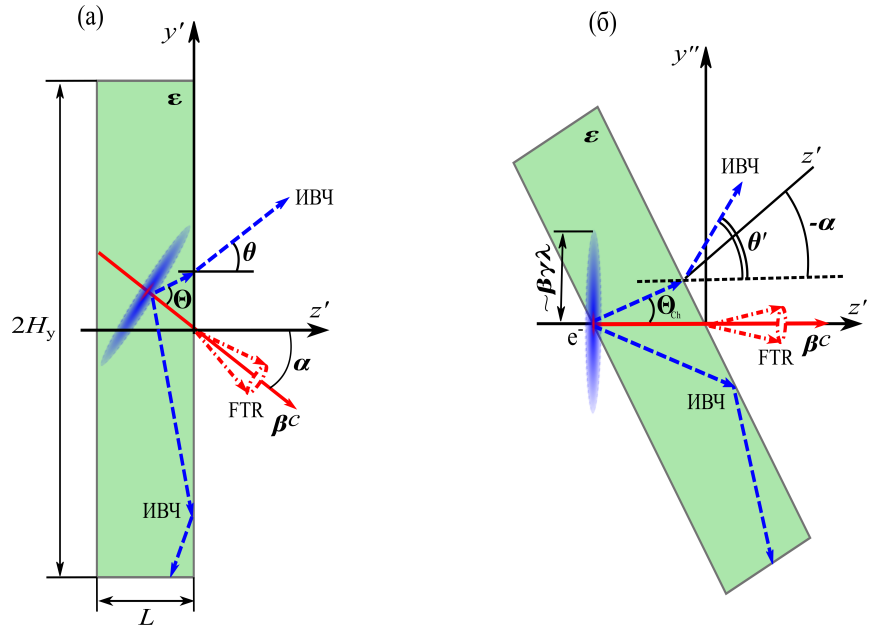


Рисунок 3.1 – Угловые переменные, используемые для описания ИВЧ и ПИ «вперёд» (FTR).

ванных в параллельной (проходящей через ось z' и вектор скорости заряженной частицы) и перпендикулярной плоскостях даются выражениями (18.25), (18.26) статьи [41]. Эти выражения позволяют рассчитать спектрально-угловое распределение ИВЧ в безграничной (в поперечном направлении) пластине с учётом эффекта многократного переотражения излучения внутри пластины:

$$\frac{d^2W_{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta_z^2 n_z^2 |\epsilon - 1|^2}{\sin^2 \theta \left| \left((1 - n_y \beta_y)^2 - n_z^2 \beta_z^2 \right) \right|^2} \frac{\left| (1 - n_y \beta_y)^2 - Z^2 \beta_z^2 \right|^{-2}}{\left| e^{-\frac{i\omega LZ}{c}} (Z + \epsilon \cos \theta)^2 - e^{\frac{i\omega LZ}{c}} (Z - \epsilon \cos \theta)^2 \right|^2} \times$$

$$\left| e^{-\frac{i\omega LZ}{c}} (1 - \beta_y n_y + \beta_z Z) (Z + \epsilon \cos \theta) \left(\sin^2 \theta (1 - \beta_z^2 - \beta_y n_y - \beta_z Z) + \beta_y \beta_z n_y Z \right) + \right.$$

$$\left. e^{\frac{i\omega LZ}{c}} (1 - \beta_y n_y - \beta_z Z) (Z - \epsilon \cos \theta) \left(\sin^2 \theta (1 - \beta_z^2 - \beta_y n_y + \beta_z Z) - \beta_y \beta_z n_y Z \right) - \right.$$

$$\left. 2Ze^{-\frac{i\omega L(1 - \beta_y n_y)}{\beta_z c}} \left[\beta_z (\beta_y n_y - \sin^2 \theta) (\beta_z \epsilon - \beta_z \sin^2 \theta + \epsilon n_z - \beta_y \epsilon n_y n_z) + \right. \right.$$

$$\left. \left. \sin^2 \theta (1 - \beta_z^2 - \beta_y n_y) (1 - \beta_y n_y + \beta_z \epsilon n_z) \right] \right|^2, \quad (3.1)$$

$$\frac{d^2W_{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta_y^2 \beta_z^4 n_x^2 n_z^2 |\epsilon - 1|^2}{\sin^2 \theta \left| \left((1 - n_y \beta_y)^2 - n_z^2 \beta_z^2 \right) \right|^2} \frac{\left| (1 - n_y \beta_y)^2 - Z^2 \beta_z^2 \right|^{-2}}{\left| e^{-\frac{i\omega LZ}{c}} (Z + \cos \theta)^2 - e^{\frac{i\omega LZ}{c}} (Z - \cos \theta)^2 \right|^2} \times$$

$$\left| e^{-\frac{i\omega LZ}{c}} (1 - \beta_y n_y + \beta_z Z) (Z + \cos \theta) + e^{\frac{i\omega LZ}{c}} (1 - \beta_y n_y - \beta_z Z) (Z - \cos \theta) - \right.$$

$$\left. 2Ze^{-\frac{i\omega L(1 - \beta_y n_y)}{\beta_z c}} (1 - \beta_y n_y + \beta_z n_z) \right|^2, \quad (3.2)$$

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2W_{\parallel}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2W_{\perp}}{d\omega d\Omega}. \quad (3.3)$$

Здесь используются обозначения $Z = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}$, $\beta_y = -\beta \sin \alpha$, $\beta_z = \beta \cos \alpha$, $n_x = \sin \theta \sin \phi$, $n_y = \sin \theta \cos \phi$, $n_z = \cos \theta$, где θ, ϕ — полярный и азимутальный углы, характеризующие волновой вектор в вакууме, L — толщина пластины.

Более простой для анализа и сравнение с экспериментом является система координат, представленная на рисунке 3.1б, где ось z'' направлена вдоль импульса электрона. Переменные в обеих системах связаны стандартной матрицей поворота на угол α , что позволяет преобразовать выражения (3.1, 3.2) к более удобным угловым переменным θ', ϕ' (θ' — угол между волновым вектором и импульсом электрона, ϕ' — азимутальный угол, см. рисунок 3.1б). Связь между направляющими косинусами в дважды штрихованной системе координат $N_x = \sin \theta' \sin \phi'$, $N_y = \sin \theta' \cos \phi'$, $N_z = \cos \theta'$, и в исходной системе координат даётся формулами $N_x = n_x$, $N_y = n_y \cos \alpha + n_z \sin \alpha$, $N_z = n_z \cos \alpha - n_y \sin \alpha$, из которых выводятся необходимые формулы:

$$\cos \theta = \cos \theta' \cos \alpha + \sin \theta' \cos \phi' \sin \alpha, \quad (3.4)$$

$$\tan \phi = \frac{\sin \theta' \sin \phi'}{\sin \theta' \cos \phi' \cos \alpha - \cos \theta' \sin \alpha}. \quad (3.5)$$

Как отмечалось выше, выражения (3.1, 3.2) справедливы только для неограниченной в поперечном направлении пластины.

Подход, предложенный в работах [53, 84] используемый в предыдущей главе, позволяет учесть конечные размеры пластины по всем трём направлениям. Рассмотрим процесс ИВЧ в системе координат, показанной на рисунке 3.1а, в волновой зоне, как проявление поляризованного механизма излучения.

Фурье-компонента магнитного поля $\mathbf{H}^R(r, \omega)$ поляризованного излучения в среде будет определяться областью, занимаемая поляризационным током $\mathbf{j}^R(\omega)$, индуцированного электрическим полем заряженной частицы $\mathbf{E}^0(\mathbf{r}', \omega)$:

$$\mathbf{j}^R(\omega) = \iiint_{V_T} \sigma(\omega) \mathbf{E}^0(\mathbf{r}', \omega) e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}')} d^3 \mathbf{r}', \quad (3.6a)$$

$$\mathbf{H}^R(r, \omega) = \frac{e^{i\sqrt{\varepsilon} \frac{\omega}{c} r}}{r} \frac{i}{c} [\mathbf{k} \times \mathbf{j}^R(\omega)]. \quad (3.6b)$$

В формулах (3.6a), (3.6b) $\sigma(\omega) = -i\omega(\varepsilon - 1)/4\pi$ — проводимость среды (считаем, что среда является прозрачной и однородной не имеющая частотную дисперсию в рассматриваемом видимом диапазоне длин волн), $\mathbf{k} = \mathbf{e}\sqrt{\varepsilon}\omega/c$ — волновой вектор в среде, \mathbf{r}' — радиус-вектор координаты мишени, $\mathbf{r} = r\mathbf{e}$ — радиус-вектор определяющий координаты наблюдателя, $\mathbf{e} = \{\sin \Theta \sin \phi; \sin \Theta \cos \phi; Z\}$ — единичный вектор, направленный в точку наблюдения в среде. Интегрирование в выражении (3.6a) проводится по всему объёму мишени.

В случае бесконечной в поперечном направлении мишени, из выражения (1.24) можно получить Фурье-компоненту вектора электрического поля $\mathbf{E}^0(k_x, k_y, z', \omega) = \{E_x^0; E_y^0; E_z^0\}$ создаваемое движущимся равномерно с постоянной скоростью $\mathbf{v} = \{v_x; v_y; v_z\}$ (произвольный наклонный пролёт) электроном через начало координат ($x_j = y_j = z_j = 0, j = 1$) для геометрии, представленной на рисунке 3.1а, которая в декартовой системе координат сводится к

выражению

$$\mathbf{E}^0(k_x, k_y, z', \omega) = -\frac{ie}{2\pi^2} \frac{\mathbf{L}_e \exp(iz'(\omega - k_x v_x - k_y v_y)/v_z)}{(k_x^2 + k_y^2 - \omega^2/c^2) v_z^2 + (\omega - k_y v_y - k_x v_x)^2}, \quad (3.7)$$

где векторная часть Фурье-компоненты электрического поля заряженной частицы обозначена $\mathbf{L}_e = \{v_{zj}(k_x - v_{xj}\omega/c^2); v_{zj}(k_y - v_{yj}\omega/c^2); \omega - k_x v_{xj} - k_y v_{yj} - v_{zj}^2\omega/c^2\}$.

Так как размеры пластины по осям x', y' считаются бесконечными, то интегрирование по координатам x', y' в формуле (3.6a) снимается с помощью преобразования Фурье и остаётся однократный интеграл по координате z' (т.е. по толщине мишени).

$$\mathbf{H}^R(\mathbf{r}, \omega) = \frac{(2\pi)^2 i \exp(ikr)}{c} \frac{1}{r} \left[\mathbf{k} \times \int_{-L}^0 \sigma(\omega) \mathbf{E}^0(\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y, \mathbf{z}', \omega) \exp(-i\mathbf{k}_z \mathbf{z}') d\mathbf{z}' \right]. \quad (3.8)$$

Подставим уравнение (3.7) в формулу (3.8), учтём выражение для проводимости среды и раскроем векторное произведение. В итоге вектор магнитного поля \mathbf{H}^R поляризационного излучения в среде запишется в виде:

$$\mathbf{H}^R(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e}{2\pi c} \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\beta_z \sqrt{\varepsilon} (\varepsilon - 1)}{\left(1 - (\beta_x \sqrt{\varepsilon} e_x + \beta_y \sqrt{\varepsilon} e_y + \beta_z \sqrt{\varepsilon} e_z)\right)} \times \frac{\mathcal{H}_e}{\beta_z^2 \left(\varepsilon (e_x^2 + e_y^2) - 1\right) + \left(1 - (\beta_x \sqrt{\varepsilon} e_x + \beta_y \sqrt{\varepsilon} e_y)\right)^2} \times \left(1 - \exp\left[-i \frac{L\omega}{\beta_z c} \left(1 - (\beta_x \sqrt{\varepsilon} e_x + \beta_y \sqrt{\varepsilon} e_y + \beta_z \sqrt{\varepsilon} e_z)\right)\right]\right), \quad (3.9)$$

где векторная часть поля имеет следующий вид:

$$\mathcal{H}_e = \left\{ \beta_z (\beta_z e_y - \beta_y e_z) - e_y (1 - (\beta_x e_x + \beta_y e_y + \beta_z e_z) \sqrt{\varepsilon}); \beta_z (\beta_x e_z - \beta_z e_x) + e_x (1 - (\beta_x e_x + \beta_y e_y + \beta_z e_z) \sqrt{\varepsilon}); \beta_z (e_x \beta_y - e_y \beta_x) \right\}. \quad (3.10)$$

Спектрально-угловая плотность распределения энергии поляризационного излучения в вакууме определяется по формуле [53]:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 W_{\parallel}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2 W_{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{cr^2}{|\varepsilon|^2} \left(\left| \sqrt{\varepsilon} F_E \right|^2 \left| H_{\parallel}^R(\omega) \right|^2 + \left| F_H \right|^2 \left| H_{\perp}^R(\omega) \right|^2 \right). \quad (3.11)$$

Напряжённость магнитного поля поляризационного излучения в среде разложена на компоненты магнитного поля лежащая в плоскости падения электромагнитной волны на границу раздела сред

$$H_{\parallel}^R(\omega) = \sqrt{H_z^R(\omega)^2 + (H_x^R(\omega) \sin \phi + H_y^R(\omega) \cos \phi)^2}, \quad (3.12)$$

и лежащая перпендикулярно плоскости падения волны на границу раздела сред

$$H_{\perp}^R(\omega) = H_x^R(\omega) \cos \phi - H_y^R(\omega) \sin \phi. \quad (3.13)$$

F_H, F_E — коэффициенты преломления Френеля для бесконечной границы раздела двух сред (см. выражение (1.35)) Связь между углами излучения в среде (Θ, ϕ) и углами в вакууме (θ, ϕ) , определяемая согласно закону Снеллиуса (см. выражение (1.18)).

Окончательные выражения параллельной и перпендикулярной компонент спектрально-углового распределения энергии поляризационного излучения при произвольном пролёте заряда через пластину (исключение является скользящий пролёт, т.е. для углов $\alpha \sim \pi/2 - \gamma^{-1}$), вышедшего из «выходной» грани мишени в вакуум, после всех математических преобразований имеет вид

$$\frac{d^2 W_{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta_z^4 \cos^2 \theta (\sin^2 \theta + |Z|^2) (\beta_x \cos \phi - \beta_y \sin \phi)^2}{\left((1 - \beta_x n_x - \beta_y n_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta \right)^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \left| \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\cos \theta + Z} \right|^2 \times \left| \frac{\left(1 - \exp \left[-i \frac{L\omega}{\beta_z c} (1 - (\beta_x e_x + \beta_y e_y + \beta_z Z)) \right] \right)}{\left(1 - (\beta_x e_x + \beta_y e_y + \beta_z Z) \right)} \right|^2, \quad (3.14)$$

$$\frac{d^2 W_{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta_z^2 \cos^2 \theta}{\left((1 - \beta_x n_x - \beta_y n_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta \right)^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \left| \frac{\varepsilon}{\varepsilon \cos \theta + Z} \right|^2 \left| \left(\sin^2 \theta - \beta_z Z \right) \beta_y \cos \phi + \left(\beta_z^2 - 1 + \beta_z Z \right) \sin \theta + \beta_x (\sin^2 \theta \sin \phi - \beta_z Z) \right|^2 \left| \frac{\left(1 - \exp \left[-i \frac{L\omega}{\beta_z c} (1 - (\beta_x e_x + \beta_y e_y + \beta_z Z)) \right] \right)}{\left(1 - (\beta_x e_x + \beta_y e_y + \beta_z Z) \right)} \right|^2, \quad (3.15)$$

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 W_{\parallel}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2 W_{\perp}}{d\omega d\Omega} \quad (3.16)$$

Уравнения для параллельной (3.14) и перпендикулярной (3.15) компонент интенсивности в вакууме при произвольном пролёте заряда через пластину описывают как ПИ, так и ИВЧ, которое распространяется в направление определяемое условием обращения в ноль полюса:

$$\left| 1 - \left(\beta_x \sin \theta \sin \phi + \beta_y \sin \theta \cos \phi + \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right) \right| \rightarrow 0. \quad (3.17)$$

Для сравнения с формулой (3.3) будем считать, что заряженная частица движется равномерно с постоянной скоростью $\beta = \{\mathbf{0}; \beta_y; \beta_z\} = \beta \{\mathbf{0}; -\sin \alpha; \cos \alpha\}$ в плоскости $y'z'$ декартовой системе координат, угол пролёта α отсчитывается от оси z' (положительный угол отсчитывается против часовой стрелки). В этом случае, выражение (3.16) для полной интенсивности поляризационного излучения в вакууме переходит в формулу, которая была получена в работах [89, 104]

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \frac{\beta^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \theta}{\left((1 + \beta \sin \alpha \sin \theta \cos \phi)^2 - \beta^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \theta \right)^2} \times \left| \frac{1 - \exp \left[-i L \frac{\omega}{\beta c \cos \alpha} \left(1 - \beta \cos \alpha \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + \beta \sin \alpha \sin \theta \cos \phi \right) \right]}{1 - \beta \cos \alpha \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + \beta \sin \alpha \sin \theta \cos \phi} \right|^2 \times$$

$$\left(\beta^4 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha \sin^2 \phi \left| \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right|^2 \left(\sin^2 \theta + \left| \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right|^2 \right) + \left| \frac{\varepsilon}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right|^2 \left| (\beta^2 \cos^2 \alpha - 1 - \beta \sin \alpha \sin \theta \cos \phi) \sin \theta + \beta \cos \alpha \sin \theta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + \beta^2 \cos \alpha \sin \alpha \cos \phi \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right|^2 \right). \quad (3.18)$$

Выражение (3.18) имеет более простой вид по сравнению с формулой В.Е. Пафомова (3.3). Слагаемые в формуле (3.18) описывают поляризационные компоненты спектральной плотности энергии не только ИВЧ, но и ПИ «вперёд» («Forward Transition Radiation»), которое распространяется в полупространство $z' > 0$ (см. рисунок 3.1a).

На рисунке 3.2 для наглядности представлено двумерное угловое распределение ИВЧ и ПИ «вперёд» в случае нормального пролёта заряда через пластину с модельным значением диэлектрической проницаемости $\varepsilon < 2$. Видно, что угловое распределение ИВЧ и ПИ в вакууме имеют азимутально-симметричное распределение. Причём в области углов $\theta \approx \gamma^{-1}$ излучение можно трактовать как переходное, а в области углов $\theta \approx \theta_{\text{Ch}}$ — как ИВЧ.

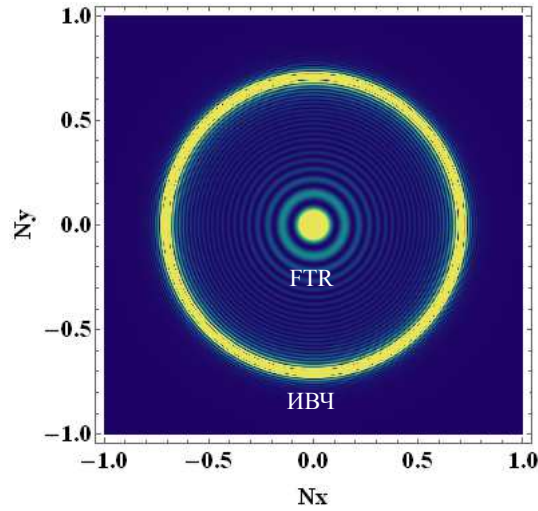


Рисунок 3.2 – Двумерное угловое распределение ИВЧ и ПИ «вперёд» для нормального пролёта заряда (расчёт проводился по выражению (3.3)). Параметры моделирования: $\varepsilon = 1.5$, $\lambda = 0.5$ мкм, $\gamma = 500$, $L = 50$ мкм, $H_{x,y} \rightarrow \infty$, $\alpha = 0^\circ$.

Для алмазной мишени с толщиной 50 мкм, используемой в эксперименте [113], ориентированной под углом $\alpha = 50.3^\circ$ (см. Fig.1 в статье [113]) по выражению (3.3) проведены расчёты двумерных угловых распределений ИВЧ относительно траектории заряда по поляроному углу θ' для различных ориентаций алмазной мишени (см. рисунок 3.3).

Отметим, что угол распространения ИВЧ в вакууме θ'_{Ch} в этом случае определяется не только скоростью частицы βc и диэлектрическими свойствами среды ε , но и углом наклона пластины α (см., например, статью [114]):

$$\theta'_{\text{Ch}} = \alpha + \arcsin \left(\sqrt{\varepsilon} \sin \Theta_{\text{Ch}} - \alpha \right). \quad (3.19)$$

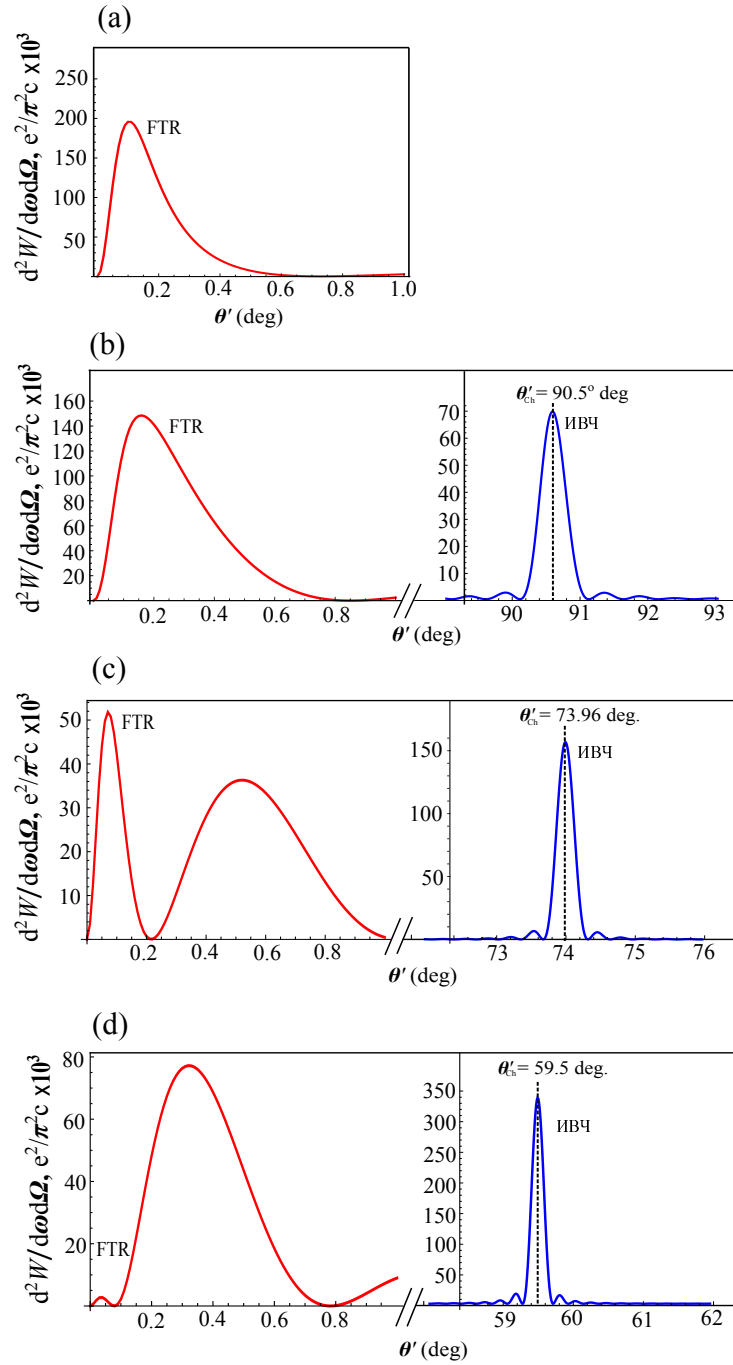


Рисунок 3.3 – Распределение ИВЧ и ПИ «вперёд» по полярному углу θ' для различных углов наклона мишени. Параметры моделирования: $\phi' = 0^\circ$, $n \approx 2.43$, $\lambda = 0.5$ мкм, $\gamma = 500$, $L = 50$ мкм, $H_{x,y} \rightarrow \infty$: (a) – $\alpha = 30^\circ$; (b) – $\alpha = 50.3^\circ$; (c) – $\alpha = 60^\circ$; (d) – $\alpha = 70^\circ$.

Для геометрии представленной на рисунке 3.3а, где уравнение (3.19) не имеет решения, наблюдается только ПИ в конус углов γ^{-1} в направлении прямо вперёд. По мере увеличения угла наклона мишени α вклад ИВЧ возрастает одновременно с увеличением разрешённого диапазона азимутальных углов (см. рисунок 3.4). На рисунке 3.4 приведены результаты расчётов двумерного углового распределения излучения (по модели В.Е. Пафомова, см. выражение (3.3)) для геометрий, представленных на рисунке 3.3.

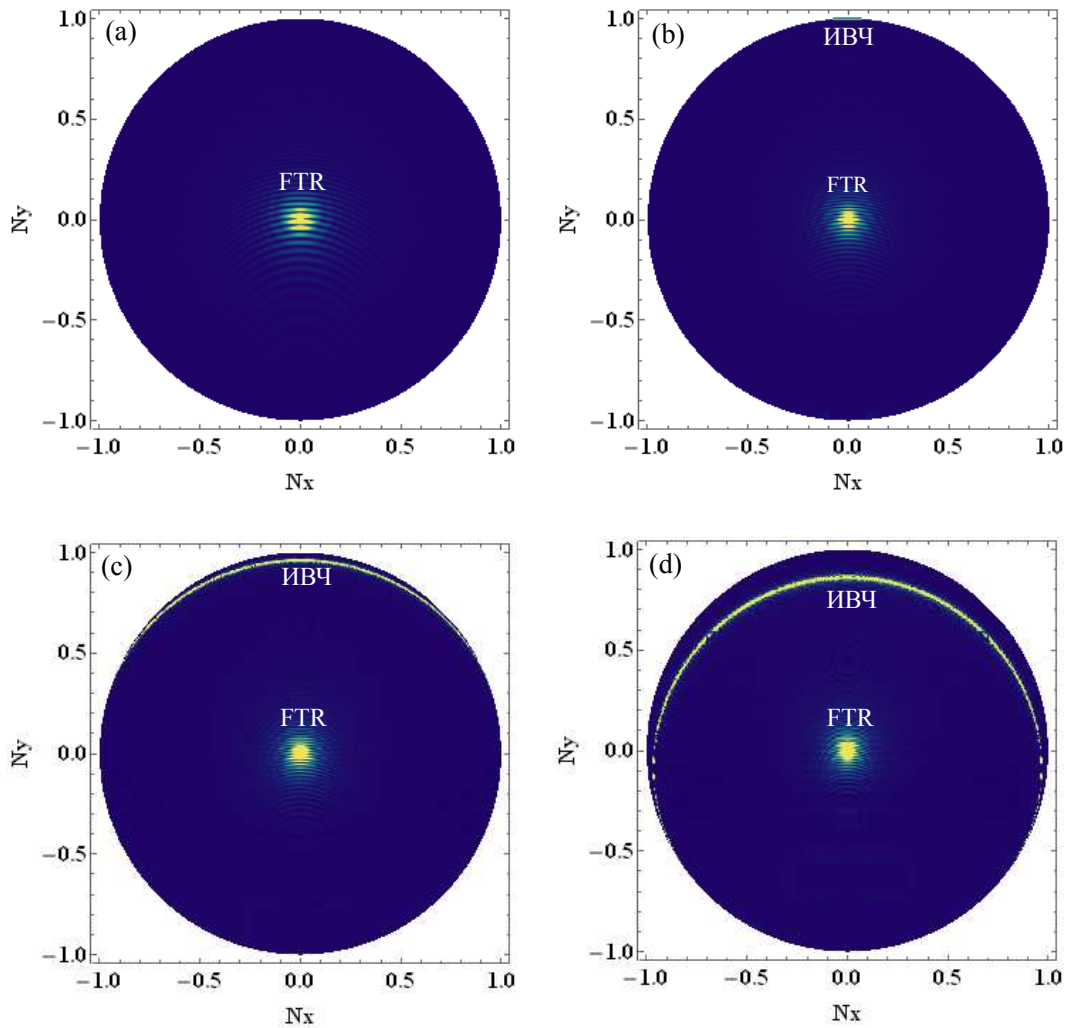


Рисунок 3.4 – Двумерное угловое распределение ИВЧ и ПИ «вперёд» (относительно скорости заряда) для различных углов наклона мишени (расчёт проводился по выражению (3.3) при переходе к углам θ' , ϕ' (3.4), (3.5)). Параметры моделирования: $n \approx 2.43$, $\lambda = 0.5$ мкм, $\gamma = 500$, $L = 50$ мкм, $H_{x,y} \rightarrow \infty$: (a) – $\alpha = 30^\circ$; (b) – $\alpha = 50.3^\circ$; (c) – $\alpha = 60^\circ$; (d) – $\alpha = 70^\circ$.

На рисунке 3.5, 3.6 приведены результаты расчёта для геометрии, соответствующей рисунку 3.1b (геометрия эксперимента [113]) для двух толщин алмазной мишени (50, 100 мкм).

Укажем, что увеличение толщины пластины в 2 раза приводит к квадратичному росту интенсивности ИВЧ в максимуме (см. штриховые линии), как и ожидалось. Как следует из рисунка 3.5 по мере увеличения толщины пластины раствор черенковского конуса сужается. Для толщины 50 мкм ширина на полувысоте (FWHM) распределения составляет величину 0.43° . Экспериментально измеренная ширина ориентационной зависимости выхода ИВЧ составила 2° , что с учётом начальной расходимости пучка удовлетворительно согласуется с полученной величиной. На рисунке 3.6 представлены азимутальные зависимости выхода ИВЧ, где наблюдается та же зависимость – сужение распределения при увеличении толщины. В эксперименте [113] авторы не наблюдали изменения выхода ИВЧ при азимутальном вращении алмазной мишени. К сожалению интервал углов поворота $\{-0.1^\circ, 0.1^\circ\}$ (см. Fig.4

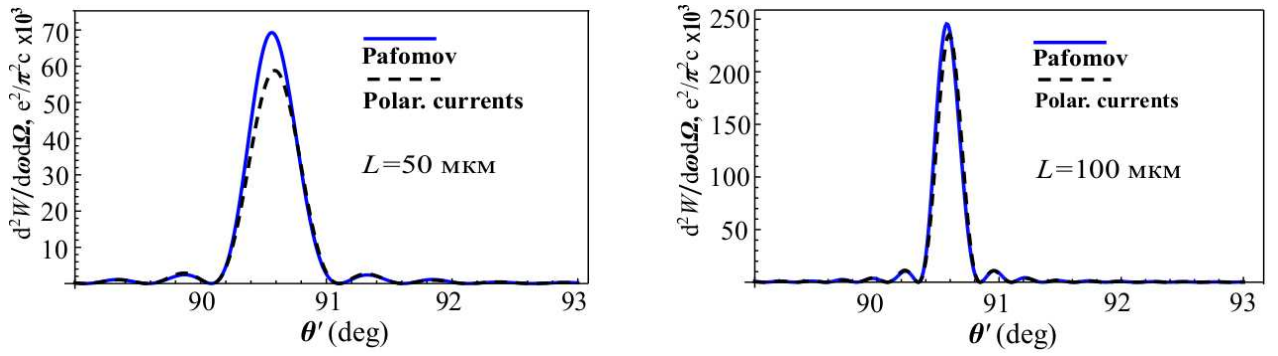


Рисунок 3.5 – Сравнение распределения ИВЧ по полярному углу для $\phi' = 0^\circ$ по методу поляризационных токов [53] и методу изображений [41]. Параметры моделирования: $\alpha = 50.3^\circ$, $n \approx 2.43$, $\lambda = 0.5$ мкм, $\gamma = 500$, $H_{x,y} \rightarrow \infty$.

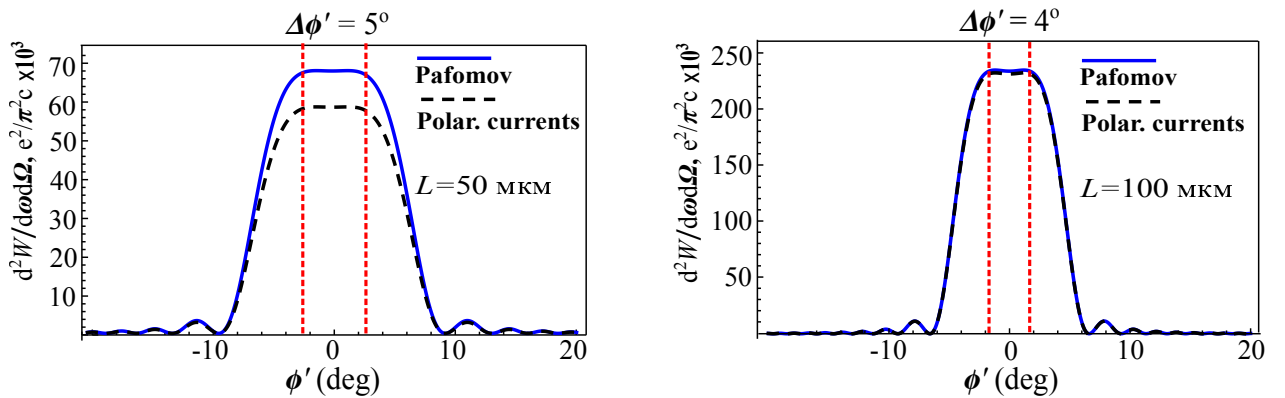


Рисунок 3.6 – Сравнение распределения ИВЧ по азимутальному углу для максимума излучения $\theta'_{ch} = 90.5^\circ$ для тех же условий, что и на рисунке 3.5.

цитированной статьи) был незначителен для обнаружения азимутальной асимметрии ИВЧ (для толщины 50 мкм $\Delta\phi' \approx 5^\circ$, см. рисунок 3.6).

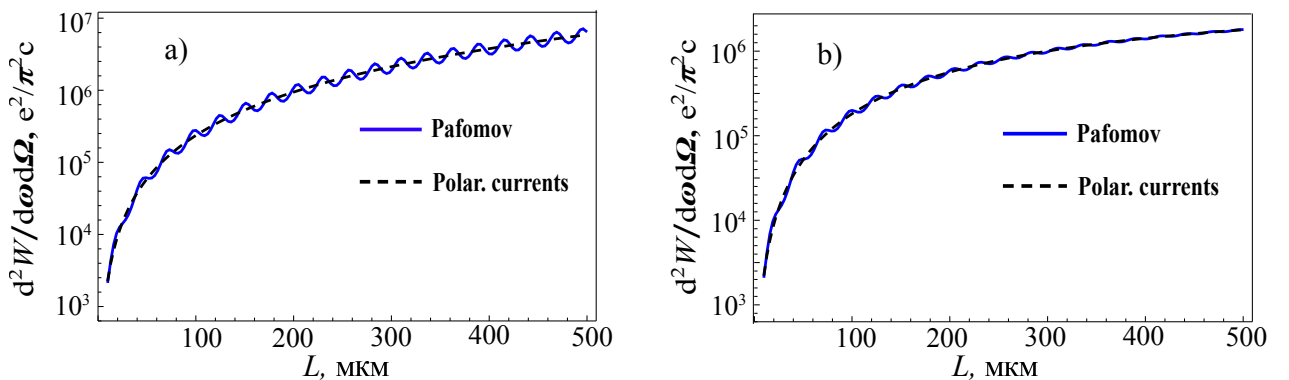


Рисунок 3.7 – Сравнение распределения интенсивности ИВЧ рассчитанное по формулам (3.3) – синяя линия и (3.18) – чёрная штрихованная линия от толщины пластины для максимума ИВЧ $\theta'_{Ch} = 90.5^\circ$ и $\phi' = 0^\circ$. Параметры моделирования: $\alpha = 50.3^\circ$, $n \approx 2.43$, $\lambda = 0.5$ мкм, $\gamma = 500$; а) $\text{Im}\epsilon = 0$, б) $\text{Im}\epsilon = 0.001$.

На рисунке 3.7 представлено сравнение распределений интенсивности оптического ИВЧ от толщины пластины рассчитанное по двум моделям: с учётом эффекта (модель В.Е. Пафомова, см. выражение (3.3)) и без учёта эффекта переотражения (метод поляризационных токов, см. выражение (3.18)). Видно (см. рисунок 3.7а, синяя линия), что для прозрачной среды эффект переотражения излучения в пластине вносит вклад в интенсивность ИВЧ даже на больших толщинах. В случае, когда материал мишени является поглотителем $\text{Im}\epsilon \neq 0$ (см. рисунок 3.7б), на больших толщинах эффект переотражения отсутствует и интенсивность излучения становится равной интенсивности для одной границы раздела.

Механизм КИВЧ предлагается использовать для измерения длительности электронного сгустка в работе [115]. Предложенный метод был апробирован в эксперименте [116].

В эксперименте [113] некогерентное ИВЧ генерируется в сравнительно узком телесном угле, что позволяет использовать этот механизм излучения для диагностики поперечного профиля ускоренных пучков в полной аналогии с использованием оптического ПИ, испускаемого в конус углов γ^{-1} в диагностических станциях [117]. В отличие от механизма ПИ интегральная интенсивность ИВЧ возрастает линейно с увеличением толщины мишени, что позволяет использовать ИВЧ от наклонной пластины для измерения профиля низкоинтенсивных пучков, получаемых с помощью лазерно-плазменных технологий [118].

3.2 Когерентное излучение Вавилова-Черенкова при наклонном пролёте сгустка вблизи диэлектрической пластины

Для ультрарелятивистских электронов ($\gamma \gg 1$) характерный поперечный размер кулоновского поля электрона составляет порядка $\gamma\lambda$ и в мм-диапазоне длин волн может достигать макроскопических размеров. В случае, когда короткий сгусток движется вблизи мишени, при выполнении условия когерентности, может формироваться так называемое когерентное дифракционное излучение Вавилова-Черенкова (CChDR) [52]. Преимуществом генерации излучения в этой схеме является отсутствие ионизационных потерь энергии электронов в мишени. Поэтому, как уже упоминалось, такую схему можно использовать как инструмент для неразрушающей диагностики параметров сгустка ускорителя [119, 120].

Угол излучения в вакууме и угол излучения в среде связаны через закон Снеллиуса из которого легко получить условие $n^2 = \epsilon < 2 - \gamma^{-2}$ при выполнении которого вариант геометрии для плоской мишени может быть реализован для вывода ИВЧ в вакуум (см. рисунок 3.8а)

Большинство прозрачных коммерческих материалов имеют показатель преломления $n > 1.42$ ($\epsilon > 2$) в миллиметровом диапазоне длин волн. Это часто приводит к проблеме вывода излучения из плоских мишеней, потому что угол падения ИВЧ на внешней поверхности мишени больше угла полного внутреннего отражения (см. рисунок 3.8б). В этом случае происходит запираение ИВЧ внутри мишени.

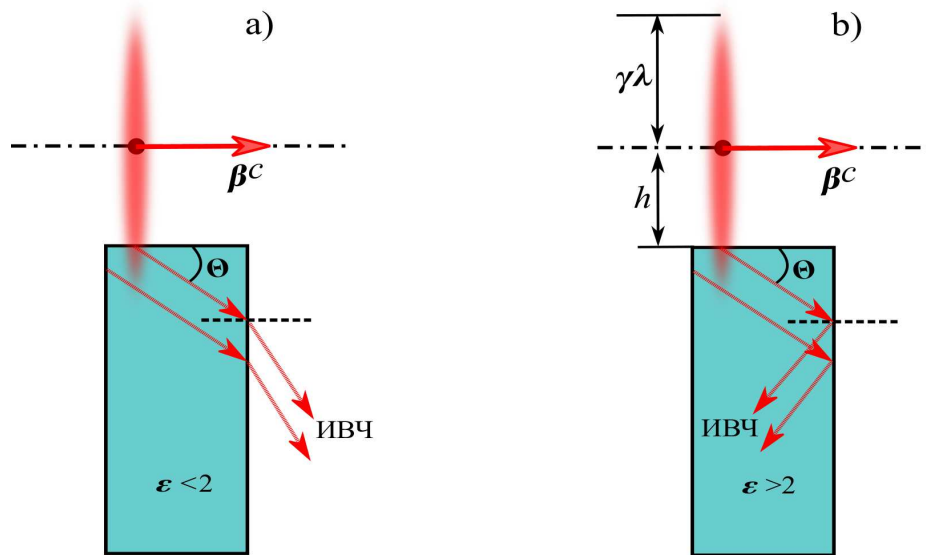


Рисунок 3.8 – Нормальный пролёт заряда вблизи прямоугольной геометрия мишени, из которой вывести ИВЧ в вакуум а) возможно ($\varepsilon < 2$); б) невозможно ($\varepsilon > 2$).

Один из вариантов решения этой проблемы был предложен в работе [121] при использовании мишеней с заданными диэлектрическими свойствами, изготовленных на основе технологии трехмерной печати. Для печати использовали пластмассы на основе полимолочной кислоты (PLA) и стирол-бутадиен-стирольного каучука (SBS). Если расстояние между печатными линиями мишени намного меньше, чем длина волны излучения, то материал мишени можно рассматривать, как среду с заданными макроскопическими электромагнитными свойствами, которая отличается от свойств среды исходного материала.

Эксперимент по измерению КИВЧ в мм-диапазоне для радиатора $100 \times 100 \times 40$ мм, изготовленного указанным способом, проводился на электронном пучке микротрона НИ ТПУ со следующими параметрами (см. таблица 3.1) [121]. Показатель преломления материала мишени измерялся по специальной методике [122].

Таблица 3.1 – Параметры выведенного пучка микротрона ТПУ.

| | | |
|---|----------------|------|
| Энергия ускоренных электронов | 6.1 | МэВ |
| Длительность макроимпульса | 3 – 5 | мкс |
| Частота следования макроимпульсов | 1 – 8 | Гц |
| Количество микроимпульсов в макроимпульсе | $\approx 10^4$ | ед. |
| Количество электронов в микроимпульсе | 10^8 | ед. |
| Размер пучка на выходе из микротрона | 4×2 | мм |
| Угловая расходимость выведенного пучка | 0.08 | рад. |

Чтобы исключить влияние эффекта предволновой зоны, распределение излучения по углу сканировалось параболическим зеркалом в фокусе которого находился детектор DP-21M на основе широкополосной микрополосковой антенны с установленным на ней низкобарьерным

(0.2 – 0.3 эВ) детекторным СВЧ диодом. Такой метод позволяет измерять на небольшом расстоянии от источника излучения то же угловое распределение, что и в дальней зоне [123]. Чтобы исключить генерацию дифракционного излучения с поверхности передней входной грани экрана, эта поверхность закрывалась металлическим проводником.

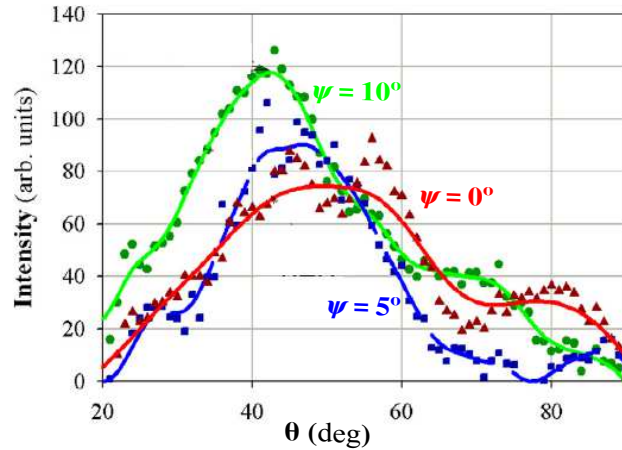


Рисунок 3.9 – Угловое распределение КИВЧ для различных углов наклона $\psi = 0^\circ; 5^\circ; 10^\circ$ диэлектрического экрана с размерами $100 \times 100 \times 40$ мм [121] .

Как видно из результатов эксперимента представленного в работе [121] (см. рисунок 3.9) для экрана полученного из SBS пластика ($n = 1.32$) распределение КИВЧ (при выполнении условия $\lambda \gg \sigma_z$ излучение является когерентным) распространяется в угловом диапазоне $30 - 65^\circ$ для азимутального угла $\phi = 0^\circ$, в зависимости от угла ориентации мишени ($\psi = 0^\circ; 5^\circ; 10^\circ$). Измерения распределения КИВЧ по азимутальному углу в данном эксперименте не проводилось. Но, как можно предположить, в силу аксиально несимметричной геометрии мишени распределение по азимуту будет носить не симметричный характер (см. главу 2). Большая ширина в распределении КИВЧ по полярному углу θ может объясняться тем, что толщина экрана ($L = 40$ мм) сопоставима с длиной волны $\lambda = (12 - 30)$ мм излучения (см., например, работу [80]).

В выбранной декартовой системе координат, рассмотрим подобную задачу о поляризованном излучении, возникающее при пролёте ансамбля состоящий из N заряженных частиц вблизи диэлектрического экрана конечных размеров. Будем считать, что распределение частиц в ансамбле является произвольным. Центр масс ансамбля будет находиться от торцевой поверхности экрана (перпендикулярная оси y') (см. рисунок 3.10) на расстоянии h (прицельный параметр). Первоначальная расходимость зарядов в ансамбле имеется только в плоскости $y'z'$

Поляризованный ток индуцированный ансамблем заряженных частиц внутри мишени будет возникать в ограниченной области объёма мишени, определяемая размерами эффективного радиуса кулоновского поля заряженных частиц и поперечными размерами самого ансамбля, и будет зависеть от расстояния между траекторией частиц и поверхностью мишени.

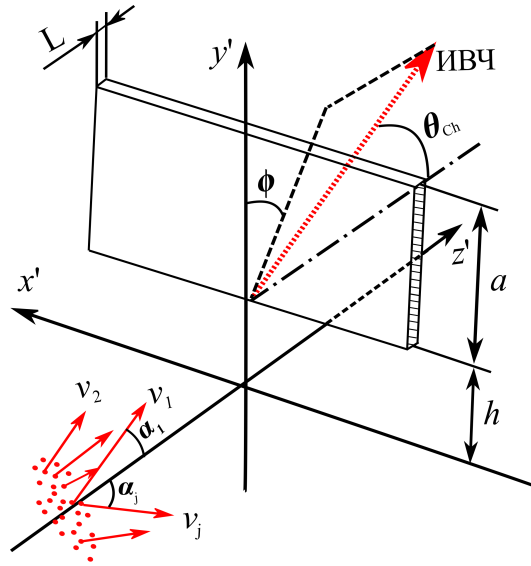


Рисунок 3.10 – Схема генерации ИВЧ при пролёте ансамбля заряженных частиц вблизи диэлектрического экрана с размерами $\infty \times a \times L$.

Напряжённость магнитного поля излучения в среде можно записать в виде:

$$\mathbf{H}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{2\pi i}{c} \frac{e^{ikr}}{r} \left[\mathbf{k} \times \int_{-L}^0 \int_h^{h+a} \sigma(\omega) \mathbf{E}_{div}^0(k_x, y', z', \omega) \exp(-ik_y y' - ik_z z') dy' dz' \right], \quad (3.20)$$

Входящая в уравнение (3.20) двумерная, монохроматическая Фурье-компонента электрического поля в случае ансамбля заряженных частиц (не пересекающие мишень) имеющего первоначальную расходимость в плоскости $y'z'$ (в плоскости перпендикулярной поверхности радиатора) определится следующим образом (см. раздел 1.2.2)

$$\mathbf{E}_{div}^0(k_x, y', z', \omega) = -\frac{ie}{2\pi\beta c\mathcal{K}} \sum_{j=1}^N \mathbf{T}_j \exp\left(i\frac{\omega(z' - z_j) \cos \alpha_j}{\beta c}\right) \times \exp\left(-i\frac{\omega(y' - y_j) \sin \alpha_j}{\beta c} - \frac{\omega|(y' - y_j) \cos \alpha_j + (z' - z_j) \sin \alpha_j| \mathcal{K}}{\beta c\gamma}\right), \quad (3.21)$$

где векторная часть выражения $\mathbf{T}_j = \left\{ \beta\gamma\sqrt{\varepsilon}e_x; i\mathcal{S} \cos \alpha_j \mathcal{K} - \gamma^{-1} \sin \alpha_j; \gamma^{-1} \cos \alpha_j + i\mathcal{S} \sin \alpha_j \mathcal{K} \right\}$, знаковая функция обозначена $\mathcal{S} = \text{sign}[(y' - y_j) \cos \alpha_j + (z' - z_j) \sin \alpha_j]$, $\mathcal{K} = \sqrt{1 + (\sqrt{\varepsilon}\gamma\beta e_x)^2}$.

Напряжённость магнитного поля поляризационного излучения в среде после всех подстановок и преобразований примет следующий вид:

$$\mathbf{H}^R(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e}{4\pi c} \sum_{j=1}^N \frac{\beta\sqrt{\varepsilon}(\varepsilon - 1) \exp(ikr)}{\mathcal{K} r} \mathcal{F} \frac{1 - \exp\left(-iL\frac{\omega}{\beta c} (\cos \alpha - \beta\sqrt{\varepsilon}e_z + i\gamma^{-1}\mathcal{K} \sin \alpha_j)\right)}{\cos \alpha_j - \beta\sqrt{\varepsilon}e_z + i\gamma^{-1}\mathcal{K} \sin \alpha_j} \times \frac{\exp\left(-a\frac{\omega}{\beta c} (\gamma^{-1}\mathcal{K} \cos \alpha_j + i \sin \alpha_j + i\beta\sqrt{\varepsilon}e_y)\right) - 1}{\gamma^{-1}\mathcal{K} \cos \alpha_j + i \sin \alpha_j + i\beta\sqrt{\varepsilon}e_y} \exp\left(-h\frac{\omega}{\beta c} (\gamma^{-1}\mathcal{K} \cos \alpha_j + i \sin \alpha_j + i\beta\sqrt{\varepsilon}e_y)\right) \times \exp\left(i\frac{\omega(y_j \sin \alpha_j - z_j \cos \alpha_j)}{\beta c} + \frac{\omega(y_j \cos \alpha_j + z_j \sin \alpha_j) \mathcal{K}}{\beta c\gamma} - i\frac{\omega x_j \sqrt{\varepsilon}e_x}{c}\right), \quad (3.22)$$

где векторная часть полученного выражения обозначена:

$$\mathcal{F} = \begin{bmatrix} (\gamma^{-1} \cos \alpha_j + i\mathcal{K} \sin \alpha_j) e_y + (\gamma^{-1} \sin \alpha_j - i\mathcal{K} \cos \alpha_j) e_z \\ (\gamma\beta\sqrt{\varepsilon}e_z - \gamma^{-1} \cos \alpha_j - i\mathcal{K} \sin \alpha_j) e_x \\ (i\mathcal{K} \cos \alpha_j - \gamma\beta\sqrt{\varepsilon}e_y - \gamma^{-1} \sin \alpha_j) e_x \end{bmatrix}, \quad (3.23)$$

а также учтено, значение знаковой функции для случая, когда мишень располагается выше траектории ансамбля заряженных частиц. Для нахождения магнитного поля поляризационного излучения вне мишени также применяется принцип взаимности (см. выражение 1.16).

Как отметил автор работы [84], использование формул Френеля (1.35) для плоской бесконечной границы раздела сред накладывает ограничение на соотношение между продольными и поперечными геометрическими размерами мишени:

$$L \ll \begin{cases} \gamma\lambda, & \text{при } a > \gamma\lambda, \\ a, & \text{при } a \leq \gamma\lambda. \end{cases} \quad (3.24)$$

В случае выполнения в выражении (3.24) верхнего соотношения, влиянием поперечного размера мишени a на характеристики излучения можно пренебречь и считать экран бесконечным в поперечном направлении. В случае выполнения нижнего соотношения, необходимо учитывать влияние поперечного размера экрана на характеристики поляризационного излучения.

Подставляя компоненты магнитного поля излучения (3.22) в формулу (1.32) с учётом выражений (1.33), (1.34) и преобразования углов (1.18), получим интенсивность поляризационного излучения в вакууме:

$$\begin{aligned} \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} &= \frac{cr^2}{|\varepsilon|^2} \left(\left| \sqrt{\varepsilon} f_E \right|^2 \left| H_{\parallel}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) \right|^2 + \left| f_H \right|^2 \left| H_{\perp}^{pol}(\mathbf{r}, \omega) \right|^2 \right) = \\ &= \frac{e^2}{4\pi^2 c} \sum_{j=1}^N \frac{\beta^2 \cos^2 \theta}{K^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \left| \frac{1 - \exp \left(-iL \frac{\omega}{\beta c} \left(\cos \alpha_j - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + i\gamma^{-1} K \sin \alpha_j \right) \right)}{\cos \alpha_j - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + i\gamma^{-1} K \sin \alpha_j} \right|^2 \times \\ &\frac{\exp \left(-ia \frac{\omega}{\beta c} \left(\sin \alpha_j + \beta \sin \theta \cos \phi - i\gamma^{-1} K \cos \alpha_j \right) \right) - 1}{\sin \alpha_j + \beta \sin \theta \cos \phi - i\gamma^{-1} K \cos \alpha_j} \right|^2 \times \quad (3.25) \\ &\left[\left| \frac{\varepsilon}{\varepsilon \cos \theta + Z} \right|^2 \left| \cos \alpha_j (\gamma^{-1} \sin \theta - iK \cos \phi Z) + \sin \alpha_j (iK \sin \theta + \gamma^{-1} \cos \phi Z) - \gamma\beta \sin \theta \sin^2 \phi Z \right|^2 + \right. \\ &\gamma^2 \sin^2 \phi \left| \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\cos \theta + Z} \right|^2 (\sin^2 \theta + |Z|^2) \left(1 - \beta^2 \cos^2 \theta + 2\beta\gamma^{-2} \sin \alpha_j \sin \theta \cos \phi - \right. \\ &\left. \left. \gamma^{-2} \sin^2 \alpha_j (K^2 - \gamma^{-2}) \right) \right] \exp \left(-ih \frac{2\omega}{\beta c} (\sin \alpha_j + \beta \sin \theta \cos \phi - i\gamma^{-1} K \cos \alpha_j) \right) \times \\ &\left| \exp \left(i \frac{\omega (y_j \sin \alpha_j - z_j \cos \alpha_j)}{\beta c} + \frac{\omega (y_j \cos \alpha_j + z_j \sin \alpha_j) K}{\beta c \gamma} - i \frac{\omega x_j \sin \theta \sin \phi}{c} \right) \right|^2 = \\ &\sum_{j=1}^N \frac{d^2W(\alpha_j)}{d\omega d\Omega} \left| \exp \left(i \frac{\omega (y_j \sin \alpha_j - z_j \cos \alpha_j)}{\beta c} + \frac{\omega (y_j \cos \alpha_j + z_j \sin \alpha_j) K}{\beta c \gamma} - i \frac{\omega x_j \sin \theta \sin \phi}{c} \right) \right|^2. \end{aligned}$$

Здесь введено обозначение $K = \sqrt{1 + (\gamma\beta \sin \theta \sin \phi)^2}$. Выражение (3.25) описывает интенсивность дифракционного излучения «вперёд» и излучения Вавилова-Черенкова для ансамбля заряженных частиц (в положительном направлении оси z'). Последнему отвечает полюс вида:

$$\left| \cos \alpha_j - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + i\gamma^{-1} K \sin \alpha_j \right| \rightarrow 0. \quad (3.26)$$

Выражение (3.26), было получено в работе [82] при рассмотрении наклонного пролёта одиночного заряда через начала декартовой системы координат ($j = 1, x_j = y_j = z_j$) вблизи диэлектрического экрана. При $\alpha_1 \equiv \alpha \rightarrow 0$ выражение (3.26) записанное в «вакуумных» переменных преобразуется в известное условие Черенкова.

$$\left| 1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right| \rightarrow 0. \quad (3.27)$$

Квадрат модуля структурного фактора ансамбля заряженных частиц в выражении (3.25) можно раскрыть

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^N \frac{d^2 W(\alpha_j)}{d\omega d\Omega} \left| \exp \left(i \frac{\omega (y_j \sin \alpha_j - z_j \cos \alpha_j)}{\beta c} + \frac{\omega (y_j \cos \alpha_j + z_j \sin \alpha_j) K}{\beta c \gamma} - i \frac{\omega x_j e_x}{c} \right) \right|^2 = \\ & = \sum_{j=1}^N \left\langle \frac{d^2 W(\alpha_j)}{d\omega d\Omega} \exp \left(2 \frac{\omega (y_j \cos \alpha_j + z_j \sin \alpha_j) K}{\beta c \gamma} \right) \right\rangle + \\ & \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^{N-1} \left\langle \frac{d^2 W(\alpha_{j,k})}{d\omega d\Omega} \exp \left(i \frac{\omega (y_j \sin \alpha_j - z_j \cos \alpha_j)}{\beta c} + \frac{\omega (y_j \cos \alpha_j + z_j \sin \alpha_j) K}{\beta c \gamma} \right) \times \right. \\ & \left. \exp \left(-i \frac{\omega (y_k \sin \alpha_k - z_k \cos \alpha_k)}{\beta c} + \frac{\omega (y_k \cos \alpha_k + z_k \sin \alpha_k) K}{\beta c \gamma} \right) \exp \left(-i \frac{\omega (x_j - x_k) e_x}{c} \right) \right\rangle. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Предположим, что частицы в ансамбле не взаимодействуют между собой, т.е. между частицами не возникают корреляции. Радиус-векторы, отсчитываются от центра масс ансамбля, и определяют координаты каждой частицы в ансамбле. Далее используем приближение, что ансамбль заряженных частиц представляет собой сгусток ($N \gg 1$) с нормальным распределением.

При нормальном пролёте расходящегося сгустка вблизи экрана эффективная толщина излучающего слоя вдоль экрана будет иметь размеры $\sigma_y + L \tan \alpha_{div} + \beta \gamma \lambda / 2\pi - h$. При расчёте характеристик поляризационного излучения предполагается, что отсутствуют пересечения траекторий заряженных частиц сгустка с поверхностью мишени. Это условие выполнимо, если соблюдается соотношение для импакт-параметра (см. рисунок 3.11)

$$b > h \cos \psi - (L / \cos \psi + h \sin |\psi|) \tan \alpha_{div} - \sigma_y. \quad (3.29)$$

Для сгустка имеющего нормальное распределение плотность распределения может быть усреднена по распределению координат и углов пролёта заряженных частиц относительно оси сгустка, и представлена в виде:

$$\begin{aligned}
g &\simeq \frac{1}{N} \left\langle \sum_{j=1}^N \delta(x_b - x_j) \delta(y_b - y_j) \delta(z_b - z_j) \delta(\alpha_b - \alpha_j) \right\rangle = \\
&= \frac{1}{N-1} \left\langle \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^{N-1} \delta(x_b - x_k) \delta(y_b - y_k) \delta(z_b - z_k) \delta(\alpha_b - \alpha_k) \right\rangle \simeq g(x_b, y_b, z_b, \psi) s_{div}(\alpha_b, \psi). \quad (3.30)
\end{aligned}$$

Плотность распределения зарядов в сгустке $g(x_b, y_b, z_b, \psi)$ с постоянным среднестатистическим отклонением, ось которого наклонена под углом $-\psi$ относительно оси z' (см рисунок 3.11), будет определяться выражение

$$g(x_b, y_b, z_b, \psi) = \frac{\exp\left(-\frac{x_b^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y_b \cos \psi - z_b \sin \psi)^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(z_b \cos \psi + y_b \sin \psi)^2}{2\sigma_z^2}\right)}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z}. \quad (3.31)$$

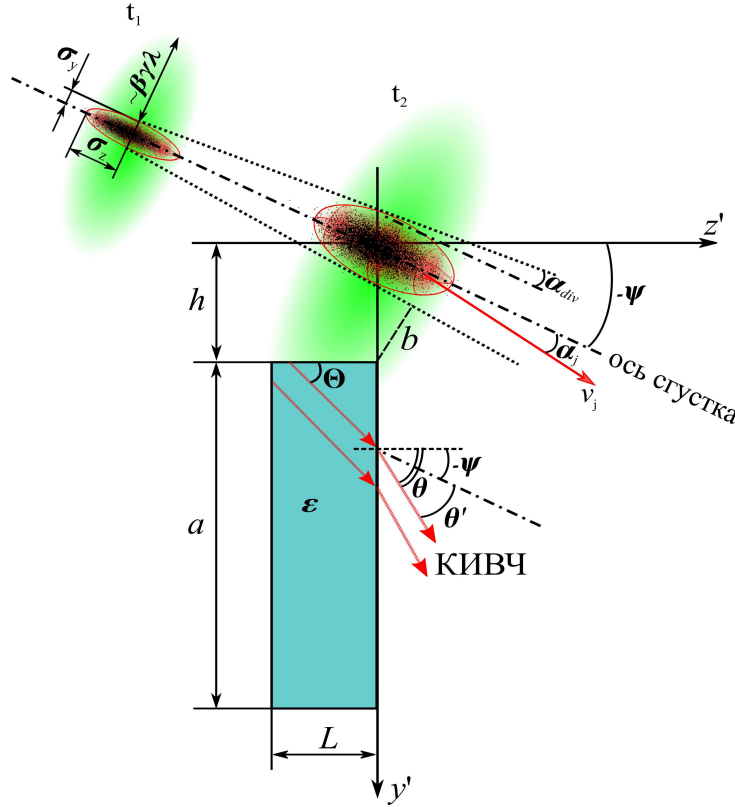


Рисунок 3.11 – Схема генерации КИВЧ при пролёте сгустка заряженных частиц имеющего нормальное распределение с первоначальной расходимостью вблизи диэлектрического экрана с размерами $\infty \times a \times L$.

Плотность распределения $s_{div}(\alpha_b, \psi)$ импульса зарядов по углам α_b относительно оси сгустка имеет также гауссово распределение со среднеквадратичным отклонением α_{div} (также предполагаем, что распределения по углам и координатам не коррелируют между собой)

$$s_{div}(\alpha_b, \psi) = \exp\left(-\frac{(\alpha_b - \psi)^2}{2\alpha_{div}^2}\right) / \sqrt{2\pi} \alpha_{div}. \quad (3.32)$$

В формуле (3.28) усреднение можно привести к интегрированию интенсивности для одного заряда и структурного фактора с плотностью распределения частиц в сгустке по координатам (3.31) и углам пролёта (3.32)

$$\begin{aligned}
& \sum_{j=1}^N \frac{d^2W(\alpha_j)}{d\omega d\Omega} \left| \exp \left(i \frac{\omega(y_j \sin \alpha_j - z_j \cos \alpha_j)}{\beta c} + \frac{\omega(y_j \cos \alpha_j + z_j \sin \alpha_j) K}{\beta c \gamma} - i \frac{\omega x_j \sin \theta \sin \phi}{c} \right) \right|^2 = \\
& = N \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2W(\alpha_b)}{d\omega d\Omega} g(x_b, y_b, z_b, \psi) s_{div}(\alpha_b, \psi) \exp \left(2 \frac{\omega(y_b \cos \alpha_b + z_b \sin \alpha_b) K}{\beta c \gamma} \right) dx_b dy_b dz_b d\alpha_b + \\
& \quad N(N-1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2W(\alpha_b)}{d\omega d\Omega} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x_b, y_b, z_b, \psi) \exp \left(i \frac{\omega(y_b \sin \alpha_b - z_b \cos \alpha_b)}{\beta c} + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. \frac{\omega(y_b \cos \alpha_b + z_b \sin \alpha_b) K}{\beta c \gamma} - i \frac{\omega x_b \sin \theta \sin \phi}{c} \right) dx_b dy_b dz_b \right|^2 s_{div}(\alpha_b, \psi) d\alpha_b. \quad (3.33)
\end{aligned}$$

Итоговый вид выражения (3.33) для спектрально-угловой плотности энергии поляризованного излучения для сгустка в вакууме (излучение распространяется в полупространство $z' > 0$) вышедшего из «выходной» грани экрана имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{d^2W_b}{d\omega d\Omega} &= \frac{d^2W_{incoh}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2W_{coh}}{d\omega d\Omega} = N \int_{-3\alpha_{div}}^{3\alpha_{div}} \frac{d^2W(\alpha_b)}{d\omega d\Omega} F_{incoh}(\sigma_{x,y,z}, \alpha_b, \psi, \lambda) s_{div}(\alpha_b, \psi) d\alpha_b + \\
& \quad N(N-1) \int_{-3\alpha_{div}}^{3\alpha_{div}} \frac{d^2W(\alpha_b)}{d\omega d\Omega} F_{coh}(\sigma_{x,y,z}, \alpha_b, \psi, \lambda) s_{div}(\alpha_b, \psi) d\alpha_b, \quad (3.34)
\end{aligned}$$

где не когерентный и когерентный форм-факторы, соответственно, имеют вид

$$F_{incoh}(\sigma_{x,y,z}, \alpha_b, \psi, \lambda) = \exp \left(\frac{8\pi^2 (1 + \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi)}{\beta^2 \gamma^2 \lambda^2} \left(\sigma_y^2 \cos^2(\alpha_b + \psi) + \sigma_z^2 \sin^2(\alpha_b + \psi) \right) \right), \quad (3.35)$$

$$\begin{aligned}
F_{coh}(\sigma_{x,y,z}, \alpha_b, \psi, \lambda) &= \exp \left(\frac{4\pi^2 (1 + \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi)}{\beta^2 \gamma^2 \lambda^2} \left(\sigma_y^2 \cos^2(\alpha_b + \psi) + \sigma_z^2 \sin^2(\alpha_b + \psi) \right) - \right. \\
& \quad \left. \frac{4\pi^2}{\beta^2 \lambda^2} \left(\sigma_z^2 \cos^2(\alpha_b + \psi) - \sigma_y^2 \sin^2(\alpha_b + \psi) \right) - \frac{4\pi^2 \sigma_x^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi}{\lambda^2} \right). \quad (3.36)
\end{aligned}$$

В выражении (3.34) пределы интегрирования по углу α_b заменены с $(-\infty, \infty)$ на $(-3\alpha_{div}, 3\alpha_{div})$ из условия выполнения значения знаковой функции ($\alpha_b < \pm\pi/2$). В работе [124] при рассмотрении дифракционного излучения в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах были получены некогерентный и когерентный форм-факторы для сгустка с изменяющейся дисперсией нормального распределения имеющий расходимость в плоскости параллельной поверхности радиатора (т.е. в плоскости $x'z'$, см. рисунок 3.11).

Спектрально-угловая плотность энергии поляризационного излучения для одной заряженной частицы с усреднённым углом пролёта α_b относительно оси сгустка имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2W(\alpha_b)}{d\omega d\Omega} = & \frac{e^2}{4\pi^2 c} \frac{\beta^2 \cos^2 \theta}{K^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \left| \frac{1 - \exp\left(-iL \frac{\omega}{\beta c} \left(\cos \alpha_b - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + i\gamma^{-1} K \sin \alpha_b\right)\right)}{\cos \alpha_b - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + i\gamma^{-1} K \sin \alpha_b} \right|^2 \times \\ & \frac{\exp\left(-ia \frac{\omega}{\beta c} \left(\sin \alpha_b + \beta \sin \theta \cos \phi - i\gamma^{-1} K \cos \alpha_b\right)\right) - 1}{\sin \alpha_b + \beta \sin \theta \cos \phi - i\gamma^{-1} K \cos \alpha_b} \right|^2 \times \\ & \left[\left| \frac{\varepsilon}{\varepsilon \cos \theta + Z} \right|^2 \left| \cos \alpha_b (\gamma^{-1} \sin \theta - iK \cos \phi Z) + \sin \alpha_b (iK \sin \theta + \gamma^{-1} \cos \phi Z) - \gamma \beta \sin \theta \sin^2 \phi Z \right|^2 + \right. \\ & \left. \gamma^2 \sin^2 \phi \left| \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\cos \theta + Z} \right|^2 (\sin^2 \theta + |Z|^2) (1 - \beta^2 \cos^2 \theta + 2\beta \gamma^{-2} \sin \alpha_b \sin \theta \cos \phi - \right. \\ & \left. \left. \gamma^{-2} \sin^2 \alpha_b (K^2 - \gamma^{-2})) \right] \exp\left(-ih \frac{2\omega}{\beta c} \left(\sin \alpha_b + \beta \sin \theta \cos \phi - i\gamma^{-1} K \cos \alpha_b\right)\right), \quad (3.37) \end{aligned}$$

данное выражение получено в работе [82].

Расчёты КИВЧ проводились по формуле (3.34) без учёта первого слагаемого, описывающего некогерентную часть ИВЧ, для тех же параметров экрана и углов его поворота и характеристик пучка электронов, что и в работе [121].

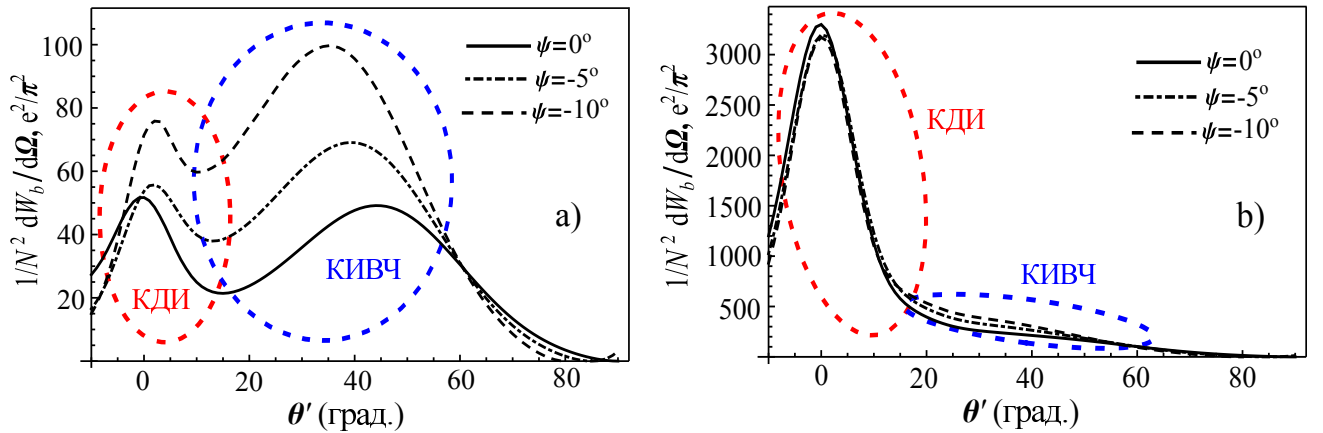


Рисунок 3.12 – Угловое распределение КИВЧ и КДИ для различных углов пролёта сгустка $\psi = 0^\circ; -5^\circ; -10^\circ$ относительно диэлектрического экрана с размерами $\infty \times 100 \times 40$ мм. Параметры моделирования: $n = 1.32$, $\gamma = 12$, $L = 40$ мм, $a = 100$ мм, $h \approx 20$ мм, $\phi = 0^\circ$, $\sigma_x = 2$ мм, $\sigma_y = 4$ мм, $\sigma_z = 2$ мм, интегрирование проводилось по длинам волн а) $\lambda = 12 - 15$ мм; б) $\lambda = 12 - 30$ мм.

Из рисунка 3.12а видно, что для диэлектрического экрана из SBS пластика, в зависимости от угла пролёта (ψ) сгустка относительно экрана, распределения КИВЧ (усреднённое в диапазоне длин волн $\lambda = (12 - 15)$ мм) по полярному углу ($\theta' = \theta + \psi$, см. рисунка 3.11) имеет тот же диапазон значений ($30^\circ - 65^\circ$), что и в работе [121]. В случае диапазона длин волн $\lambda = (12 - 30)$ мм (см. рисунок 3.12б), рассматриваемого в работе [121], видно что в

длинноволновой части спектра (т.е. для длин волн $\lambda = (16 - 30)$ мм) происходит явное преобладание КДИ над КИВЧ, что не наблюдалось в работе [121], так как КДИ отсутствовало из-за экранировки передней входной грани экрана. Другими словами, из-за соотношения толщины экрана и длины волны, при толщине экрана $L = 40$ мм и частичной интерференции «хвоста» КДИ с КИВЧ, КИВЧ эффективно формируется только в коротковолновой части спектра для приведённых углов полёта сгустка.

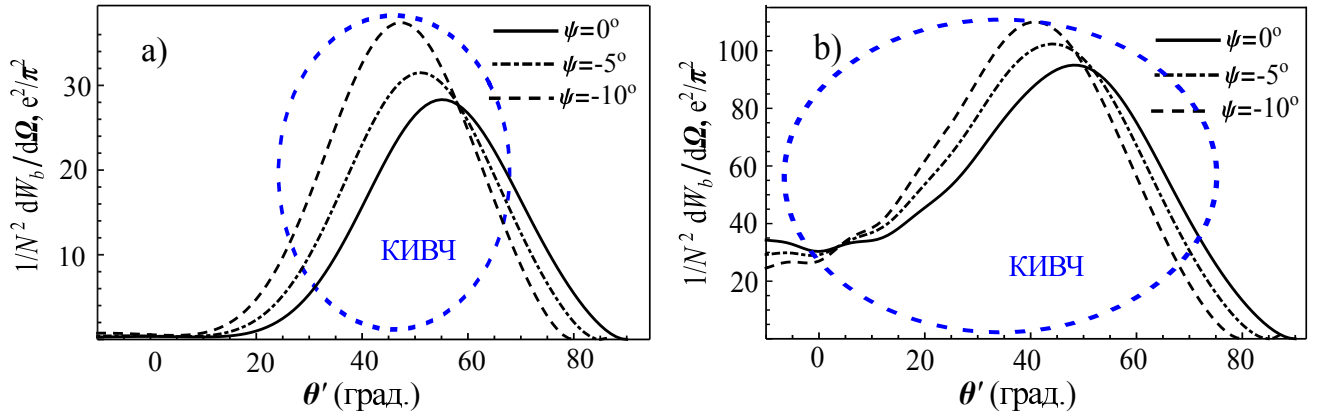


Рисунок 3.13 – Угловое распределение КИВЧ (без учёта влияния КДИ) для различных углов полёта сгустка $\psi = 0^\circ; -5^\circ; -10^\circ$ относительно диэлектрического экрана с размерами $\infty \times 100 \times 40$ мм. Параметры моделирования: $n = 1.32$, $\gamma = 12$, $L = 40$ мм, $a = 100$ мм, $h \approx 20$ мм, $\phi = 0^\circ$, $\sigma_x = 2$ мм, $\sigma_y = 4$ мм, $\sigma_z = 2$ мм, интегрирование проводилось по длинам волн а) $\lambda = 12 - 15$ мм; б) $\lambda = 12 - 30$ мм.

На сегодняшний день нет аналитической модели позволяющая рассчитывать ИВЧ в подобной геометрии без учёта ДИ. Качественно, в первом приближении, исключая полюс ДИ ($\sin \alpha_b + \beta \sin \theta \cos \phi - i\gamma^{-1}K \cos \alpha_b$) стоящий в знаменателе выражения (3.37), можно оценить угловое распределение ИВЧ в отсутствие ДИ. На рисунке 3.13а,б представлены расчёты углового распределения КИВЧ для тех же параметров, что и на рисунке 3.12. Видно, что максимумы КИВЧ в угловом распределении, рассчитанное по модели для представленных углов полёта сгустка заряженных частиц, имеют соответствующие значения близкие по значению измеренные в эксперименте (см. рисунок 3.9).

Стоит отметить, что для поперечных размеров экрана используемые в эксперименте [121] выполняется условие $a < \gamma\lambda$ ($L < a$) во всём диапазоне длин волн $\lambda = (12 - 30)$ мм. Это может приводит к тому, что нужно учитывать влияние поперечных размеров экрана, т.е. учитывать выход КИВЧ не только на выходной грани экрана, но и на его торцах и рёбрах. Подобный вклад вышедшего излучения на торцах экрана (включая рёбра мишени) возможно может объяснять угловое распределение на углах $\theta \approx (65^\circ - 90^\circ)$ (см. рисунок 3.9). Всё это требует дополнительной теоретической и экспериментальной проверки.

3.3 Обсуждение результатов главы

В данной главе на основе метода поляризационных токов исследованы характеристики КИВЧ, которое генерируется заряженной частицей и сгустком пролетающий через мишень и вблизи неё с диэлектрической проницаемостью $|\varepsilon| < 2$. Результаты в рамках рассматриваемого метода хорошо согласуются с ранее полученными работами [41].

Анализ показывает, что наклон мишени относительно траектории заряда или наклонный пролёт сгустка приводит к явному нарушению азимутальной симметрии углового распределения интенсивности ИВЧ/КИВЧ.

Глава 4

Когерентное излучение Вавилова-Черенкова в мишени сложной геометрии обладающей частотной дисперсией

Зависимость характеристик когерентного синхротронного излучения [125], немного позднее КПИ [126], а также когерентного ондуляторного излучения [127] от длины электронного сгустка успешно использовалась для диагностики продольных размеров пучков ускорителей.

Если продольный размер сгустка намного превышает его эффективный поперечный размер ($\sigma_z \gg \sigma_t$), интенсивность и спектр когерентного излучения (квадратичная зависимость интенсивности от населённости сгустка в диапазоне длин волн $\lambda \geq \sigma_z$) будет определяться продольным размером сгустка, тогда как поперечный размер σ_t сгустка практически не влияет на характеристики излучения. В этом случае говорят об эффекте временной когерентности излучения. Пространственная когерентность начинает играть роль для коротких сгустков ($\sigma_z \ll \sigma_t$) заряженных частиц в том случае, когда выполняется условие $\sigma_t \gg \beta\gamma\lambda/2\pi$ [128].

Недавно было предложено использовать КИВЧ, чтобы определять продольные размеры электронного сгустка [108, 129]. В обеих цитируемых работах авторы предложили из анализа измеренного спектра КИВЧ, которое генерируется коротким сгустком при пролёте через осевой вакуумный канал в диэлектрическом цилиндре, получать информацию об эффективной длине электронного сгустка. Для измерения длины сгустка при $\sigma_z \leq 100$ мкм по методике [108] необходимо проводить тщательное измерение спектра КИВЧ с последующей обработкой, учитывающей геометрию цилиндра-мишени. С этой точки зрения предложенная методика, основанная на КИВЧ, не отличается от подхода, основанного на измерениях спектра КПИ [115]. Как правило, измерение спектра проводится с использованием интерферометров (например, Майкельсона [130–132] или Мартина-Паплета [131, 133]), или призматического спектрометра [134] и др.

Как отмечалось ранее, в последние годы механизм дифракционного ИВЧ/КИВЧ (механизм ChDR/CChDR) предлагается применять для слабозмущающей диагностики пучков ускоренных частиц, т.е. при пролёте пучка вблизи мишени [119, 120]. Для этих целей необходимо знать с высокой точностью характеристики генерируемого ИВЧ/КИВЧ.

В данной главе предлагается метод, позволяющий избежать спектральных измерений с использованием таких сложных устройств, как интерферометры. В принципе, измеряя лишь угловое распределение КИВЧ в радиаторе с частотной дисперсией возможно определять эффективный продольный размер короткого сгустка.

4.1 Когерентное излучение Вавилова-Черенкова при центральном пролёте короткого сгустка через вакуумный канал конической мишени

В отличие от подхода, предложенного в статье [67], в работе [91] предлагается использовать призматическую (или коническую) мишени из вещества (CsI), которое обладает частотной дисперсией в диапазоне длин волн, соответствующих когерентному излучению.

В этом случае подобная мишень может рассматриваться как энергодисперсионный элемент, что не требует использования дополнительного спектрометрического оборудования.

Рассмотрим задачу равномерного и прямолинейного пролёта одиночного, моноэнергетического и мононаправленного сгустка со скоростью $\mathbf{v}_j = \mathbf{v} = \{0; 0; v\} = \beta c \{0; 0; 1\}$ вдоль оси вакуумного канала конической мишени с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\lambda)$ (материал мишени имеет дисперсионную зависимость в терагерцовом диапазоне) имеющей толщину L , внешний радиус b и внутренний радиус a (см. рисунок 4.1). По методу поляризационных токов (см. Глава 1) рассчитаем магнитное поле КИВЧ в среде.

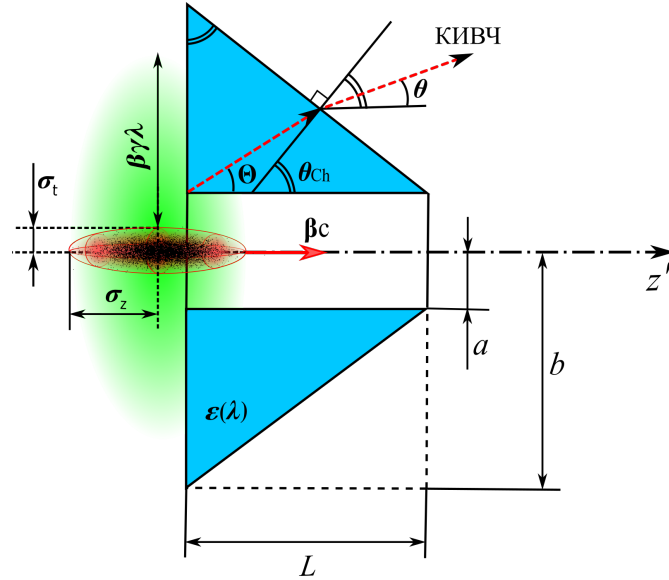


Рисунок 4.1 – Геометрия конической мишени и схема регистрации когерентного излучения Вавилова-Черенкова для определения длины сгустка.

Пространственная, монохроматическая Фурье-компонета кулоновского поля (см. выражение (1.30)) мононаправленного сгустка заряженных частиц (некоррелирующих между собой) в цилиндрической системе координат будет иметь вид

$$\mathbf{E}_b^0(\mathbf{r}', \omega) = \frac{e\omega}{\pi\gamma v^2} \sum_{j=1}^N \left(\frac{(\boldsymbol{\rho}' - \boldsymbol{\rho}_j) K_1\left(\frac{\omega|\mathbf{P}_j|}{v\gamma}\right)}{|\mathbf{P}_j|} - \frac{i}{\gamma} \frac{\mathbf{v} K_0\left(\frac{\omega|\mathbf{P}_j|}{v\gamma}\right)}{v} \right) e^{i\omega(z' - z_j)/\beta c} \quad (4.1)$$

В формуле (4.1) $|\mathbf{P}_j| = \sqrt{\rho'^2 + \rho_j^2 - 2\rho'\rho_j \cos(\phi' - \phi_j)}$, $\boldsymbol{\rho}' = \rho' \{\sin \phi'; \cos \phi'; 0\}$ – радиус-вектор координат мишени в поперечном направлении, ϕ' – азимутальный угол радиус-вектора $\boldsymbol{\rho}'$, $\boldsymbol{\rho}_j = \rho_j \{\sin \phi_j; \cos \phi_j; 0\}$ – радиус-вектор координаты j -ой заряженной частицы, ϕ_j – азимутальный угол радиус-вектора $\boldsymbol{\rho}_j$.

Магнитное поле КИВЧ в среде $H_b^{R(m)}(\mathbf{r}, \omega, \mathbf{r}_j)$ для ансамбля заряженных частиц в силу азимутальной симметрии задачи может быть определено в виде определенного интеграла по толщине рассматриваемой мишени с учетом изменяющегося внешнего радиуса мишени вдоль траектории частиц [85, 86]

$$\mathbf{H}^{R(m)}(\mathbf{r}, \omega, \mathbf{r}_j) = \frac{(\varepsilon - 1)G}{4\pi c} \left[\mathbf{k} \times \sum_{j=1}^N \int_a^{\rho'(z')} \int_0^{2\pi} \int_0^L \mathbf{E}_b^0(\mathbf{r}', \omega) e^{ik_\rho \rho' \cos(\phi' - \phi)} \rho' d\rho' d\phi' dz' \right], \quad (4.2)$$

где $G = e^{ir\sqrt{\varepsilon(\omega)\omega/c}/r}$, $k_\rho = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \sin(\Theta)\omega/c$.

Теперь определим магнитное поле $H^{R(m)}(\mathbf{r}, \omega, r_j)$ поляризованного излучения от мононаправленного сгустка заряженных частиц для рассматриваемой геометрии мишени в предположении того, что поперечный размер σ_t релятивистского сгустка ($\beta \approx 1$, σ_t – среднеквадратичное отклонение положения частиц от центра пучка в перпендикулярном направлении) удовлетворяет условию $\sigma_t \ll a \ll \gamma\lambda$ (внутренний радиус a вакуумного канала является для центра масс сгустка прицельным параметром), а также поперечные размеры сгустка были намного меньше продольных размеров ($\sigma_z \gg \sigma_t = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$). В этом случае поперечный размер сгустка не будет оказывать заметного влияния на характеристики КИВЧ (другими словами, поперечный форм-фактор сгустка будет равен единице для исследуемого диапазона длин волн) [85, 87]. Интенсивность излучения для сгустка частиц зависит от степени когерентности сгустка, который определяется его форм-фактором. Форм-фактор зависит от длины волны излучения и параметров самого сгустка [135]. Факторизация форм-фактора на продольную и поперечную компоненты является математическим приёмом, так как с физической точки зрения в общем случае невозможно разделить влияние продольного и поперечного размеров сгустка на форм-фактор.

При выполнении вышеприведённых условий, поперечными размерами сгустка можно пренебречь, тогда в выражении (4.1) остаётся зависимость только от продольного распределения заряженных частиц z_j вдоль оси z' , Опуская математические выкладки, вычислив интеграл по поперечному размеру [136] конической мишени и векторное произведение в формуле (4.2), получаем окончательное выражение для магнитного поля КИВЧ внутри мишени

$$\mathbf{H}^{R(m)}(\mathbf{r}, \omega, z_j) = \frac{e}{2\pi c} \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} (\varepsilon(\omega) - 1) G \left\{ \cos \phi, -\sin \phi, 0 \right\} \sum_{j=1}^N \exp\left(-i\frac{\omega}{v} z_j\right) \times \left(\frac{\left(\exp\left(iL\frac{\omega}{v}\text{Ch}\right) - 1\right)A}{\text{Ch}\left(1 + \varepsilon(\omega)\beta^2\gamma^2 \sin^2 \Theta\right)} + \int_0^L \frac{i\omega \exp\left(iz'\frac{\omega}{v}\text{Ch}\right)B}{v\left(1 + \varepsilon(\omega)\beta^2\gamma^2 \sin^2 \Theta\right)} dz' \right), \quad (4.3)$$

где обозначено

$$A = a \left(J_0\left(a\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon(\omega)}\sin\Theta\right) K_1\left(a\frac{\omega}{v\gamma}\right) \xi_1 - J_1\left(a\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon(\omega)}\sin\Theta\right) K_0\left(a\frac{\omega}{v\gamma}\right) \xi_2 \right),$$

$$B = \zeta \left(J_1\left(\zeta\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon(\omega)}\sin\Theta\right) K_0\left(\zeta\frac{\omega}{v\gamma}\right) \xi_2 - J_0\left(\zeta\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon(\omega)}\sin\Theta\right) K_1\left(\zeta\frac{\omega}{v\gamma}\right) \xi_1 \right),$$

$\xi_1 = \sin \Theta(\gamma^{-1} - \beta\gamma\sqrt{\varepsilon(\omega)} \cos \Theta)$, $\xi_2 = (\cos \Theta + \beta\sqrt{\varepsilon(\omega)} \sin^2 \Theta)$, $\zeta = (b - z'(b - a)/L)$, $J_{0,1}(x)$ – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков соответственно. В формуле (4.3) полюс выражения $\text{Ch} = \left| 1 - \beta\sqrt{\varepsilon(\omega)} \cos \Theta \right| = 0$ определяет угол соответствующий максимуму интенсивности ИВЧ в среде

$$\Theta_{\text{Ch}} = \arccos \left(1/\beta\sqrt{\varepsilon(\omega)} \right). \quad (4.4)$$

4.2 Спектрально-угловая плотность энергии когерентного излучения Вавилова-Черенкова для центрального пролёта короткого сгустка через вакуумный канал конической мишени

Так как коническая мишень имеет не плоскую выходную поверхность, поэтому применение выражения (1.35) для коэффициентов преломления Френеля является не корректным. При этом стоит предположить, что, как и для плоской выходной поверхности мишени, учёт соответствующих коэффициентов Френеля для не плоской выходной поверхности конической мишени приведёт к уменьшению интенсивности КИВЧ в вакууме для углов наблюдения относительно нормали к конической поверхности мишени не превышающих критический угол полного внутреннего отражения. Выражение (4.3) позволяет вычислить интенсивность КИВЧ в вакууме только для углов вылета фотонов в материале конической мишени $\Theta = \theta_{\text{Ch}}$, где θ_{Ch} – угол между нормалью к конической поверхности и траекторией движения сгустка (см. рисунок 4.1). Если же материал конической мишени обладает дисперсией в интересующем диапазоне длин волн, то в первом приближении можно допустить, что интенсивность фотонов ИВЧ в вакууме в узком угловом интервале $\theta_{\text{Ch}} \pm \delta\Theta$, где угол $\delta\Theta$ не слишком сильно отличается от угла θ_{Ch} , можно вычислить по формуле (4.3). Угол вылета фотонов ИВЧ в вакуум относительно нормали к конической поверхности находится из закона Снеллиуса следующим образом:

$$\sin(\theta_{\text{Ch}} - \theta) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \sin(\theta_{\text{Ch}} - \delta\Theta). \quad (4.5)$$

Применяя соотношение (4.5), можно определить угол распространения ИВЧ в вакууме относительно траектории мононаправленного сгустка

$$\theta = \theta_{\text{Ch}} - \arcsin \left(\sqrt{\varepsilon(\omega)} \sin(\theta_{\text{Ch}} - \delta\Theta) \right). \quad (4.6)$$

Для приведённой геометрии, внутренним отражением излучения можно пренебречь. Подтверждением вышесказанного является эксперимент [73], в котором использовались коническая (призматическая) мишень с вакуумным каналом, показавший высокий КПД выхода ИВЧ в вакуум.

В силу рассматриваемой азимутально-симметричной задаче компонента магнитного поля $H_{\parallel}^{R(m)}(r, \omega, z_j) = 0$ (см. выражение (1.33)). Спектрально-угловая плотность энергии поляризованного излучения в вакууме выраженое через магнитное поле (4.3) в среде без учёта

коэффициентов преломления Френеля запишется

$$\frac{d^2 W_b}{d\omega d\Omega} = \frac{cr^2}{|\varepsilon(\omega)|^2} \left| \mathbf{H}_{\perp}^{R(m)}(r, \omega, z_j) \right|^2 = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \frac{\omega \varepsilon(\omega) - 1}{c \sqrt{\varepsilon(\omega)}} \right|^2 \left| \sum_{j=1}^N \exp\left(-i\frac{\omega}{v} z_j\right) \right|^2 \times \left| \left(\frac{\left(\exp\left(iL\frac{\omega}{v} \text{Ch}\right) - 1\right) A}{\text{Ch}\left(1 + \varepsilon(\omega)\beta^2 \gamma^2 \sin^2 \Theta\right)} + \int_0^L \frac{i\omega \exp\left(iz'\frac{\omega}{v} \text{Ch}\right) B}{v\left(1 + \varepsilon(\omega)\beta^2 \gamma^2 \sin^2 \Theta\right)} dz' \right) \right|^2. \quad (4.7)$$

Усредним квадрат модуля структурного фактора в выражении (4.7) для продольного распределения (аналогично и для поперечного распределения, в случае, когда им нельзя пренебречь) по координатам заряженных частиц [137]

$$\left\langle \left| \sum_{j=1}^N \exp\left(-i\frac{\omega}{v} z_j\right) \right|^2 \right\rangle = N + \left\langle \sum_{j=1}^N \exp\left(-i\frac{\omega}{v} z_j\right) \right\rangle \left\langle \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^{N-1} \exp\left(i\frac{\omega}{v} z_k\right) \right\rangle. \quad (4.8)$$

Первое слагаемое в выражении (4.8) определяет интенсивность некогерентного поляризованного излучения сгустка, как сумму интенсивностей излучения индуцированное отдельными частицами сгустка. Второе слагаемое определяет конструктивный характер излучения (степень когерентности зависит от соотношения $\lambda \geq \sigma_z$) сгустка, как единой частицы с зарядом Ne равный сумме зарядов частиц сгустка.

Для сгустка имеющего нормальное распределение со среднеквадратичным отклонением σ_z нормированная плотность продольного распределения электронов в сгустке, состоящего из большого числа не коррелирующих между собой заряженных частиц ($N \gg 1$), может быть усреднена по распределению заряженных частиц в сгустке и представлена в виде

$$g_l(z_b) \simeq \frac{1}{N} \left\langle \sum_{j=1}^N \delta(z_b - z_j) \right\rangle = \frac{1}{N-1} \left\langle \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^{N-1} \delta(z_b - z_k) \right\rangle \simeq \frac{\exp\left(-\frac{z_b^2}{2\sigma_z^2}\right)}{\sqrt{2\pi}\sigma_z}. \quad (4.9)$$

Знак равенства в выражении (4.9) между двумя усреднёнными распределениями стоит в силу того, что вероятность распределения одинакова для ансамбля состоящий из N и $N-1$ не взаимодействующих (не коррелирующих) друг с другом заряженных частиц. Воспользовавшись весовой функцией — функция плотности распределения частиц в сгустке в виде (4.9), в формуле (4.8) усреднение можно привести к интегрированию структурного фактора с функцией плотности продольного распределения Гаусса

$$\begin{aligned} \left\langle \left| \sum_{j=1}^N \exp\left(-i\frac{\omega}{v} z_j\right) \right|^2 \right\rangle &= N + N(N-1) \left| \int_{-\infty}^{\infty} g_l(z_b) \exp\left(-i\frac{\omega}{v} z_b\right) dz_b \right|^2 = \\ &= N + N(N-1) \exp\left(-\frac{\sigma_z^2 \omega^2}{v^2}\right). \end{aligned} \quad (4.10)$$

Выражение (4.7) для интенсивности поляризованного излучения в случае мононаправленного сгустка можно переписать

$$\frac{d^2 W_b}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 W_e}{d\omega d\Omega} \left(N + N(N-1) F_l(\omega, \sigma_z) \right), \quad (4.11)$$

где $d^2W_e/d\omega d\Omega$ — интенсивность поляризационного излучения для одного заряда, $F_l(\omega, \sigma_z)$ — продольный форм-фактор сгустка (Фурье-компонента нормированной плотности продольного распределения заряженных частиц)

$$F_l(\omega, \sigma_z) = \exp\left(-\frac{\sigma_z^2 \omega^2}{v^2}\right). \quad (4.12)$$

Продольный форм-фактор зависит от длины волны следующим образом

$$F_l(\lambda, \sigma_z) = \exp\left(-\frac{4\pi^2 \sigma_z^2}{\beta^2 \lambda^2}\right). \quad (4.13)$$

На рисунке 4.2 представлено распределение продольного форм-фактора от длин волн для

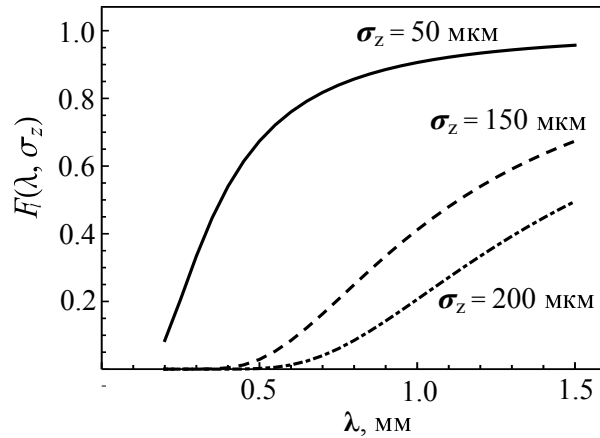


Рисунок 4.2 – Зависимость продольного форм-фактора от длины волны излучения для сгустка с Гауссовым распределением.

различных продольных размеров сгустка. Видно, что с уменьшением продольного размера сгустка когерентный порог сдвигается в коротковолновую область спектра.

В качестве материалов мишени в интересующем нас диапазоне длин волн рассмотрим CsI (Йодид цезия) обладающий дисперсией и CVD-алмаз, не имеющий дисперсионной зависимости. На рисунке 4.3 представлена зависимость диэлектрической проницаемости среды от длины волны (длина волны измеряется в микрометрах) для выше представленных материалов, которая аппроксимирована формулой Зельмейера [138]

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{CVD-алмаз : } \varepsilon(\lambda) = 1 + \frac{0.3306\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0306} + \frac{4.3356\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0112}, \\ \text{CsI : } \varepsilon(\lambda) = 1 + \frac{1.33\lambda^2}{\lambda^2 - 26569} + \frac{3.77\lambda^2}{\lambda^2 - 9522}. \end{array} \right. \quad (4.14)$$

Формулы в выражении (4.14) справедливы для терагерцевого диапазона $0.2 \text{ ТГц} \leq \nu \leq 1.2 \text{ ТГц}$ ($250 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1500 \text{ мкм}$).

Прежде всего, вычислим спектрально-угловые характеристики КИВЧ от конической мишени без частотной дисперсии из CVD-алмаза (см. рисунок 4.3). Моделирование интенсивности КИВЧ в виде $\frac{1}{N^2} \frac{d^2W_b}{d\omega d\Omega}$, $(\frac{e^2}{\pi^2 c})$ проводилось с использованием уравнения (4.11), угол

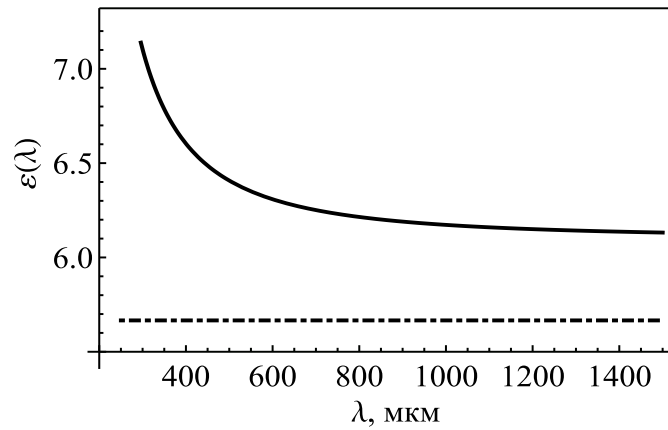


Рисунок 4.3 – Зависимость диэлектрической проницаемости от длины волны излучения: CsI (сплошная линия), CVD-алмаз (штрихпунктирная линия).

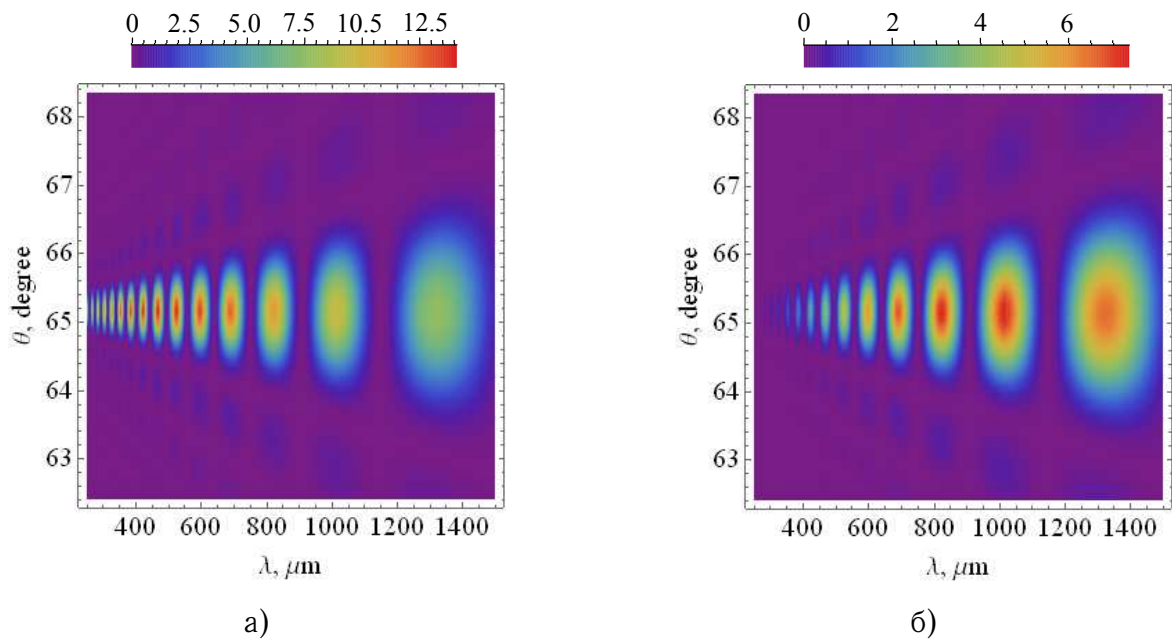


Рисунок 4.4 – Спектрально-угловая плотность распределения КИВЧ, генерируемого в конической мишени из CVD-алмаза коротким электронным сгустком с продольными размерами а) $\sigma_z = 50$ мкм, б) $\sigma_z = 100$ мкм. Параметры моделирования: $\gamma = 100$, $a = 1$ мм, $b = 18.4$ мм, $L = 40$ мм.

распространение ИВЧ в вакууме относительно траектории сгустка заряженных частиц определяется выражением (4.6). Величина длины L и внешнего радиуса b мишени подбирались такими, чтобы угол $\theta_{ch} = 65.15^\circ$ между нормалью к конической поверхности мишени и траекторией движения сгустка и угол ИВЧ $\Theta_{ch} = 65.158^\circ$ в среде были сопоставимы (см. рисунок 4.1), а внутренний радиус удовлетворял условию $a \ll \gamma\lambda$. После преломления угол распространения КИВЧ в вакууме составит $\theta = 65.16^\circ$. На рисунке 4.4 видно, что для мишени из CVD-алмаза в угловых распределениях КИВЧ нет существенной зависимости от длины сгустка $\sigma_z = 50$ мкм и $\sigma_z = 100$ мкм. В этом случае для определения длины сгустка нужно проводить сложные спектральные измерения.

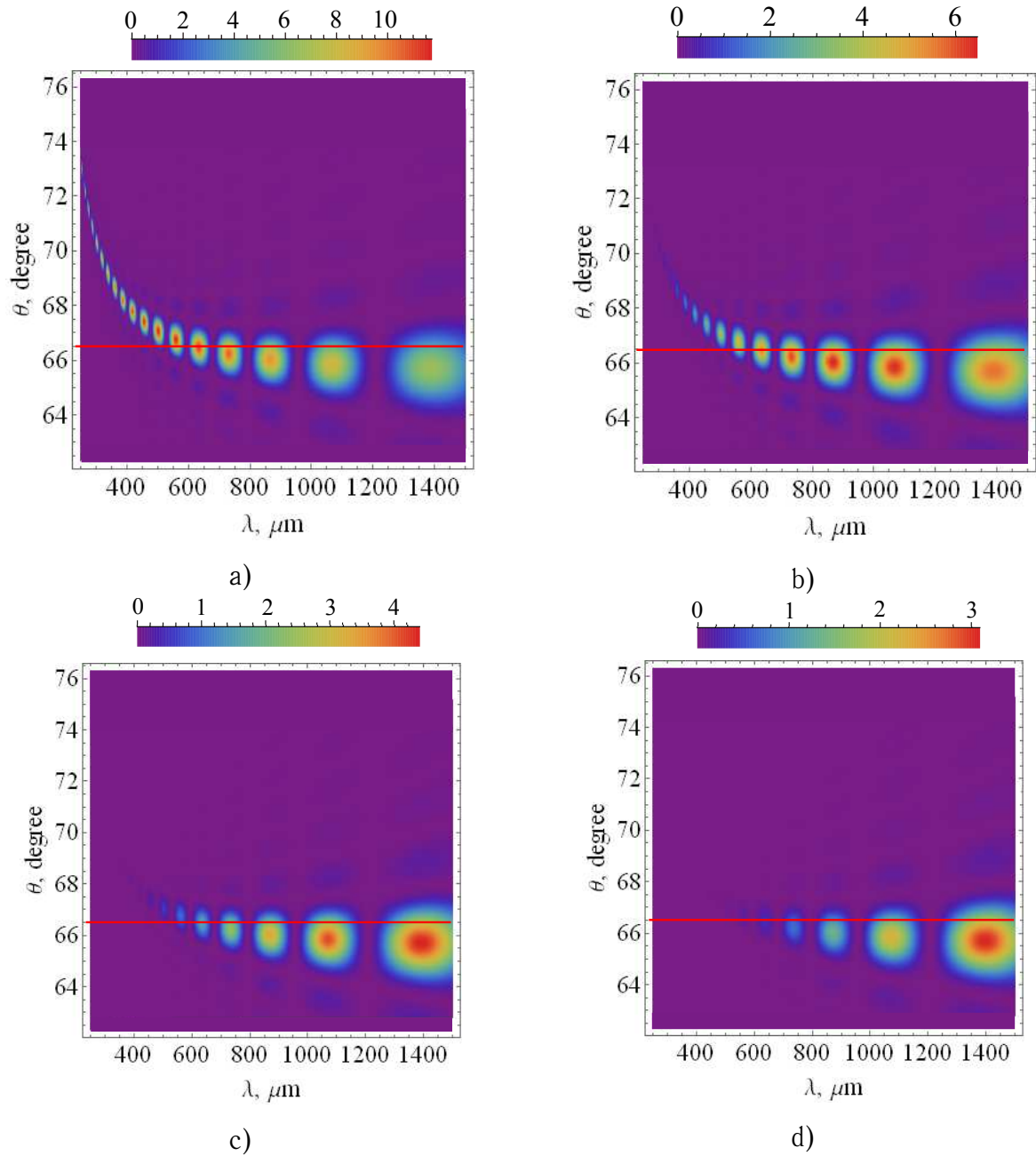


Рисунок 4.5 – Спектрально-угловая плотность распределения КИВЧ, генерируемого в конической мишени из CsI коротким электронным пучком с продольными размерами а) $\sigma_z = 50$ мкм, б) $\sigma_z = 100$ мкм, в) $\sigma_z = 150$ мкм, г) $\sigma_z = 200$ мкм. Параметры моделирования: $\gamma = 100$, $a = 1$ мм, $b = 18.4$ мм, $L = 40$ мм.

Как уже упоминалось ранее, если у материала мишени имеется дисперсионная зависимость, излучение для различных длин волн будут генерироваться под разными углами, т.е. появится некоторое уширение углового распределения излучения вместо обычной конической поверхности углового распределения ИВЧ, максимум которого определяется условием (4.4). В этом случае для определения длины пучка вместо сложных спектральных измерений можно проводить более простые угловые измерения.

На рисунке 4.5 показаны результаты моделирования спектрально-угловой плотности распределения КИВЧ электронными сгустками с продольными размерами $\sigma_z = 50, 100, 150, 200$ мкм в конической мишени из CsI. Угол между направлением движения сгустка и перпендикуляром к поверхности конуса составлял $\theta_{ch} = 66.5^\circ$ (красная линия см. рисунок 4.5). Согласно уравнению (4.4) угол ИВЧ внутри мишени из CsI равен $\Theta_{ch} \approx 69^\circ$ для $\lambda = 250$ мкм и $\Theta_{ch} = 66.18^\circ$ для $\lambda = 1500$ мкм. После преломления на выходной поверхности значение угла в вакууме (4.6) соответствует $\theta = 73.37^\circ$ для $\lambda = 250$ мкм и $\theta = 65.7^\circ$ для $\lambda = 1500$ мкм. Безусловно, излучение частично отражается внутри конической мишени, но мы не можем учесть возможные внутренние отражения внутри конуса простыми коэффициентами Френеля для плоской границы раздела сред. Однако можно предположить, что суммарное отраженное излучение от стенок невелико из-за малого отличия углов θ_{ch} и Θ_{ch} внутри среды.

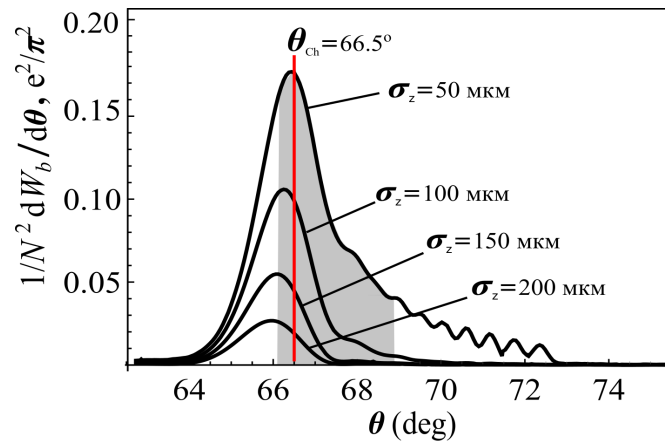


Рисунок 4.6 – Угловое распределение КИВЧ в вакууме, генерируемого в конической мишени из CsI коротким электронным сгустком с разными продольными размерами. Параметры моделирования: $\gamma = 100$, $a = 1$ мм, $b = 18.4$ мм, $L = 40$ мм.

На рисунке 4.6 можно ясно видеть, что угловые распределения КИВЧ в вакууме (интегральный выход по рассматриваемому диапазону длин волн) изменяются при увеличении длины сгустка. Для короткого сгустка ($\sigma_z = 50$ мкм) можно увидеть значительный выход излучения при больших полярных углах ($\theta \geq 68^\circ$). При увеличении длины сгустка этот выход подавляется из-за когерентного порога. Для сгустка длиной $\sigma_z = 200$ мкм почти нет излучения для полярных углов $\theta \geq 67^\circ$. Максимальный выход КИВЧ соответствует, как видно из рисунка 4.6, углу $\theta \approx 66.5^\circ$ между нормалью к конической поверхности мишени и траекторией движения сгустка с продольным размером $\sigma_z = 50$ мкм. Максимумы в угловом распределении КИВЧ для сгустков других продольных размеров сдвинуты относительно нормали вследствие преломления излучения на выходной поверхности конической мишени и влияния когерентного порога. Область выделенная серым цветом определяет угловое распределение КИВЧ внутри конической мишени.

Чтобы исследовать угловое распределение ТГц-излучения, можно использовать ТГц-камеру, например, предложенную в работе [139]. Такая камера имеет размер пикселя $1,5 \times 1,5$ мм что приводит к разумному угловому разрешению $\Delta\theta = 0,25^\circ$ при расстоянии от мишени до камеры равного 350 мм.

В эксперименте [67] показано, что спектр КИВЧ для цилиндрической мишени с вакуумным каналом будет монохроматическим, причем положение линии в спектре определяется соотношением внутреннего и внешнего радиуса. Автор работы [140] представил первое теоретическое описание потерь энергии на ИВЧ в круглом волноводе из изотропного диэлектрика имеющий вакуумный канал вдоль, которого движется заряд. Спектр ИВЧ внутри такой мишени носит дискретный характер и будет зависеть от внешнего и внутреннего радиуса волновода.

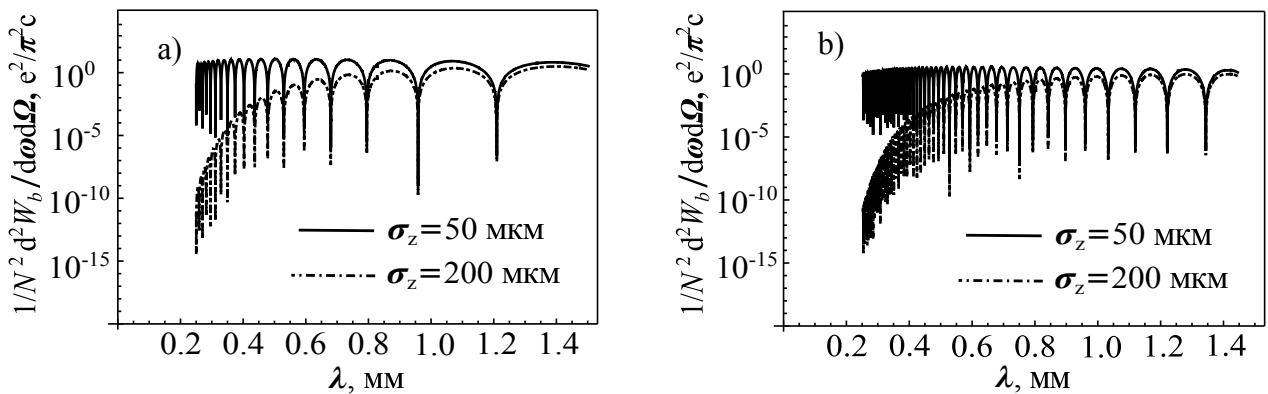


Рисунок 4.7 – Спектральное распределение интенсивности КИВЧ генерируемое в конической мишени из CsI с вакуумным каналом коротким электронным сгустком с продольными размерами $\sigma_z = 50$ мкм (сплошная линия), $\sigma_z = 200$ мкм (штрих-пунктирная). Параметры моделирования: $\gamma = 100$, $b = 18.4$ мм, $L = 40$ мм, угол соответствующий максимуму КИВЧ в среде определялся выражением (4.4); а) $a = 1$ мм, б) $a = 3$ мм.

Следует отметить, что приведённый на рисунке 4.7 спектр КИВЧ, которое генерируется при пролете сгустка по оси вакуумного канала в диэлектрической мишени в виде конуса, также является дискретным и будет определяться не только характеристиками сгустка, но и параметрами конической мишени.

На рисунке 4.8 видно, что распределение интенсивности КИВЧ внутри конической мишени из CsI, генерируемое коротким электронным сгустком с продольными размерами $\sigma_z = 50$ мкм для фиксированной длины волны (например, $\lambda = 1400$ мкм), в зависимости от внутреннего радиуса a вакуумного канала (см. рисунок 4.8а) имеет дискретный вид. При этом интенсивность КИВЧ имеет постоянную величину в зависимости от внешнего радиуса b (см. рисунок 4.8б).

Другими словами, соответствующий набор мод в спектре КИВЧ (см. рисунок 4.7а,б) для конической мишени связан с размерами вакуумного канала, при этом определённый про-

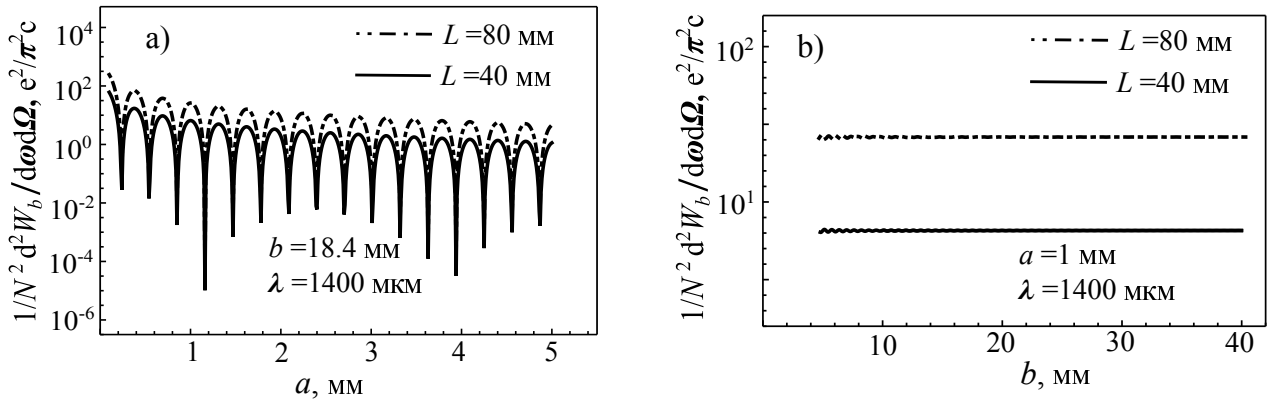


Рисунок 4.8 – Распределение интенсивности КИВЧ в зависимости от а) радиуса a вакуумного канала, б) внешнего радиуса b конической мишени. Параметры моделирования: $\sigma_z = 50$ мкм, $\gamma = 100$, $L = 40$ мм (сплошная линия), $L = 80$ мм (штрих-пунктирная), максимум ИВЧ в среде для длины волны $\lambda = 1400$ мкм равен $\Theta_{ch} = 66.19^\circ$ и диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 6.136$.

дольный размер сгустка из-за когерентного порога излучения подавляет соответствующую часть спектра.

4.3 Обсуждение результатов главы

В данной главе методом поляризационных токов рассмотрено когерентное излучение Вавилова–Черенкова, как излучение поляризационного тока, наведенного в среде кулоновским полем ультракороткого, релятивистского мононаправленного сгустка, который проходит через вакуумный канал в диэлектрической мишени конической формы, материал, которой обладает частотной дисперсией в терагерцовом диапазоне длин волн. Подобная мишень может применяться как инструмент невозмущающей диагностики, для оценки продольных размеров сгустка без использования каких-либо дополнительных спектрометров. Черенковские мишени из такого материала будут являться «естественным» спектрометром и при их помощи можно измерять угловое распределение КИВЧ, и, соответственно, определять длину сгустка электронов.

Иодид цезия (CsI) хорошо известен и коммерчески доступен и может быть удобным материалом диагностики сгустков длиной менее 100 фемтосекунд, когерентный порог для которых лежит в области 1 ТГц. Предложенный метод определения продольных размеров сгустка по угловому распределению излучения может использоваться не только для конических или цилиндрических мишеней, но и для призматических [141], которые с практической точки зрения удобнее использовать вместо конических.

Глава 5

Азимутальная асимметрия когерентного излучения Вавилова-Черенкова

В последнее время разработано несколько подходов к получению и ускорению ультракоротких электронных сгустков с суб-пикосекундной длительностью (вплоть до десятков фемтосекунд) [142, 143]. Такие электронные пучки могут быть использованы в ряде областей: исследование динамики атомов в среде [144], электронная микроскопия [145], кильватерное ускорение электронов в плазме [142]. Кроме того, недавно были опубликованы работы, посвященные источникам ТГц излучения на основе электронного пучка, которые могут обеспечивать суб-пикосекундные ТГц импульсы с интенсивностью μJ [67, 146]. Среди различных механизмов излучения, используемых для этой цели, таких как ПИ [147], ДИ [148] и излучение Смита-Парселла [149], особое внимание привлекло ИВЧ [150], поскольку оно обеспечивает возможность проектирования источника излучения высокой интенсивности [151]. В отличие от механизмов ПИ или ДИ, в которых интенсивность излучения определяется границей между двумя средами или краем, вблизи которого проходит заряд (сгусток), интенсивность ИВЧ формируется по всей длине излучателя [101].

Угловое распределение испускаемых фотонов ИВЧ в виде конической поверхности с углом раствора $\Theta_{\text{Ch}} = \arccos(1/n\beta)$ приводит к трудностям в получении интенсивного направленного пучка излучения. В работе [151] показана возможность преобразования такого конического распределения в параллельный пучок с использованием полой конической мишени. Другие подходы могут быть предложены по аналогии с генерацией ТГц излучения с помощью лазерного импульса с наклоненным фронтом в электрооптических кристаллах [152]. Регулировка угла наклона относительно скорости пучка позволяет возбуждать в кристалле лазерным полем ТГц излучение (подробнее см. [153–155]).

В данной главе по методу поляризационных токов аналитически и численно исследованы характеристики КИВЧ, которое генерируется коротким наклонным сгустком (поперечный размер которого превышает продольный), пролетающим через мишень с диэлектрической проницаемостью $|\varepsilon| < 2$. Рассмотрено влияния на угловое распределение ИВЧ таких факторов, как: поперечные размеры мишени и асимметрия зарядового распределения в сгустке.

5.1 Влияние поперечных размеров радиатора на характеристики излучения Вавилова-Черенкова

Модель, разработанная в работе [53], позволяет моделировать характеристики КИВЧ, создаваемого коротким «дискообразным» электронным сгустком в диэлектрической мишени с произвольной геометрией. Зная диэлектрические свойства мишени $\varepsilon(\omega)$, можно определить ток поляризации $j^R(\omega)$, а магнитное поле $H^R(r, \omega)$ поляризационного излучения в среде

будет определяться областью, занимаемая этим поляризационным током, индуцированного электрическим полем пролетающей заряженной частицы (электрическое поле для сгустка заряженных частиц рассматривается в разделе 1.2)

$$\mathbf{j}^R(\omega) = \iiint_{V_T} \sigma(\omega) \mathbf{E}_b^0(\mathbf{r}', \omega) e^{-i(\mathbf{k}\mathbf{r}')} d^3\mathbf{r}', \quad (5.1)$$

$$\mathbf{H}^{R(m)}(r, \omega) = \frac{e^{i\sqrt{\epsilon}\frac{\omega}{c}r}}{r} \frac{i}{c} [\mathbf{k} \times \mathbf{j}^R(\omega)]. \quad (5.2)$$

Фурье-компонента электрического поля $\mathbf{E}_b^0(k_x, k_y, z', \omega)$ мононаправленного сгустка движущийся вдоль оси z' со скоростью $v = \beta c \{0; 0; 1\}$, состоящего из N электронов координаты, которых определяются радиусом-вектором $\mathbf{r}_j = \{x_j; y_j; z_j\}$ отсчитываемый от центра масс сгустка, может быть факторизованно через электрическое поле одной заряженной частицы $\mathbf{E}^0(k_x, k_y, z', \omega)$

$$\mathbf{E}^0(k_x, k_y, z', \omega) = -\frac{ie}{2\pi^2 v} \frac{\{k_x, k_y, \omega\gamma^{-2}/v\}}{(k_x^2 + k_y^2 + (\omega/v\gamma)^2)} e^{i\omega z'/v} \quad (5.3)$$

и структурный фактор сгустка следующим образом

$$\mathbf{E}_b^0(k_x, k_y, z', \omega) = \sum_{j=1}^N \mathbf{E}^0(k_x, k_y, z', \omega) \exp\left(-i(k_x x_j + k_y y_j) - i\omega z_j/\beta c\right). \quad (5.4)$$

Заметим, что в уравнении (5.4) для конечной мишени в продольном направлении, Фурье-компонента фазового соотношения $\Delta = -i(k_x x_j + k_y y_j) - i\omega z_j/\beta c$ структурного фактора определяется дисперсионным уравнением $k_z = \omega/\beta c$. Для определения КИВЧ в вакууме от мишени с конечными продольными размерами авторы работы [73] использовали преобразование Фурье в виде (5.4), но дисперсионное уравнение было определено как $k_z = \cos\theta\omega/c$, что является некорректным для данного типа излучения. Далее будет показано влияния того или иного вышеуказанных дисперсионных уравнений на спектральное распределения КИВЧ.

Для реальных электронных сгустков ($N \gg 1$), как и ранее, вместо суммирования по всем электронам используем приближение непрерывного распределения заряда в сгустке:

$$\sum_{k=1}^N e^{-i(k_x x_j + k_y y_j) - i\omega z_j/\beta c} = N \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_t(\rho_b) g_l(z_b) \exp\left(-i\mathbf{k}_{\perp}\rho_b - i\omega z_b/\beta c\right) d\rho_b dz_b. \quad (5.5)$$

В выражении (5.5) функции $g_{l,t}$ описывают нормированные продольную и поперечную плотности распределения зарядов в сгустке. Введя продольный $F_l(\omega)$ и поперечный $F_t(\omega)$ форм-факторы [125], Фурье-компоненту электрического поля $E_b^0(k_x, k_y, z', \omega)$ сгустка можно переписать:

$$\mathbf{E}_b(k_x, k_y, z', \omega) = \mathbf{E}_o(k_x, k_y, z', \omega) F_l(\omega) F_t(\omega) = N \mathbf{E}_o(k_x, k_y, z', \omega) \times \int_{-\infty}^{\infty} g_l(z_b) \exp(-i\omega z_b/\beta c) dz_b \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_t(\rho_b) \exp(-i\mathbf{k}_{\perp}\rho_b) d\rho_b. \quad (5.6)$$

Выполняя обратное Фурье-преобразование по волновому вектору k_x и k_y от Фурье-компоненты электрического поля сгустка (5.4) в цилиндрической системе координат, пространственно-монохроматическая Фурье-компонента электрического поля сгустка \mathbf{E}_b позволяет вычислить поле излучения (5.2) для мишени с конечными геометрическими размерами, которое записывается как интеграл по плотности распределения заряда в сгустке:

$$\mathbf{E}_b(\mathbf{r}', \omega) = \frac{Ne\omega}{\pi\gamma(\beta c)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_t(x_b, y_b) g_l(z_b) \exp(i\omega(z' - z_b)/\beta c) \times \left(\frac{\{X_b, Y_b, 0\} K_1\left(\frac{\omega\sqrt{X_b^2 + Y_b^2}}{\beta c\gamma}\right)}{\sqrt{X_b^2 + Y_b^2}} - \frac{i\{0, 0, 1\} K_0\left(\frac{\omega\sqrt{X_b^2 + Y_b^2}}{\beta c\gamma}\right)}{\gamma} \right) dx_b dy_b dz_b, \quad (5.7)$$

где $X_b = x' - x_b$, $Y_b = y' - y_b$.

Магнитное поле $\mathbf{H}^{R(m)}(r, \omega)$ (см. уравнение (5.2)) вычисляется путем взятия 6-кратного интеграла (3-кратный интеграл по объёму мишени и 3-кратный интеграл по объёму сгустка определённый выражением 5.7). Магнитное поле поляризационного излучения можно записать, как сумму двух компонент - параллельных и перпендикулярных плоскости падения фронта электромагнитной волны на границу раздела сред:

$$H_{\parallel}^R(r, \omega) = \sqrt{\left(H_z^R(r, \omega)\right)^2 + \left(H_x^R(r, \omega) \sin \phi + H_y^R(r, \omega) \cos \phi\right)^2}, \quad (5.8)$$

$$H_{\perp}^R(r, \omega) = H_x^R(r, \omega) \cos \phi - H_y^R(r, \omega) \sin \phi. \quad (5.9)$$

Коэффициенты преломления Френеля для бесконечной границы раздела двух сред (см. выражение (1.35)) используются для получения спектрально-угловой плотности поляризационного излучения в вакууме (см. выражение (1.32))

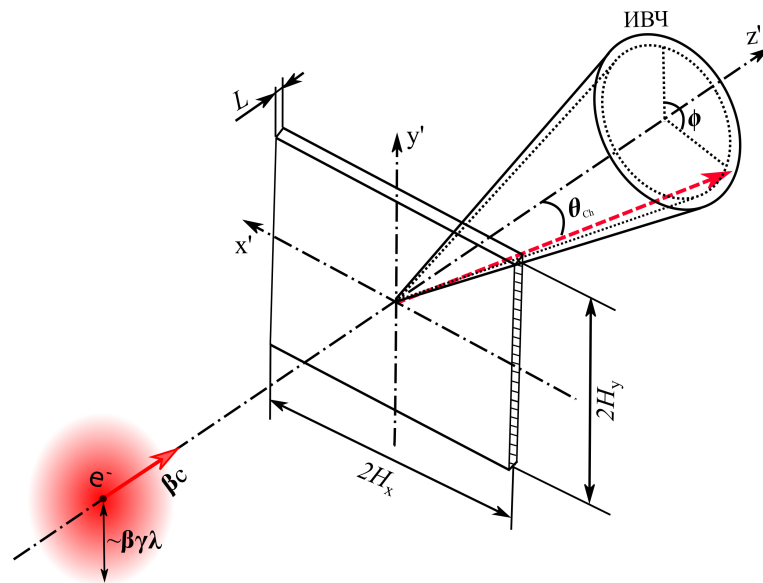


Рисунок 5.1 – Схема генерации ИВЧ для мишени с размерами $2H_x \times 2H_y \times L$ от электрона. L – толщина мишени, $2H_{x,y}$ – поперечный размер мишени.

Чтобы выяснить, как влияют размеры мишени на интенсивность ИВЧ, исключая влияние размеров сгустка, для начала рассмотрим излучение Вавилова-Черенкова, генерируемое одним электроном, пролетающим через начало системы координат со скоростью βc в диэлектрической мишени в виде прямоугольного параллелепипеда (пластина-радиатор) с размерами $2H_x \times 2H_y \times L$ (см. рисунок 5.1). В этом случае функции g_l , g_t в уравнении (5.6) сводятся к дельта функциям Дирака, а оставшееся трёхкратное интегрирование в уравнении (5.2) позволяет получить спектрально-угловую плотность распределение излучения. Следует отметить, что вакуумный полярный угол связан с полярным углом Θ в среде через закон Снеллиуса выражением

$$\cos \Theta = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} / \sqrt{\varepsilon}. \quad (5.10)$$

Во избежание полного внутреннего отражения внутри мишени данной геометрии электромагнитных волн, когда граница раздела перпендикулярна скорости движения βc , полярный угол в вакууме зависит от диэлектрической проницаемости ε (случай прозрачной среды $\varepsilon \equiv \text{Re}\varepsilon$, а мнимая часть диэлектрической проницаемости $\text{Im}\varepsilon \rightarrow 0$) и скорости движения заряженной частицы следующим образом: $\sin^2 \theta = \varepsilon - 1/\beta^2 \approx \varepsilon - 1 - \gamma^{-2}$. Это означает, что ИВЧ может распространяться через перпендикулярную границу раздела в вакуум при условии, что диэлектрическая проницаемость принимает значение $\varepsilon < 2 - \gamma^{-2}$.

Как показано в работе [84], для мишени с бесконечными поперечными размерами ($H_{x,y} \rightarrow \infty$) интегрирование в уравнение (5.2) может быть выполнено аналитически

$$\frac{d^2 W_o}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left| \frac{(\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta Z)}{\varepsilon \cos \theta + Z} \right|^2 \left| \frac{\exp(i2\pi L(1 - \beta Z)/\lambda\beta) - 1}{1 - \beta Z} \right|^2. \quad (5.11)$$

Выражение, аналогичное формуле (5.11) ранее было получено методом изображений [34] с учётом внутреннего многократного переотражения излучения для пластины с бесконечными поперечными размерами (излучение распространяется в полупространство $z' > 0$)

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = & \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta |\varepsilon - 1|^2}{\left| (1 - \beta^2 \cos^2 \theta) (1 - \beta^2 Z^2) \right|^2} \times \\ & \left| \frac{(1 + \beta Z)(1 - \beta^2 - \beta Z) \exp\left(\frac{i\omega LZ}{c}\right) (Z + \varepsilon \cos \theta)}{\exp\left(-\frac{i2\omega LZ}{c}\right) (Z - \varepsilon \cos \theta)^2 - \exp\left(\frac{i\omega LZ}{c}\right) (Z + \varepsilon \cos \theta)^2} + \right. \\ & \frac{(1 - Z)(1 - \beta^2 + \beta Z) \exp\left(-\frac{i\omega LZ}{c}\right) (Z - \varepsilon \cos \theta)}{\exp\left(-\frac{i2\omega LZ}{c}\right) (Z - \varepsilon \cos \theta)^2 - \exp\left(\frac{i\omega LZ}{c}\right) (Z + \varepsilon \cos \theta)^2} \\ & \left. \frac{2Z(1 + \beta \cos \theta)(1 - \beta^2 \varepsilon - \beta \cos \theta) \exp\left(\frac{i\omega L}{\beta c}\right)}{\exp\left(-\frac{i2\omega LZ}{c}\right) (Z - \varepsilon \cos \theta)^2 - \exp\left(\frac{i\omega LZ}{c}\right) (Z + \varepsilon \cos \theta)^2} \right|^2, \quad (5.12) \end{aligned}$$

где $Z = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}$.

Несмотря на различие в окончательных формулах (5.11) и (5.12), результаты расчёта спектрально-угловой интенсивности излучения в релятивистском случае хорошо согласуются между собой, что будет показано далее.

В случае конечной диэлектрической пластины с размерами $2H_x \times 2H_y \times L$ спектрально-угловая плотность распределения излучения для одиночного электрона, проходящего через начало координат, имеет следующий вид [88]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2W_{\parallel}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2W_{\perp}}{d\omega d\Omega}, \quad (5.13)$$

$$\frac{d^2W_{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \left| \frac{2\pi \left(e^{\frac{i\omega L(1-\beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})}{\beta c}} - 1 \right) (\varepsilon - 1)}{\beta\gamma\lambda^2 (1 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}) \varepsilon} \right|^2 \left(\sin^2\theta + \left| \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} \right|^2 \right) \times$$

$$\left| \int_{-H}^H \int_{-H}^H \frac{\sqrt{\varepsilon} \cos\theta e^{-i\frac{\omega}{c}(x' \sin\theta \sin\phi + y' \sin\theta \cos\phi)} (x' \cos\phi - y' \sin\phi) K_1 \left(\frac{\omega\sqrt{x'^2+y'^2}}{\beta c\gamma} \right)}{\cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}} \frac{1}{\sqrt{x'^2 + y'^2}} dx' dy' \right|^2,$$

$$\frac{d^2W_{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \left| \frac{2\pi \left(e^{\frac{i\omega L(1-\beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})}{\beta c}} - 1 \right) (\varepsilon - 1)}{\beta\gamma\lambda^2 (1 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta})} \right|^2 \left| \int_{-H}^H \int_{-H}^H \frac{\cos\theta e^{-i\frac{\omega}{c}(x' \sin\theta \sin\phi + y' \sin\theta \cos\phi)}}{\varepsilon \cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}} \times \right.$$

$$\left. \left(\frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} (x' \sin\phi + y' \cos\phi) K_1 \left(\frac{\omega\sqrt{x'^2+y'^2}}{\beta c\gamma} \right)}{\sqrt{x'^2 + y'^2}} + \frac{i \sin\theta K_0 \left(\frac{\omega\sqrt{x'^2+y'^2}}{\beta c\gamma} \right)}{\gamma} \right) dx' dy' \right|^2.$$

Интерференционный множитель в выражении (5.13) можно преобразовать

$$\left| \frac{\exp \left(iL \frac{\omega}{\beta c} (1 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}) \right) - 1}{1 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}} \right|^2 \rightarrow \left[\frac{L\omega}{\beta c} \operatorname{sinc} \left(\frac{L}{2} \frac{\omega}{\beta c} (1 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}) \right) \right]^2. \quad (5.14)$$

Из выражения (5.14) можно получить угол соответствующий максимуму интенсивности ИВЧ в вакууме

$$\theta_{\text{Ch}} = \arccos \left(\sqrt{1 - \beta^2(\varepsilon - 1)}/\beta \right). \quad (5.15)$$

Выражение определяющее угловое уширение $\Delta\theta$ истинного конуса черенковского излучения в вакууме справа и слева от угла θ_{Ch} имеет вид

$$\Delta\theta = \arccos \left(\sqrt{(1 - \lambda\beta/L)^2 - \beta^2(\varepsilon - 1)}/\beta \right) - \arccos \left(\sqrt{(1 + \lambda\beta/L)^2 - \beta^2(\varepsilon - 1)}/\beta \right). \quad (5.16)$$

Выполненные с использованием выражений (5.11) и (5.12) результаты расчётов для заряженной частицы с Лоренц-фактором $\gamma = 50$ и модельного случая диэлектрической проницаемости радиатора $\varepsilon = 1.3$, показаны на рисунке 5.2а. Первый максимум наблюдается при угле $\theta \approx 1.14^\circ \approx \gamma^{-1}$, который описывается механизмом переходного излучения, а второй – под углом $\theta_{\text{Ch}} \approx 33.2^\circ$ (см. выражение 5.15) обусловлен черенковским механизмом. Если

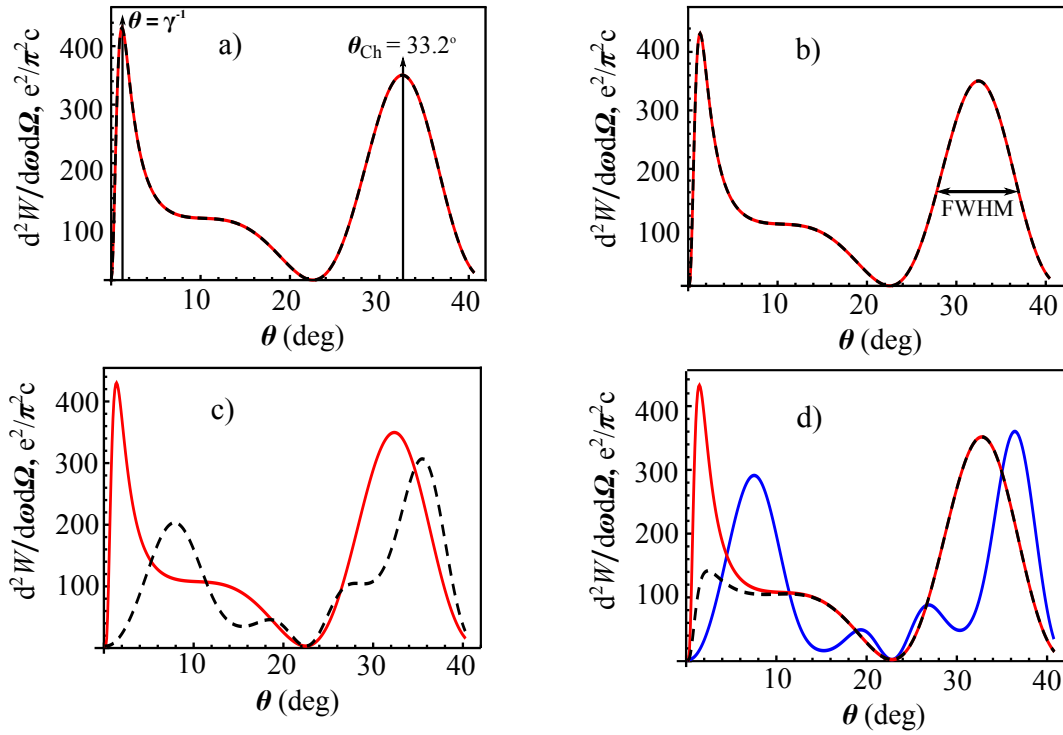


Рисунок 5.2 – Спектрально-угловая плотность распределения излучения для заряда. Параметры моделирования: $\varepsilon = 1.3$, $\gamma = 50$, $\lambda = 0.75$ мм, $L = 10$ мм, $2H_x \times 2H_y$: а) $H_{x,y} \rightarrow \infty$, красная линия – (5.11), чёрная пунктирная линия – (5.12); б) $H_{x,y} = 50$ мм, $\phi = 0^\circ$, красная линия – (5.11), чёрная пунктирная линия – (5.13); в) $H_{x,y} = 3$ мм, $\phi = 0^\circ$, красная линия – (5.11), чёрная пунктирная линия – (5.13); д) $H_x = 50$ мм, $H_y = 3$ мм, синяя линия – $\phi = 0^\circ$ (5.13), чёрная пунктирная линия – $\phi = 90^\circ$ (5.13), красная линия – (5.11).

радиус затухания кулоновского поля $\beta\gamma\lambda$ заряженной частицы меньше поперечного размера мишени $H_{x,y}$, то результаты численного моделирования практически совпадают с результатами полученные для мишени с безграничными поперечными размерами ($H_{x,y} \rightarrow \infty$), см. рисунок 5.2б. Отметим, что конус ИВЧ обладает конечной шириной (величина углового уширения конуса ИВЧ в среде $\Delta\theta \approx 8.6^\circ$ (см. выражение 2.15), а в вакууме $\Delta\theta = 19.48^\circ$ (см. выражение 5.16) и ширина на полувысоте – $\text{FWHM} \approx 8.65^\circ$), в отличие от полностью бесконечной среды. Процесс многократного рассеяния (MS), описываемый средним углом многократного рассеяния $\langle\theta_{ms}\rangle$, является причиной дополнительного уширения конуса ИВЧ в среде. В работе полагаем, что эффект MS гораздо слабее первого, и пренебрегаем им в первом приближении.

В противном случае, когда $\beta\gamma\lambda > H_{x,y}$ происходит подавление интенсивности ИВЧ и ПИ (см. рисунок 5.2в). На рисунке 5.2д показаны зависимости интенсивности излучения вдоль осей – x' и – y' (для $\phi = \pi/2$ (чёрная пунктирная линия) и $\phi = 0$ (синяя линия) соответственно). Если выполняется условие $\beta\gamma\lambda > H_{x,y}$, следует дополнительно рассматривать выход излучения на торцевых гранях радиатора, но подобные расчёты выхода излучения в вакуум не проведены, так как выражение (5.13) не позволяет это сделать.

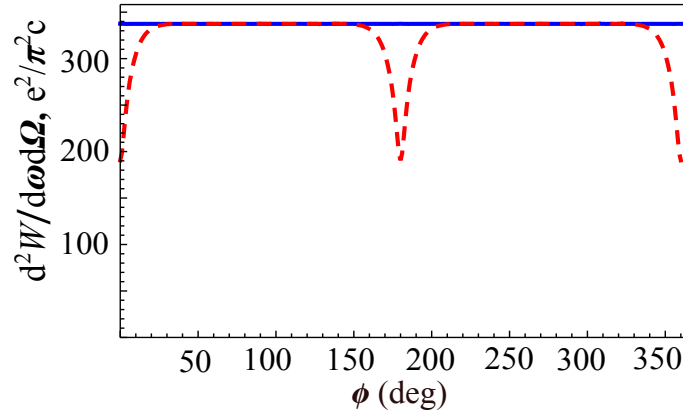


Рисунок 5.3 – Азимутальное распределение интенсивности ИВЧ в зависимости от поперечных размеров мишени. Параметры моделирования: $\varepsilon = 1.3$, $\gamma = 50$, $\lambda = 0.75$ мм, $L = 10$ мм, $\theta_{\text{Ch}} = 33.2^\circ$, $H_{x,y} = 50$ мм – синяя линия; $H_x = 50$ мм, $H_y = 3$ мм – красная пунктирная линия.

Рассматривая зависимость спектрально-угловой плотности распределения ИВЧ от азимутального угла, на рисунке 5.3 видно, что асимметричная форма мишени (см. рисунок 5.2d) приводит к нарушению симметрии ИВЧ для тех азимутальных углов, где поперечные размеры мишени меньше $\beta\gamma\lambda$ ($H_x = 50$ мм, $H_y = 3$ мм, $\beta\gamma\lambda = 37.492$ мм).

5.2 Азимутальная симметрия когерентного излучения Вавилова-Черенкова от радиатора конечных линейных размеров

Отметим ещё раз тот факт, что когерентное излучение имеет место быть в том случае, когда длина волны рассматриваемого излучения превышает или соизмерима с продольным размером короткого сгустка ($\lambda \geq \sigma_z$). В первом случае, из-за конструктивной интерференции излучения от всех зарядов в сгустке, интенсивность электромагнитного излучения будет пропорциональна N^2 (N — населённость сгустка), но в последнем случае интенсивность определяется плотностью распределения $g(x_b, y_b, z_b)$ трехмерного заряда и описывается форм-фактором $F(\omega)$ [73]. В работе [107] проведено тщательное исследование форм-фактора в случае когерентного излучения Вавилова-Черенкова для сгустков, ускоренных в обычных RF ускорителях. Как правило, сгустки в таких ускорителях могут быть описаны трёхмерными гауссианами, для которых $\sigma_x, \sigma_y \ll \sigma_z$ (сгусток движется вдоль оси z').

Основные характеристики когерентного излучения Вавилова-Черенкова можно продемонстрировать для простой модели, для которой сгусток не взаимодействующих между собой заряженных частиц (продольный и поперечный размеры сгустка не коррелируют между собой) описывается 3-D Гауссовым распределением следующим образом

$$g(x_b, y_b, z_b) = g_t(x_b, y_b)g_l(z_b), \quad (5.17)$$

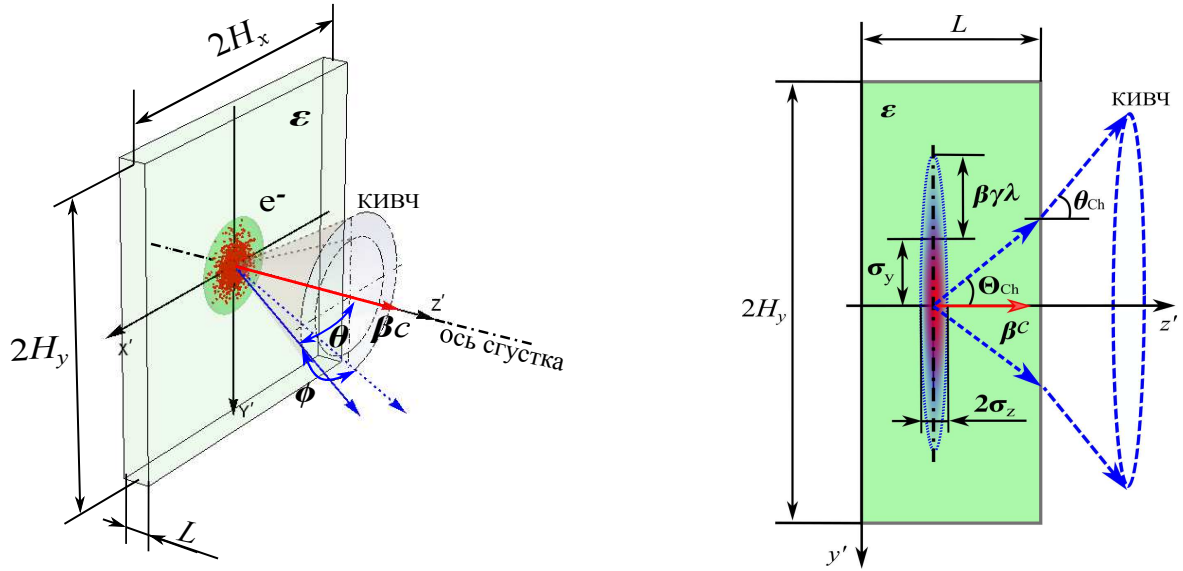


Рисунок 5.4 – Схема генерации КИВЧ для мишени с размерами $2H_x \times 2H_y \times L$ от 3-D Гауссова сгустка.

$$g_t(x_b, y_b) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{x_b^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y_b^2}{2\sigma_y^2}\right),$$

$$g_l(z_b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left(-\frac{z_b^2}{2\sigma_z^2}\right).$$

Спектрально-угловая плотность распределения КИВЧ для мишени с поперечными размерами $H_{x,y} \rightarrow \infty$

$$\frac{d^2W_b}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2W_o}{d\omega d\Omega} N^2 F(\omega) \quad (5.18)$$

может быть записана с использованием спектрально-углового распределения от одного заряда (5.11) и форм-фактора [156]

$$F(\omega) = F_t(\omega)F_l(\omega) = \exp\left(-\frac{\omega^2}{c^2} \sin^2\theta (\sigma_x^2 \sin^2\phi + \sigma_y^2 \cos^2\phi)\right) \exp\left(-\frac{\omega^2\sigma_z^2}{\beta^2 c^2}\right). \quad (5.19)$$

Однако для конечных размеров радиатора факторизация, аналогичная выражению (5.6), невозможна, и приходится использовать сложную формулу:

$$\frac{d^2W_b}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2W_{b\parallel}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2W_{b\perp}}{d\omega d\Omega}, \quad (5.20)$$

$$\frac{d^2W_{b\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{N^2 e^2}{\pi^2 c} \left| \frac{2\pi \left(e^{\frac{i\omega L(1-\beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})}{\beta c}} - 1 \right) (\varepsilon - 1)}{\beta\gamma\lambda^2 (1 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}) \varepsilon} \right|^2 \left(\sin^2\theta + \left| \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} \right|^2 \right) \times$$

$$\left| \int_{-H}^H \int_{-H}^H \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\varepsilon} \cos\theta g_t(x_b, y_b) g_l(z_b) e^{-i\Delta\Phi} (X_b \cos\phi - Y_b \sin\phi) K_1\left(\frac{\omega\sqrt{X_b^2 + Y_b^2}}{c\beta\gamma}\right)}{\cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} \sqrt{X_b^2 + Y_b^2}} dx' dy' d^3\mathbf{r}_b \right|^2,$$

$$\frac{d^2 W_{b\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{N^2 e^2}{\pi^2 c} \left| \frac{2\pi \left(e^{\frac{i\omega L(1-\beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})}{\beta c}} - 1 \right) (\varepsilon - 1)}{\beta\gamma\lambda^2 (1 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta})} \right|^2 \left| \int_{-H}^H \int_{-H}^H \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos\theta g_t(x_b, y_b) g_l(z_b) e^{-i\Delta\Phi}}{\varepsilon \cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}} \times \left(\frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} (X_b \sin\phi + Y_b \cos\phi) K_1 \left(\frac{\omega\sqrt{X_b^2 + Y_b^2}}{c\beta\gamma} \right) + \frac{i \sin\theta K_0 \left(\frac{\omega\sqrt{X_b^2 + Y_b^2}}{c\beta\gamma} \right)}{\gamma} \right) dx' dy' d^3 \mathbf{r}_b \right|^2,$$

где $\Delta\Phi = \omega/c (x' \sin\theta \sin\phi + y' \sin\theta \cos\phi + z_b/\beta)$ и $\mathbf{r}_b = \{x_b, y_b, z_b\}$.

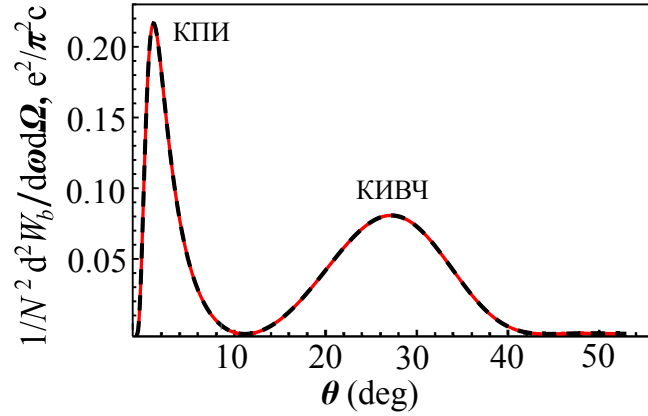


Рисунок 5.5 – Спектрально-угловые распределения КИВЧ и КПИ. Параметры моделирования $\varepsilon = 1.3$, $\gamma = 30$, $\lambda = 1.2$ мм, $L = 10$ мм, $H_{x,y} = 50$ мм, $\phi = 0^\circ$, $\sigma_x = \sigma_y = 300$ мкм, $\sigma_z = 500$ мкм: чёрная пунктирная линия – (5.20), красная линия – (5.18).

Спектрально-угловые распределения КИВЧ, рассчитанные для сгустка с поперечными $\sigma_x = \sigma_y = 0.3$ мм и продольными $\sigma_z = 0.5$ мм размерами показаны на рисунке 5.5. Результаты рассчитанные с использованием аналитического выражения (5.11) с учётом форм-фактора сгустка (5.19) для мишени $H_{x,y} \rightarrow \infty$, совпадают с результатами численного расчёта для размеров мишени с поперечными размерами $H_{x,y} = 50$ мм $> \beta\gamma\lambda$ полученные по выражению (5.20).

В случае прозрачной среды $\varepsilon = \text{const}$ был получен спектр КИВЧ в зависимости от длины волны для продольных размеров сгустка $\sigma_z = 500$ мкм и $\sigma_z = 80$ мкм:

$$\frac{d^2 W}{d\lambda d\Omega} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega}. \quad (5.21)$$

На рисунке 5.6 показан непрерывный спектр КИВЧ для различных длин сгустка заряженных частиц, рассчитанный по выражению (5.18), для мишени с поперечными размерами $H_{x,y} \rightarrow \infty$. Пунктирными линиями определяется спектр КИВЧ, рассчитанный с использованием продольного форм-фактора из работы [73]. Можно видеть, что в конкретном диапазоне для коротких длин волн существует некоторая разница в спектрах.

На рисунке 5.7 показано, влияние поперечных размеров мононаправленного короткого сгустка, пролетающий нормально через мишень (см. рисунок 5.4), на азимутальную зависимость интенсивности КИВЧ (расчёт проводился в максимуме ИВЧ). Видно, что в случае

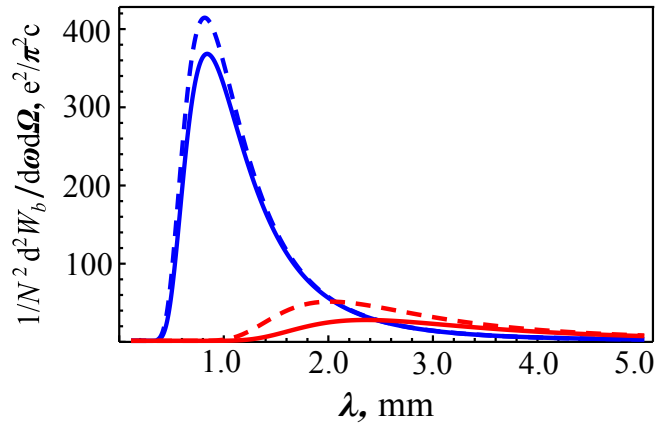


Рисунок 5.6 – Спектральное распределение КИВЧ для мишени с безграничными поперечными размерами. Параметры моделирования: $\varepsilon = 1.3$, $\gamma = 50$, $L = 10$ мм, $\theta_{Ch} = 33.2^\circ$, $\phi = 0^\circ$, $\sigma_x = \sigma_y = 300$ мкм: синяя линия (5.18) – $\sigma_z = 80$ мкм, синяя пунктирная линия [73] – $\sigma_z = 80$ мкм, красная линия (5.18) – $\sigma_z = 500$ мкм, красная пунктирная линия [73] – $\sigma_z = 500$ мкм (значения для красной и красной пунктирной линий увеличены в 5 раз).

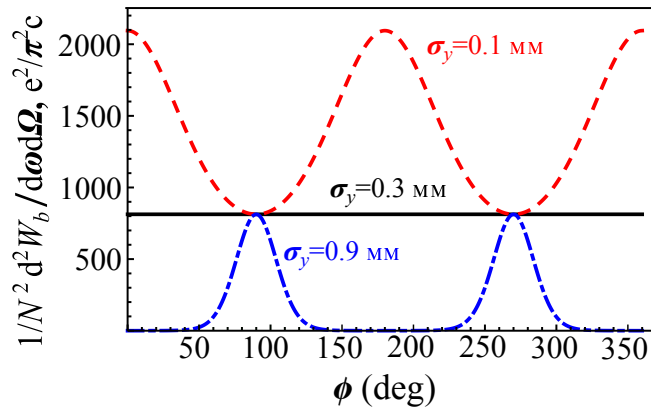


Рисунок 5.7 – Азимутальная зависимость интенсивности КИВЧ от поперечного размера сгустка для нормального пролёта (см. рисунок 5.4). Параметры моделирования: $\varepsilon = 1.3$, $\gamma = 50$, $L = 10$ мм, $\theta_{Ch} = 33.2^\circ$, $\lambda = 1$ мм, $\sigma_z = 80$ мкм, $\sigma_x = 300$ мкм.

различных поперечных (вертикальных и горизонтальных) размеров сгустка, зависимость излучения Вавилова-Черенкова по азимуту носит асимметричный характер. Как и должно быть, для дискообразного сгустка распределение КИВЧ носит симметричный характер (чёрная сплошная линия на рисунке 5.7). Для поперечного размера сгустка σ_y соразмерного с длиной волны ($\sigma_x < \lambda$) происходит подавление когерентного излучения под теми азимутальными углами, которые соответствуют y' -координатам мишени (синяя штрихпунктирная линия на рисунке 5.7). И наоборот, эффект увеличения КИВЧ происходит под азимутальными углами соответствующие y' -координате в случае, когда $\sigma_y < \sigma_x < \lambda$ (красная пунктирная линия на рисунке 5.7).

5.3 Когерентное излучение Вавилова-Черенкова от асимметричного 3-D короткого сгустка для радиатора конечных линейных размеров

Впервые эффект азимутальной асимметрии когерентного излучения Вавилова-Черенкова в терагерцовом частотном диапазоне, создаваемое коротким наклонным сгустком электронов с энергией 5 МэВ с поперечным размером сгустка σ_t превышающим продольный размер σ_l наблюдался в эксперименте [157]. В эксперименте угол раствора конуса КИВЧ в среде составлял $\Theta_{\text{Ch}} = 48,5^\circ$ ($n = 1,52$). В качестве мишени рассматривалась прямоугольная призма, через которую пролетал «дискообразный» сгусток электронов. Для угла наклона, совпадающего с черенковским углом, при котором ось сгустка направлена вдоль волнового вектора КИВЧ ($\psi = \theta_{\text{Ch}}$, $\phi = 180^\circ$) авторы наблюдали усиление КИВЧ (см. рисунок 5.8a). Однако для противоположного угла наклона ($\psi = \theta_{\text{Ch}}$, $\phi = 0^\circ$) излучения не наблюдалось (см. рисунок 5.8b).

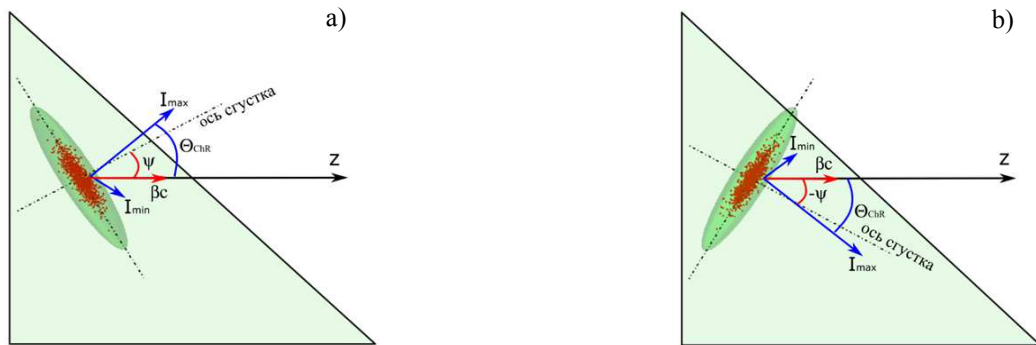


Рисунок 5.8 – Схема генерации КИВЧ для призматической мишени от наклонного «дискообразного» сгустка рассматриваемая в работе [157].

Технологии, разработанные для лазерно-плазменных ускорителей, позволяют создавать сверхкороткие электронные сгустки, для которых взаимосвязь между поперечным и продольным размерами имеют вид $\sigma_{x,y} \gg \sigma_z$ («дискообразный» сгусток). В этом случае, начинает играть важную роль так называемая «пространственная» когерентность [128], а характеристики для любого механизма излучения (ИВЧ, ПИ и т.д.) могут резко измениться по сравнению с характеристиками для обычных сгустков за счёт появления дополнительной степени свободы — угла наклона ψ между осью сгустка и вектором скорости сгустка.

Для рассмотрения данного эффекта в качестве геометрии мишени выберем, простой модельный случай – радиатор конечных линейных размеров прямоугольной формы. Диэлектрическая мишень с требуемыми характеристиками может быть изготовлена методом трехмерной печати [121]. Если ось «дискообразного» сгустка наклонена относительно оси z' на угол ψ (положительный угол отсчитывается против часовой стрелки) (см. рисунок 5.9), плотность распределения заряда в сгустке в выражении (5.17) запишется в виде асимметричного 3-D

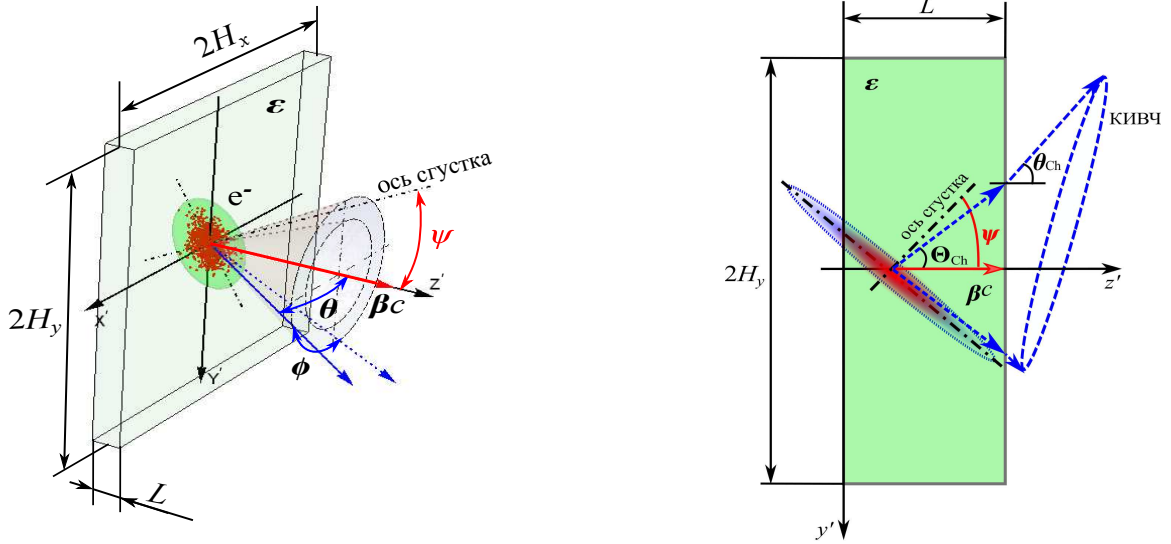


Рисунок 5.9 – Схема генерации КИВЧ для мишени с размерами $2H_x \times 2H_y \times L$ от наклонного «дискообразного» сгустка.

Гауссиана [128] (см. также [158]):

$$g(x_b, y_b, z_b, \psi) = \frac{\exp\left(-\frac{x_b^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y_b \cos \psi + z_b \sin \psi)^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(z_b \cos \psi - y_b \sin \psi)^2}{2\sigma_z^2}\right)}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z}. \quad (5.22)$$

Соответственно, мы имеем форм-фактор, зависящий от угла наклона ψ для геометрии радиатора с бесконечными поперечными размерами и конечной толщиной:

$$F(\omega, \psi) = \exp\left(-\left(k_x \sigma_x\right)^2 - \left(k_y \cos \psi - \frac{\omega}{c} q_z \sin \psi\right)^2 \sigma_y^2 - \left(\frac{\omega}{c} q_z \cos \psi + k_y \sin \psi\right)^2 \sigma_z^2\right), \quad (5.23)$$

где $k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta \sin \phi$, $k_y = \frac{\omega}{c} \sin \theta \cos \phi$, $q_z = 1/\beta$. Как видно из формулы (5.23), продольный и поперечный (для y -компоненты) форм-факторы зависят от размера сгустка, длины волны и связаны углом наклона сгустка, что будет вносить соответствующее влияние на интерференционную картину поляризационного излучения в зависимости от азимутального угла.

На рисунке 5.10 показано поведение форм-фактора для разных продольных размеров сгустка и углов наклона в зависимости от длины волны.

Рисунок 5.11a демонстрирует, что выход КИВЧ, генерируемого наклонным электронным сгустком, имеет максимальную азимутальную асимметрию в случае, когда ось сгустка наклонена по отношению к скорости движения под углом равный углу ИВЧ в среде ($\psi = 28.7^\circ = \Theta_{\text{Ch}}$), что качественно согласуется с результатом, полученным в эксперименте [157]. На рисунке 5.11b показано, что по мере увеличения длины волны излучения азимутальная асимметрия распределения КИВЧ вследствие поворота сгустка уменьшается.

На рисунке 5.12a показано, что если ось «дискообразного» сгустка совпадает с вектором скорости сгустка, т.е. угол поворота $\psi = 0^\circ$, то угловое распределение КИВЧ имеет азимутально-симметричный характер ($\theta_{\text{Ch}} = |\theta_x| = |\theta_y| \approx 33.2^\circ$). Для удобства, сделан переход от «сферических» углов θ и ϕ к «плоским» θ_x и θ_y по правилу: $\sin \theta_x = \sin \theta \sin \phi$,

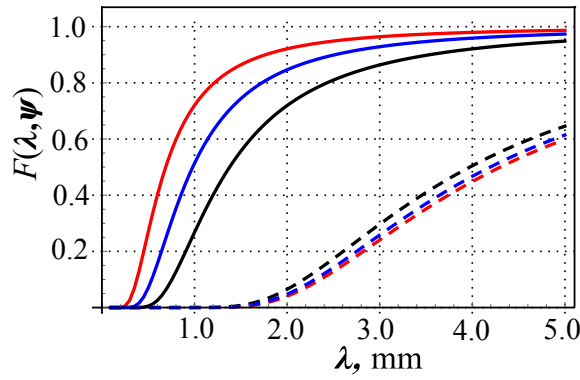


Рисунок 5.10 – Зависимость форм-фактора от длины волны. Параметры моделирования: $\gamma = 100$, $\theta_{\text{Ch}} = 33.2^\circ$, $\phi = 180^\circ$, $\sigma_x = \sigma_y = 300$ мкм, черная линия – $\psi = 0^\circ$ ($\sigma_z = 80$ мкм), красная линия – $\psi = 28.7^\circ$ ($\sigma_z = 80$ мкм), синяя линия – $\psi = 45^\circ$ ($\sigma_z = 80$ мкм), черная штриховая линия – $\psi = 0^\circ$ ($\sigma_z = 500$ мкм), красная пунктирная линия – $\psi = 28.7^\circ$ ($\sigma_z = 500$ мкм), синяя пунктирная линия – $\psi = 45^\circ$ ($\sigma_z = 500$ мкм).

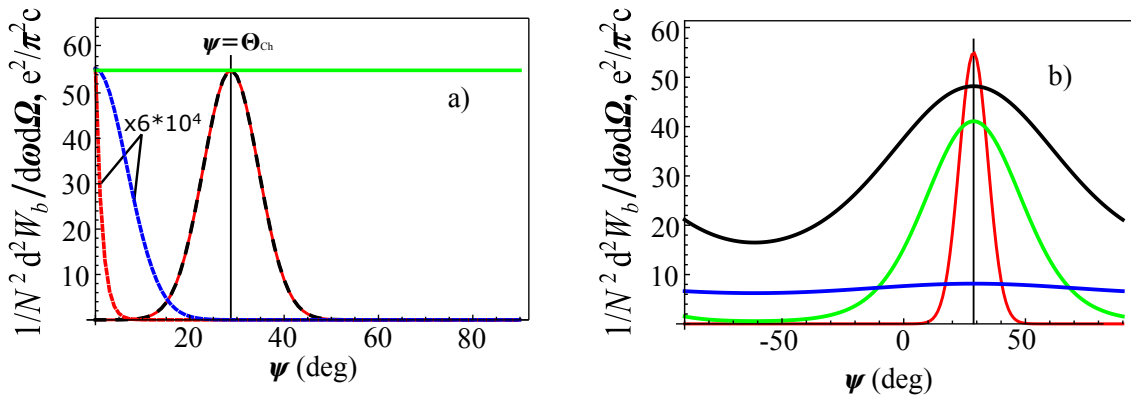


Рисунок 5.11 – Зависимость выхода КИВЧ от угла наклона сгустка для радиатора с размерами $2H \times 2H \times L$. Параметры моделирования: а) $\theta_{\text{Ch}} = 33.2^\circ$, $\varepsilon = 1.3$, $\gamma = 100$, $H = 35$ мм, $L = 10$ мм, $\lambda = 0.3$ мм (~ 1 ТГц), $\sigma_x = \sigma_y = 300$ мкм, $\sigma_z = 80$ мкм: а) красная штрих-пунктирная линия – $\phi = 0^\circ$, синими штрих-пунктирная линия – $\phi = 90^\circ$ (для синей и красной штрих-пунктирных линий значения увеличены в $6 \cdot 10^4$ раз), красная линия – $\phi = 180^\circ$, черная пунктирная линия (расчёт по формуле (5.18) для мишени с безграничными поперечными размерами) – $\phi = 180^\circ$, зеленая линия – сферический сгусток $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 80$ мкм; б) $\theta_{\text{Ch}} = 33.2^\circ$, $\phi = 180^\circ$, $\varepsilon = 1.3$, $\gamma = 100$, $H = 35$ мм, $L = 10$ мм, $\sigma_x = \sigma_y = 300$ мкм, $\sigma_z = 80$ мкм: $\lambda = 0.3$ мм (красная линия), $\lambda = 1$ мм (зеленая линия), $\lambda = 2$ мм (черная линия), $\lambda = 4$ мм (синяя линия).

$\cos \theta_x \sin \theta_y = \sin \theta \cos \phi$, $\cos \theta_x \cos \theta_y = \cos \theta$. Достаточно начать поворачивать ось «дискообразного» сгустка относительно выбранного направления движения, как симметрия углового распределения КИВЧ будет нарушаться. На рисунке 5.12b показаны угловые распределения интенсивности КИВЧ, а также когерентного переходного излучения для угла наклона $\psi = 10^\circ < \theta_{\text{Ch}}$. На рисунках 5.12c и 5.12d отображено угловое распределение интенсивность КИВЧ для угла поворота сгустка $\psi = 28.7^\circ = \theta_{\text{Ch}}$ и $\psi = 45^\circ$ соответственно. Видно, что вы-

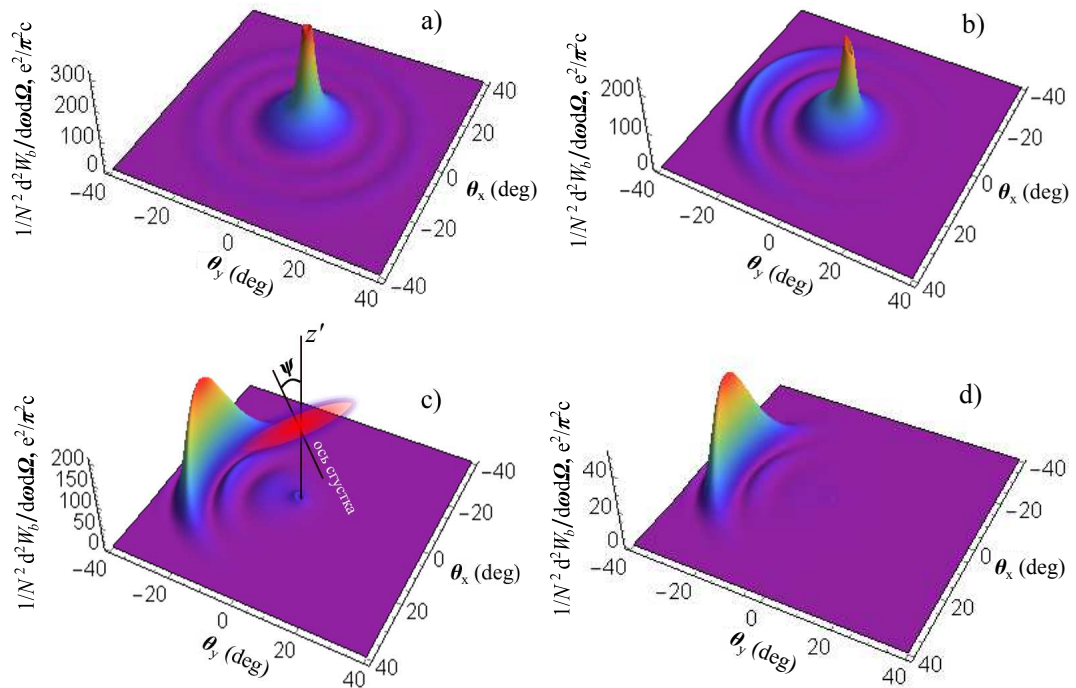


Рисунок 5.12 – Угловое распределение КИВЧ от радиатора с размерами $2H_x \times 2H_y \times L$ для разных углов поворота сгустка. Параметры моделирования: $\varepsilon = 1.3$, $\gamma = 50$, $H = 35$ мм, $L = 10$ мм, $\lambda = 0.5$ мм, $\sigma_x = \sigma_y = 300$ мкм, $\sigma_z = 80$ мкм: а) $\psi = 0^\circ$, б) $\psi = 10^\circ$, в) $\psi = \Theta_{ch} = 28.7^\circ$, д) $\psi = 45^\circ$.

ход КИВЧ является азимутально-асимметричным, и максимальное значение соответствует углу наклона $\psi = \Theta_{ch}$ (см. рисунок 5.11а).

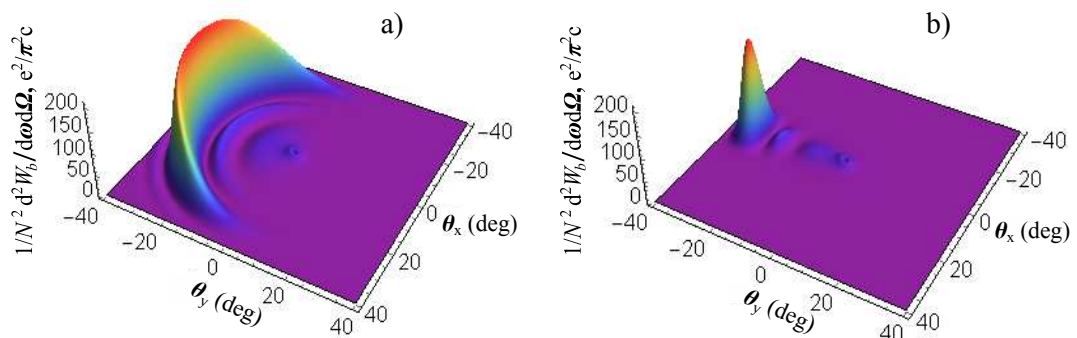


Рисунок 5.13 – Угловое распределение КИВЧ от радиатора с размерами $2H_x \times 2H_y \times L$ для разных поперечных размеров наклонного сгустка. Параметры моделирования: $\varepsilon = 1.3$, $\gamma = 50$, $H = 35$ мм, $L = 10$ мм, $\lambda = 0.5$ мм, $\sigma_y = 300$ мкм, $\sigma_z = 80$ мкм, $\psi = 28.7^\circ$: а) $\sigma_x = 100$ мкм, б) $\sigma_x = 900$ мкм.

На рисунке 5.13 показано, что асимметрия КИВЧ также будет иметь место и для наклонного не «дискообразного» сгустка $\sigma_x \neq \sigma_y$. В таком случае, вклад в дополнительную асимметрию в распределение КИВЧ вносит сам сгусток с асимметричными поперечными размерами (см. рисунок 5.7). В силу когерентного порога излучения, когда между поперечными размерами сгустка имеется соотношение $\sigma_x < \sigma_y$, то азимутальное распределение КИВЧ увеличивается (см. рисунок 5.13a). С другой стороны, при выполнении соотношения $\sigma_x > \sigma_y$, угловое распределение КИВЧ вдоль азимута становится узконаправленным (см. рисунок 5.13b).

Результаты моделирования, в принципе, подтверждают наблюдаемую азимутальную асимметрию КИВЧ от наклонного пучка в эксперименте [157]. КИВЧ от наклонного сгустка имеет узкое угловое распределение, которое концентрируется вдоль направления, совпадающего с ориентацией оси сгустка, когда выполняется условие $\psi = \Theta_{\text{Ch}}$ (см. рисунки 5.11a, 5.12c, 5.13). Такой механизм можно рассматривать как возможный механизм генерации ТГц излучения субпикосекундной длительности для прикладных исследований [71].

Недавно было предложено несколько схем для генерации электронных сгустков с гораздо более короткой продолжительностью (субфемтосекундный диапазон) [159, 160]. КИВЧ от наклонных сверхкоротких электронных сгустков можно использовать в качестве инструмента для диагностики пучков ускорителей, который имеет очевидные преимущества с точки зрения интенсивности и позволяет использовать данный тип излучения для диагностики низкоинтенсивных электронных пучков (\sim рС) [160].

5.4 Обсуждение результатов главы

В данной главе, используя метод поляризационных токов, исследованы характеристики КИВЧ, которое генерируется коротким сгустком пролетающий через мишень с диэлектрической проницаемостью $|\varepsilon| < 2$. Полученные результаты в рамках рассматриваемого метода хорошо согласуются с результатами известных теоретических [34] и экспериментальных работ [157].

Проанализировано влияние поперечных размеров мишени на угловое распределение ИВЧ. Для мишени, у которой линейные размеры меньше эффективного радиуса кулоновского поля заряженной частицы, происходит нарушение симметрии азимутального распределения ИВЧ. Дополнительный вклад в асимметрию КИВЧ/ИВЧ может вносить аксиально не симметричный сгусток.

Впервые теоретически описан эффект азимутальной асимметрии КИВЧ для сгустка заряженных частиц с асимметричным зарядовым распределением, который наблюдался от наклонного пучка в эксперименте [157].

Заключение

По итогам проведённых исследований в диссертационной работе изложены основные результаты:

1. В рамках выполнения диссертационной работы метод поляризационных токов был обобщен на случай излучения от ансамбля заряженных частиц с первоначальной расходимостью, что позволяет решать широкий круг задач по генерации излучения пучками заряженных частиц. Полученные результаты могут также быть использованы для диагностики субпикосекундных электронных пучков.
2. Показано, что при пролёте ультрарелятивистской заряженной частицы ($\gamma \sim 10^3$) вблизи бесконечного радиатора вдоль траектории движения заряда и вблизи радиатора конечной толщины ИВЧ имеет асимметричное азимутальное распределение, при этом радиационные потери в оптическом диапазоне через механизм дифракционного излучения Вавилова-Черенкова для радиатора конечной толщины превышают потери для радиатора бесконечной толщины на несколько порядков.
3. Выполнен расчёт углового распределения ИВЧ/КИВЧ при наклонном пролёте заряда через радиатор с бесконечными поперечными размерами и наклонном пролёте сгустка с нормальным распределением, имеющего первоначальную расходимость частиц вблизи пластины. Показано, что наклон мишени относительно траектории заряда или наклонный пролёт сгустка приводит к явному нарушению азимутальной симметрии углового распределения интенсивности ИВЧ/КИВЧ, что позволяет выводить излучение в вакуум.
4. Проведён численный расчёт спектрально-угловых характеристик КИВЧ для релятивистского мононаправленного электронного сгустка, который проходит через ось вакуумного канала в диэлектрической мишени конической формы, материал которой обладает соответствующей частотной дисперсией в терагерцовом диапазоне длин волн. Подобная мишень может использоваться как инструмент невозмущающей диагностики для оценки длины сгустка. Мишени из такого материала можно рассматривать как «естественный» энергодисперсионный элемент и с их помощью можно измерять угловое распределение КИВЧ, тем самым определяя длину сгустка электронов.
5. Показано, что поперечный размер мишени влияет на угловое распределение ИВЧ, и что в направлении, в котором размер радиатора меньше эффективного радиуса кулоновского поля заряженной частицы, происходит нарушение азимутальной симметрии ИВЧ. Показано, что азимутальная асимметрия ИВЧ/КИВЧ определяется асимметричным зарядовым распределением сгустка, что также может быть использовано для измерения характеристики пучков современных ускорителей.

Диссертационная работа была выполнена при финансовой поддержке гранта № FSWW-2020-0008 программы «Наука» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации и проекта ВИУ-ИШФВП-185/2020 задача 2.3.

Благодарность. В первую очередь хочу выразить благодарность родителям: Гоголеву Юрию Александровичу [19.07.1955 – 05.05.2020], Гоголевой Галине Петровне; и близким мне людям за их веру и моральную поддержку в период подготовки и написания данной работы, которую с большой радостью им посвящаю.

Выражаю глубокую признательность и искреннюю благодарность научному руководителю Александру Петровичу Потылицыну, который указал мне направление исследования и в процессе выполнения представленной работы участвовал в обсуждениях вопросов, делаясь своим научным опытом, связанным с различными аспектами механизма поляризованного излучения в диагностике размеров пучков заряженных частиц.

Кроме того, я хочу поблагодарить Д.В. Карловца, К.О. Кручинина, А.С. Конькова, М.В. Шевелёва за многочисленные плодотворные дискуссии.

Список литературы

1. Черенков П.А. Видимое свечение чистых жидкостей под воздействием γ -радиации // ДАН СССР. — 1934. — Т. 2, № 8. — С. 451 – 456.
2. Джелли Дж. Черенковское излучение и его применения. — Москва: Изд. Иностранной литературы, 1960.
3. Зрелов В.П. Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий. — Москва: Атомиздат, 1968. — Т. 1, 2.
4. Тамм И.Е., Франк И.М. Когерентное излучение быстрого электрона в среде // ДАН СССР. — 1937. — Т. 14. — С. 107.
5. Тамм И.Е., Франк И.М. Излучение электрона при равномерном движении в преломляющей среде // Труды ФИАН СССР. — 1944. — Т. 2, № 4. — С. 63 – 68.
6. Тамм И.Е. Общие свойства излучения, испускаемого системами, движущимися со сверхсветовыми скоростями, и некоторые приложения к физике плазмы // УФН. — 1959. — Т. 68, № 3. — С. 387 – 396.
7. Франк И.М. Излучение Вавилова-Черенкова: вопросы теории. — Москва: Изд. Наука, 1988.
8. Гинзбург В.Л. Квантовая теория сверхсветового излучения электрона, равномерно движущегося в среде // ЖЭТФ. — 1940. — Т. 10. — С. 589 – 595.
9. Болотовский Б.М. Теория эффекта Вавилова-Черенкова (III) // Успехи физических наук. — 1961. — Т. 75, № 2. — С. 295 – 350. — URL: <http://ufn.ru/ru/articles/1961/10/k/>.
10. Ситенко А.Г. Эффект Черенкова в ферродиелектрике // ЖТФ. — 1953. — Т. 23. — С. 2200.
11. Иваненко Д.Д., Гургенидзе В.С. Эффект Черенкова в ферромагнетике // ДАН. — 1949. — Т. 67. — С. 997.
12. Гинзбург В.Л. Излучение электрона, движущегося с постоянной скоростью в кристалле // ЖЭТФ. — 1940. — Т. 10, № 6. — С. 608 – 613.
13. Пафомов В.Е. К теории излучения Вавилова-Черенкова в анизотропных средах и при наличии границ // Труды ФИАН. — 1961. — Т. 16. — С. 94 – 139.
14. Research progress in reversed Cherenkov radiation in double-negative metamaterials / Z. Duan, B.I. Wu, S. Xi et al. // Progr. Electromag. Res. — 2009. — Vol. 90. — Pp. 75 – 87. — URL: <http://www.jpier.org/PIER/pier90/06.08121604.pdf>.

15. Vorobev V.V., Tyukhtin. A.V. Nondivergent Cherenkov Radiation in a Wire Metamaterial // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — Pp. 184801(1–4). — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.108.184801>.
16. Reversed Cherenkov-Transition Radiation by a Charge Crossing a Left-Handed Medium Boundary / S.N. Galyamin, A.V. Tyukhtin, A. Kanareykin, P. Schoessow // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103. — P. 194802(1–4). — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.103.194802>.
17. Galyamin S.N., Tyukhtin A.V. Electromagnetic field of a moving charge in the presence of a left-handed medium // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81. — P. 235134(1–14). — URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.81.235134>.
18. Experimental Verification of Reversed Cherenkov Radiation in Left-Handed Metamaterial / Sheng Xi, Hongsheng Chen, Tao Jiang et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Nov. — Vol. 103. — P. 194801. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.194801>.
19. Fermi Enrico. The Ionization Loss of Energy in Gases and in Condensed Materials // *Phys. Rev.* — 1940. — Mar. — Vol. 57. — Pp. 485 – 493. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.57.485>.
20. Гарибян Г.М. К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицы // *ЖЭТФ.* — 1959. — Т. 37, № 2(8). — С. 527 – 533.
21. Агинян М.А., Бабаханян Э.А., Ши Ян. Ионизационные потери релятивистской частицы, движущейся параллельно поверхности тела // *Изв. АН АрмССР, Физика.* — 1980. — Т. 15, № 4. — С. 247 – 256. — URL: <http://physics.asj-oa.am/2036/1/247-256.pdf>.
22. Рязанов М.И. Электродинамика сплошных сред. — Москва: Изд. Наука, 1984.
23. Tamm I.E. Radiation emitted by uniformly moving electrons // *J. Phys. USSR.* — 1939. — Vol. 1, no. 5/6. — Pp. 439 – 454.
24. Amusia M.Ya. “Atomic Bremsstrahlung”: Retrospectives, current status and perspectives // *Rad. Phys. and Chem.* — 2006. — Vol. 75. — P. 1232. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969806X06001915>.
25. Potylitsyn Alexander. Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures. — Berlin: Springer-Verlag, 2011. — 211 pp. URL: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-19248-7>.
26. Calculations of Threshold Characteristics of Vavilov-Cherenkov Radiation Emitted by Ultrarelativistic Particles in a Gaseous Cherenkov Counter / V.P. Zrelov, M. Klimanova,

- V.P. Lupiltsev, J. Ruzicka // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1983. — Vol. 215. — Pp. 141 – 146.
27. Гинзбург В.Л., Франк И.М. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую // *ЖЭТФ*. — 1946. — Т. 16, № 1. — С. 15 – 27.
28. Кобзев А.П. О механизме излучения равномерно движущегося заряда // *ЭЧАЯ*. — 2014. — Т. 45, № 3. — С. 1110 – 1163. — URL: http://www1.jinr.ru/Pepan/2014-v45/v-45-3/06_kobz.pdf.
29. Барсуков К.А. Переходное излучение в волноводе // *ЖЭТФ*. — 1959. — Т. 37, № 4(10). — С. 1106 – 1109.
30. Energy dependence of x-ray transition radiation from ultrarelativistic charged particles / L.C.L. Yuan, C.L. Wang, H. Uto, S. Pruenster // *Phys. Lett. B.* — 1970. — Vol. 31. — Pp. 603 – 605. — URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(70\)90706-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(70)90706-9).
31. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. — Москва: Изд. Наука, 1984.
32. Backward transition radiation in the extreme ultraviolet region as a tool for the transverse beam profile diagnostic / L.G. Sukhikh, G. Kube, S. Bajt et al. // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. — 2014. — Vol. 17. — P. 112805. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.17.112805>.
33. Гарибян Г.М. К теории переходного излучения // *ЖЭТФ*. — 1957. — Т. 33, № 6(12). — С. 1403 – 1410.
34. Пафомов В.Е. Излучение электрона, пролетающего через пластинку // *ЖЭТФ*. — 1957. — Т. 33, № 4(10). — С. 1074 – 1075.
35. Гарибян Г.М., Ши Ян. Рентгеновское переходное излучение. — Ереван: Изд. АН Армянской ССР, 1983.
36. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. — Ереван: Изд. АН Армянской ССР, 1969.
37. Boersch H., Radeloff C., Sauerbrey G. Experimental Detection of Transition Radiation // *Phys. Rev. Lett.* — 1961. — Jul. — Vol. 7. — Pp. 52 – 54. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.7.52>.
38. Болотовский Б.М., Кольцов А.В., Серов А.В. Переходное излучение в двухгранных и трехгранных углах и на конической поверхности. — М.: Физматлит, 2013. — 128 с.
39. Сыщенко В.В., Ларикова Э.А. Метод отражений в описании излучения заряженной частицы на идеально проводящей сфере // *Научные ведомости БелГУ. Серия Ма-*

- тематика. Физика. — 2014. — Т. 19(190), № 36. — С. 163 – 170. — URL: <http://dspace.bsu.edu.ru/handle/123456789/14213>.
40. Рязанов М.И., Тилинин И.С. Переходное излучение ультрарелятивистской частицы от искривленной поверхности раздела сред // *ЖЭТФ*. — 1976. — Т. 71, № 6(12). — С. 2078 – 2084.
 41. Пафомов В.Е. Излучение заряженной частицы при наличии границ раздела // *Труды ФИАН*. — 1969. — Т. XLIV. — С. 28 – 167.
 42. Particle identification using the angular distribution of transition radiation / M. Deutschmann, W. Struczinski, C.W. Fabjan et al. // *Nuclear Instruments and Methods*. — 1981. — Vol. 180. — Pp. 409 – 412. — URL: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(81\)90080-X](https://doi.org/10.1016/0029-554X(81)90080-X).
 43. Dolgoshein B. Transition radiation detectors // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*. — 1993. — Vol. 326. — P. 434.
 44. Transverse phase space mapping of relativistic electron beams using optical transition radiation / G.P. Le Sage, T.E. Cowan, R.B. Fiorito, D.W. Rule // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. — 1999. — Vol. 2. — P. 122802. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.2.122802>.
 45. Kube Gero. Imaging with Optical Transition Radiation, Transverse Beam Diagnostics for the XFEL: Tech. Rep. 1: DESY, 2008. — TESLA-FEL XX2008/03/25XX. URL: http://flash.desy.de/sites2009/site_vuvfel/content/e403/e1642/e2308/e2310/infoboxContent\2311/TESLA-FEL2008-01.pdf.
 46. A Very High Resolution Optical Transition Radiation Beam Profile Monitor / Marc Ross, Scott Anderson, Josef Frisch et al. // *SLAC-PUB-9280*. — 2002. — URL: <https://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-9280.pdf>.
 47. Diagnostics of an electron beam of a linear accelerator using coherent transition radiation / Yukio Shibata, Toshiharu Takahashi, Toshinobu Kanai et al. // *Phys. Rev. E*. — 1994. — Vol. 50. — P. 1479. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.1479>.
 48. The SPARC linear accelerator based terahertz source / E. Chiadroni, A. Bacci, M. Bellaveglia et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 094101. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4794014>.
 49. Ultrashort laser pulses and ultrashort electron bunches generated in relativistic laser-plasma interaction / J. Faurec, Y. Glinec, G. Gallot, V. Malka // *Physics of Plasmas*. — 2006. — Vol. 13. — P. 056706. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2180727>.

50. Diffraction Radiation from Relativistic Particles / A.P. Potylitsyn, M.I. Ryazanov, M.N. Strikhanov, A.A. Tishchenko. — Berlin: Springer-Verlag, 2010. — 278 pp. URL: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-12513-3>.
51. Пафомов В.Е. Излучение точечного заряда, летящего вдоль границы раздела двух сред // *ЖЭТФ*. — 1957. — Т. 32, № 3. — С. 610.
52. Direct Observation of Incoherent Cherenkov Diffraction Radiation in the Visible Range / R. Kieffer, L. Bartnik, M. Bergamaschi et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 121. — P. 054802. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.121.054802>.
53. Карловец Д.В., Потылицын А.П. Дифракционное излучение от экрана конечной проводимости // *Письма в ЖЭТФ*. — 2009. — Т. 90, № 5. — С. 368 – 373. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1877/article_28596.pdf.
54. Обнаружение дифракционного излучения в диэлектрической мишени в условиях генерации излучения Вавилова-Черенкова / Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, М.В. Шевелёв, Ю.А. Попов // *Письма в ЖЭТФ*. — 2011. — Т. 94, № 4. — С. 280 – 283. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1945/article_29486.pdf.
55. Radiation of a charge moving along the boundary of dielectric prism / A.V. Tyukhtin, V.V. Vorobev, S.N. Galyamin, E.S. Belonogaya // *Phys. Rev. Accel. Beams*. — 2019. — Vol. 22. — P. 012802. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.012802>.
56. Galyamin Sergey N., Tyukhtin Andrey V. Dielectric Concentrator for Cherenkov Radiation // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Aug. — Vol. 113. — P. 064802. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.064802>.
57. Terahertz radiation from an ultra-relativistic charge exiting the open end of a waveguide with a dielectric layer / S.N. Galyamin, A.V. Tyukhtin, S. Antipov, S.S. Baturin // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22. — P. 8902. — URL: <https://doi.org/10.1364/OE.22.008902>.
58. Бобринев В., Брагинский В. Излучение точечного заряда, равномерно движущегося по оси круглого отверстия в бесконечной идеально проводящей плоскости // *ДАН СССР*. — 1958. — Т. 123, № 4. — С. 634 – 636. — URL: <http://www.mathnet.ru/links/feda2cd8f71dc052893f2a69c4fced5c/dan42415.pdf>.
59. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П. Излучение модулированного пучка заряженных частиц при пролёте через круглое отверстие в плоском экране // *ДАН СССР*. — 1959. — Т. 124, № 4. — С. 792 – 795.

60. *Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П.* Излучение ультрарелятивистских зарядов при пролёте через круглое отверстие в экране // *ДАН СССР*. — 1959. — Т. 124, № 5. — С. 1026 – 1029.
61. *Казанцев А.П., Сурдутович Г.И.* Излучение заряженной частицы, пролетающей вблизи металлического экрана // *ДАН СССР*. — 1962. — Т. 147, № 1. — С. 74 – 77. — URL: <http://www.mathnet.ru/links/5baa37b58bbfe67d0a0154822100c6e0/dan27175.pdf>.
62. *Сыщенко В.В., Ларикова Э.А.* Дифракционное излучение нерелятивистской заряженной частицы на идеально проводящей сфере // *Научные ведомости БелГУ. Серия Математика. Физика*. — 2013. — Т. 26(169), № 33. — С. 51 – 56. — URL: <http://dspace.bsu.edu.ru/handle/123456789/14083>.
63. Observation of coherent diffraction radiation from bunched electrons passing through a circular aperture in the millimeter- and submillimeter-wavelength regions / Y. Shibata, S. Hasebe, K. Ishi et al. // *Phys. Rev. E*. — 1995. — Vol. 52. — P. 6787. — URL: <https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.52.6787>.
64. Экспериментальное обнаружение оптического дифракционного излучения / И.Е. Внуков, Б.Н. Калинин, Г.А. Наumenko и др. // *Письма в ЖЭТФ*. — 1998. — Т. 67, № 10. — С. 760 – 764. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1009/article_15331.pdf.
65. Beam-Size Measurement with Optical Diffraction Radiation at KEK Accelerator Test Facility / Pavel Karataev, Sakae Araki, Ryosuke Hamatsu et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 244802. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.244802>.
66. Observation of optical diffraction radiation from a slit target at KEK accelerator test facility / P. Karataev, S. Araki, R. Hamatsu et al. // *NIMB*. — 2005. — Vol. 227. — Pp. 158 – 169. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.03.012>.
67. Observation of Narrow-Band Terahertz Coherent Cherenkov Radiation from a Cylindrical Dielectric-Lined Waveguide / A.M. Cook, R. Tikhoplav, S.Y. Tochitsky et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Aug. — Vol. 103. — P. 095003. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.095003>.
68. Updated baseline for a staged Compact Linear Collider / Ed. by P.N. Burrows, P. Lebrun, L. Linssen et al.; CERN. — Geneva, 2016. — CERN–2016–004. URL: <https://cds.cern.ch/record/2210892/files/arXiv:1608.07537.pdf>.
69. XFEL: The European X-Ray Free-Electron Laser - Technical Design Report / R. Abela, A. Aghababayan, M. Altarelli et al. — Hamburg: DESY, 2006. — URL: [http:](http://)

[//bib-pubdb1.desy.de/record/77248](https://bib-pubdb1.desy.de/record/77248).

70. Compact x-ray microscope for the water window based on a high brightness laser plasma source / H. Legall, G. Blobel, H. Stiel et al. // *Opt. Express*. — 2012. — Vol. 20. — Pp. 18362 – 18369. — URL: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-20-16-18362>.
71. Coherent Cherenkov radiation as an intense THz source / V. Bleko, P. Karataev, A. Konkov et al. // *Journal of Physics: Conf. Series*. — 2016. — Vol. 732. — P. 012006. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/732/1/012006/pdf>.
72. *Smirnov A.V.* Photonics Research Development / Ed. by Viktor P. Nilsson. — Nova Science Publishers, 2008. — Pp. 247 – 270.
73. Observation of coherent Čerenkov radiation from a solid dielectric with short bunches of electrons / Toshiharu Takahashi, Yukio Shibata, Kimihiro Ishi et al. // *Phys. Rev. E*. — 2000. — Vol. 62. — Pp. 8606 – 8611. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.62.8606>.
74. Cherenkov Diffraction Radiation From Long Dielectric Material: An Intense Source of Photons in the NIR-THz Range / T. Lefèvre, M. Bergamaschi, O.R. Jones et al. // Proceedings of IPAC2017. — Copenhagen, Denmark: 2017. — Pp. 400 – 403. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2017/papers/mopab118.pdf>.
75. *Galyamin Sergey N., Tyukhtin Andrey V.* Dielectric concentrator for Cherenkov radiation: Sensitivity and field near the focus // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. — 2017. — Vol. 402. — Pp. 185 – 189. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.052>.
76. *Tyukhtin A.V., Galyamin S.N., Vorobev V.V.* Peculiarities of Cherenkov radiation from a charge moving through a dielectric cone // *Phys. Rev. A*. — 2019. — Vol. 99. — P. 023810. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.99.023810>.
77. *Galyamin Sergey N., Vorobev Viktor V., Tyukhtin Andrey V.* Radiation of a charge in dielectric concentrator for Cherenkov radiation: Off-axis charge motion // *Phys. Rev. Accel. Beams*. — 2019. — Vol. 22. — P. 109901. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.083001>.
78. X-ray Cherenkov Radiation as a Source for Relativistic Charged Particle Beam Diagnostics / A.S. Konkov, A.S. Gogolev, A.P. Potylitsyn, P.V. Karataev // Proc. of IBIC 13. — Oxford, UK: 2013. — Pp. 910 – 913. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IBIC2013/papers/wepf36.pdf>.

79. X-Ray Cherenkov Radiation as a Source for Transverse Size Diagnostics of Ultra-relativistic Electron Beams / A.S. Konkov, P.V. Karataev, A.P. Potylitsyn, A.S. Gogolev // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2014. — Vol. 517. — P. 012003. — URL: http://iopscience.iop.org/1742-6596/517/1/012003/pdf/1742-6596_517_1_012003.pdf.
80. *Shevelev M., Konkov A., Aryshev A.* Soft-x-ray Cherenkov radiation generated by a charged particle moving near a finite-size screen // *Phys. Rev. A.* — 2015. — Nov. — Vol. 92. — P. 053851. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.92.053851>.
81. *Bleko V.V., Konkov A.S., Soboleva V.V.* Coherent diffraction and Cherenkov radiation of relativistic electrons from a dielectric target in the millimeter wavelength range // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* — 2015. — Vol. 355. — Pp. 129 – 131. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X15002189>.
82. *Кручинин К.О., Карловец Д.В.* Развитие теории дифракционного излучения для поверхностей конечной проводимости // *Изв. ВУЗов. Физика.* — 2012. — Т. 55, № 1. — С. 10 – 16.
83. *Шевелёв М.В., Коньков А.С.* Особенности генерации излучения Вавилова-Черенкова при пролёте заряженной частицы вблизи диэлектрической мишени // *ЖЭТФ.* — 2014. — Т. 145, № 4. — С. 579 – 590. — URL: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/r/145/4/p579?a=list>.
84. *Карловец Д.В.* К теории поляризационного излучения в средах с резкими границами // *ЖЭТФ.* — 2011. — Т. 140, № 1(7). — С. 36 – 55. — URL: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/r/140/1/p36?a=list>.
85. *Potylitsyn A.P., Gogolev S.Yu., Sukhikh L.G.* Angular distribution of coherent Cherenkov radiation from a bunch passing through a vacuum channel in the dielectric target // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* — 2017. — Vol. 402. — Pp. 139 – 143. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.008>.
86. *Потылицын А. П., Гоголев С.Ю.* Когерентное излучение Вавилова – Черенкова от ультракороткого электронного пучка, проходящего через вакуумный канал в конической мишени // *Изв. ВУЗов. Физика.* — 2011. — Т. 54, № 11/2. — С. 279 – 286.
87. *Потылицын А.П., Гоголев С.Ю.* Когерентное излучение Вавилова-Черенкова от ультракороткого электронного пучка, проходящего через вакуумный канал в конической мишени // *Вестник Науки Сибири, Физика. Математика.* — 2011. — Т. 1, № 1. — С. 52 – 58. — URL: <http://jwt.su/journal/article/view/59>.

88. *Gogolev S.Yu., A.P.Potylitsyn.* Azimuthal asymmetry of coherent Cherenkov radiation from a tilted bunch // *Physics Letters A.* — 2019. — Vol. 383, no. 9. — Pp. 888–893. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2018.12.004>.
89. *Potylitsyn A.P., Gogolev S.Yu.* Vavilov–Cherenkov Radiation in an Inclined Dielectric Plate and Violation of Azimuthal Symmetry // *Physics of Particles and Nuclei Letters.* — 2019. — Vol. 16, no. 2. — Pp. 127 – 132. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477119020110>.
90. *Potylitsyn A. P., Gogolev S. Yu.* Radiation losses of the relativistic charge moving near a dielectric radiator // *Russian Physics Journal.* — 2020. — Vol. 62, no. 12. — Pp. 2187 – 2193.
91. Coherent Cherenkov Radiation from a Short bunch Passing near a Target and Possibility of a Bunch Length Diagnostics / A.P. Potylitsyn, S.Yu. Gogolev, D.V. Karlovets et al. // Proc. of IPAC 10. — Kyoto, Japan: 2010. — Pp. 1074 – 1076. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/mope046.pdf>.
92. *Potylitsyn A.P., Gogolev S.Y.* Azimuthal asymmetry of coherent Cherenkov radiation from a tilted electron bunch // Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures: Book of Abstracts of XII International Symposium. — Hamburg: DESY, 2017. — P. 98.
93. *Potylitsyn A.P., Gogolev S.Y.* Radiation Losses of Relativistic Electrons via Cherenkov Diffraction Radiation Mechanism // Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures: Book of Abstracts of XIII International Symposium. — Belgorod: TUSUR, 2019. — P. 52.
94. *Гоголев С.Ю., Потылицын А.П.* Азимутальная асимметрия когерентного излучения Вавилова-Черенкова от наклонных электронных сгустков // XLVII Международная Тулиновская конференция по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: тезисы докладов. — Москва: КДУ, 2017. — С. 39.
95. Когерентное излучение Вавилова-Черенкова от мишеней с заданными диэлектрическими свойствами / С.Ю. Гоголев, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын и др. // XLVIII Международная Тулиновская конференция по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: тезисы докладов. — Москва: КДУ, Университетская книга, 2018. — С. 71.
96. *Potylitsyn A.P., Gogolev S.Y.* Angular distribution of coherent Cherenkov radiation from a tilted bunch passing through a slit in target // Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena: Book of Abstracts of the 7th International Conference. — Frascati: INFN, 2016. — P. 245.

97. *Potylitsyn A.P., Gogolev S.Y.* Azimuthal Asymmetry of Coherent Cherenkov Radiation From a Tilted Bunch // *Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena: Book of Abstracts of the 8th International Conference.* — Ischia: INFN, 2018. — P. 124.
98. Методы математической физики / В.Г. Багров, В.В. Белов, В.Н. Задорожный, А.Ю. Трифонов. — Томск: Изд. НТЛ, 2002. — Т. 1.
99. *Verzilov V.A.* Transition radiation in the pre-wave zone // *Physics Letters A.* — 2000. — Vol. 273. — Pp. 135 – 140. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(00\)00486-2](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(00)00486-2).
100. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. — Москва: Изд. Физматлит, 2005.
101. *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. — Москва: Изд. Мир, 1965.
102. О поляризационных характеристиках черенковского излучения от диэлектрического экрана / А.С. Коньков, А.П. Потылицын, М.В. Шевелев, А.С. Арышев // *Письма в ЖЭТФ.* — 2017. — Т. 105, № 4. — С. 212 – 216. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2148/article_32225.pdf.
103. *Рязанов М.И.* Пределы применимости макроскопической теории переходного излучения // *Письма в ЖЭТФ.* — 1984. — Т. 39, № 12. — С. 569 – 571. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/93/article_1646.pdf.
104. *Коньков А.С.* Характеристики поляризационного излучения заряженных частиц и магнитных моментов: дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.16 / Коньков Анатолий Сергеевич. — Томск: Томский политехнический университет, 2015. — 134 с.
105. *Linhart J.G.* Čerenkov Radiation of Electrons Moving Parallel to a Dielectric Boundary // *Journal of Applied Physics.* — 1955. — Vol. 26. — P. 527.
106. *Рязанов М.И.* О зависимости дифракционного излучения от энергии ультрарелятивистской частицы // *ЖЭТФ.* — 2006. — Т. 129, № 4. — С. 611 – 614. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/r_129_0611.pdf.
107. Čerenkov radiation from a finite trajectory of electrons / T. Takahashi, T. Kanai, Y. Shibata et al. // *Phys. Rev. E.* — 1994. — Vol. 50, no. 5. — Pp. 4041 – 4050. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.4041>.
108. Nondestructive diagnostic for electron bunch length in accelerators using the wakefield radiation spectrum / S.V. Shchelkunov, T.C. Marshall, J.L. Hirshfield, M.A. LaPointe // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* — 2005. — Vol. 8. — P. 062801. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.8.062801>.

109. Experimental Research of the Diffraction and Vavilov-Cherenkov Radiation Generation in a Teflon Target / M. Shevelev, G. Naumenko, A. Potylitsyn, Yu. Popov // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2012. — Vol. 357. — P. 012020. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/357/1/012020>.
110. *Smirnov A.V., Musumeci P.* S-Band RF photoinjector as a driver for coherent Cherenkov source // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A.* — 2013. — Vol. 721. — Pp. 1 – 9. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.04.024>.
111. *Морозов А.И.* Об излучении точечного заряда, равномерно движущегося вдоль поверхности изотропной среды // *ЖЭТФ.* — 1957. — Т. 32. — С. 1260.
112. *Konkov Anatoly.* Physical Interpretation and Asymptotic Analysis of Particle's Energy Losses on the Polarization Radiation Process // The 8th International Conference «Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena Channeling 2018». — Italy, Ischia: 2018. — URL: https://agenda.infn.it/event/14872/contributions/27072/attachments/64646/78319/Report_Konkov_Channeling_2018.pdf.
113. *Takabayashi Y., Fiks E.I., Pivovarov Yu.L.* First studies of 500-nm Cherenkov radiation from 255-MeV electrons in a diamond crystal // *Physics Letters A.* — 2015. — Vol. 379. — Pp. 1032 – 1035. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2015.01.036>.
114. *Babzien T. Watanabeand M., Kusche K., Yakimenko V.* Beam Angle Measurement Using Cherenkov Radiation // Proc. of the 2005 Particle Accelerator Conference. — Knoxville, Tennessee, USA: IEEE, 2005. — Pp. 3742 – 3744. — URL: <http://doi.org/10.1109/PAC.2005.1591601>.
115. Bunch Length Measurement using Coherent Cherenkov Radiation / K. Kan, T. Kondoh, T. Kozawa et al. // Proc. of DIPAC 11. — Hamburg, Germany: 2011. — Pp. 368 – 370. — URL: <http://epaper.kek.jp/DIPAC2011/papers/tupd30.pdf>.
116. Electron Beam Diagnostics using Coherent Cherenkov Radiation in Aerogel / R. Tikhoplav, A. Knyazik, J.B. Rosenzweig, M. Ruelas // *AIP Conference Proceedings.* — 2009. — Vol. 1086. — Pp. 610 – 615. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3080977>.
117. Measurements of the transverse emittance at the FLASH injector at DESY / F. Löhl, S. Schreiber, M. Castellano et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* — 2006. — Vol. 9. — P. 092802. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.9.092802>.
118. Diagnostics for plasma-based electron accelerators / M.C. Downer, R. Zgad Zaj, A. Debus et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 2018. — Vol. 90. — P. 035002. — URL: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.035002>.

119. Non-invasive Beam Diagnostics with Cherenkov Diffraction Radiation / T. Lefèvre, M. Bergamaschi, O.R. Jones et al. // Proc. of IPAC2018. — Vancouver, BC, Canada: 2018. — Pp. 2005 – 2008. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2018/papers/wepaf074.pdf>.
120. Recent Results using Incoherent Cherenkov Diffraction Radiation for Non-Invasive Beam Diagnostics / M. Bergamaschi, R. Kieffer, T. Lefèvre et al. // Proc. of IPAC2019. — Melbourne, Australia: 2019. — Pp. 2654 – 2657. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2019/papers/wepgw077.pdf>.
121. Cherenkov radiation from the target with predetermined dielectric properties, produced by a 3D-printer / G. Naumenko, A. Potylitsyn, V. Bleko et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. — 2017. — Vol. 402. — Pp. 194 – 197. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.009>.
122. *Попов К.Е.* Исследование спектрально-угловых характеристик излучения в миллиметровом диапазоне длин волн при взаимодействии с мишенями: Бакалаврская работа. — Томск: Томский политехнический университет, 2018.
123. Измерение угловых характеристик переходного излучения в ближней и дальней волновых зонах / Б.Н. Калинин, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын и др. // *Письма в ЖЭТФ*. — 2006. — Т. 84, № 3. — С. 136 – 140. — URL: <http://mi.mathnet.ru/jetpl1097>.
124. *Sergeeva D.Yu., Tishchenko A.A., Strikhanov M.N.* Influence of beam divergence on form-factor in X-ray diffraction radiation // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*. — 2015. — Vol. 355. — Pp. 175 – 179. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.01.044>.
125. Observation of coherent synchrotron radiation / T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1989. — Vol. 63. — P. 1245. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.1245>.
126. *Happek U., Sievers A.J., Blum E.B.* Observation of coherent transition radiation // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Vol. 67. — P. 2962. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2962>.
127. *Neuman C.P., Graves W.S., O'Shea P.G.* Coherent off-axis undulator radiation from short electron bunches // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. — 2000. — Vol. 3. — P. 030701. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.3.030701>.
128. *Потылицын А.П.* Пространственная когерентность в переходном излучении коротких электронных сгустков // *Письма в ЖЭТФ*. — 2016. — Т. 103, № 11. — С. 762 – 766.

- URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2128/article_31925.pdf.
129. Status of Coherent Cherenkov Wakefield Experiment at UCLA / A.M. Cook, A. Knyazik, J.B. Rosenzweig et al. // *AIP Conference Proceedings*. — 2009. — Vol. 1086, no. 1. — Pp. 616 – 621. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3080978>.
130. *Ding Meisong, Weits H.H., Oepts D.* Coherent transition radiation diagnostic for electron bunch shape measurement at FELIX // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. — 1997. — Vol. 393. — Pp. 504 – 509. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00554-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00554-8).
131. Bunch Length Measurements at the JLab FEL Using Coherent Transition and Synchrotron Radiation / P.Evtushenko, J. Coleman, K. Jordan et al. // *AIP Conference Proceedings*. — 2006. — Vol. 868, no. 1. — P. 193. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2401405>.
132. Coherent radiation spectrum measurements at KEK LUCX facility / M. Shevelev, A.Aryshev, S.Araki et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. — 2015. — Vol. 771. — Pp. 126 – 133. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.038>.
133. Bunch length measurements using a Martin-Puplett interferometer at the tesla test facility linac / B. Leissner, Ch. Berger, R. Siedling et al. // *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conferenc.* — New Yor: 1999. — Pp. 2172 – 2174. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p99/PAPERS/WEA131.PDF>.
134. Design of a single-shot prism spectrometer in the near- and mid-infrared wavelength range for ultra-short bunch length diagnostics / C. Behrens, A. Fisher, J. Frisch et al. // *Proceedings of DIPAC 2011*. — Hamburg, Germany: 2011. — Pp. 386 – 388. — URL: <http://epaper.kek.jp/DIPAC2011/papers/tupd38.pdf>.
135. *Nodvick John S., Saxon David S.* Suppression of Coherent Radiation by Electrons in a Synchrotron // *Phys. Rev.* — 1954. — Vol. 96, no. 1. — P. 180. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.96.180>.
136. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — Москва: Изд. Физматлит, 1963.
137. *Варданян Л.А., Гарибян Г.М., Ши Ян.* Переходное излучение, образуемое сгустком заряженных частиц при пролете через границу раздела двух сред // *Изв. АН Армянской ССР, Физика*. — 1975. — Т. 10. — С. 350 – 360. — URL: <http://physics.asj-oa.am/2744/1/350-360.pdf>.

138. A THz spectrometer based on a CsI prism / A.S. Meijer, J.J.H. Pijpers, H.K. Nienhuys et al. // *Journ. Opt. A: Pure Appl. Opt.* — 2008. — Vol. 10, no. 9. — P. 095303. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1464-4258/10/9/095303/pdf>.
139. Официальный сайт компании TeraSense Group [Электронный ресурс]. — 2019. — URL: <http://terasense.com/products/sub-thz-imaging-camerasz/>. — Доступ свободный.
140. Abele M. Эффект излучения Черенкова в волноводе, частично заполненном диэлектриком // *Nuovo cimento, Suppl.* — 1952. — Vol. 9. — P. 207.
141. Investigation of coherent Čerenkov radiation generated by 6.1 MeV electron beam passing near the dielectric target / A.P. Potylitsyn, Yu.A. Popov, L.G. Sukhikh et al. // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2010. — Vol. 236. — P. 012025. — URL: http://iopscience.iop.org/1742-6596/236/1/012025/pdf/1742-6596_236_1_012025.pdf.
142. Dielectric laser accelerators / R. Joel England, Robert J. Noble, Karl Bane et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 2014. — Vol. 86, no. 4. — Pp. 1337 – 1389. — URL: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.86.1337>.
143. Observation of coherently enhanced tunable narrow-band terahertz transition radiation from a relativistic sub-picosecond electron bunch train / P. Piot, Y.-E Sun, T.J. Maxwell et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — Vol. 98, no. 26. — P. 261501. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3604017>.
144. Ultrafast low-energy electron diffraction in transmission resolves polymer/graphene superstructure dynamics / Max Gulde, Simon Schweda, Gero Storeck et al. // *Science.* — 2014. — Vol. 345, no. 6193. — Pp. 200 – 204. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.1250658>.
145. Irreversible reactions studied with nanosecond transmission electron microscopy movies: Laser crystallization of phase change materials / M.K. Santala, B.W. Reed, S. Raoux et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 174105. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4803921>.
146. Characterization of the THz radiation source at the Frascati linear accelerator / E. Chiadroni, M. Bellaveglia, P. Calvani et al. // *Review of Scientific Instruments.* — 2013. — Vol. 84, no. 2. — P. 022703. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4790429>.
147. Novel schemes for the optimization of the SPARC narrow band THz source / B. Marchetti, A. Bacci, E. Chiadroni et al. // *Rev. Sci. Instrum.* — 2015. — Vol. 86, no. 7. — P. 073301. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4922882>.

148. Observation of the stimulated coherent diffraction radiation in an open resonator at LUCX facility / A. Aryshev, S. Araki, M. Fukuda et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. — 2014. — Vol. 763. — Pp. 424 – 432. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214007980>.
149. Super-radiant Smith–Purcell radiation from periodic line charges / D. Li, M. Hangyo, Y. Tsunawaki et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*. — 2012. — Vol. 674. — Pp. 20 – 23. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.01.039>.
150. Proposal of coherent Cherenkov radiation matched to circular plane wave for intense terahertz light source / T. Sakai N. Sei, K. Hayakawa, T. Tanaka et al. // *Physics Letters A*. — 2015. — Vol. 379, no. 38. — Pp. 2399 – 2404. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2015.05.033>.
151. Sei N., Takahashi T. First demonstration of coherent Cherenkov radiation matched to circular plane wave // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7. — P. 17440. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-17822-z>.
152. Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation / J. Hebling, G. Almási, I.Z. Kozma, J. Kuhl // *Optics Express*. — 2002. — Vol. 10, no. 21. — Pp. 1161 – 1166. — URL: <https://doi.org/10.1364/OE.10.001161>.
153. Bakunov M.I., Bodrov S.B., Tsarev M.V. Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phase-matching versus Cherenkov effect // *Journal of Applied Physics*. — 2008. — Vol. 104. — P. 073105. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2989999>.
154. Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃ / H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, K. Tanaka // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — Vol. 98. — P. 091106. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3560062>.
155. Bakunov Michael I., Bodrov Sergey B., Mashkovich Eugene A. Terahertz generation with tilted-front laser pulses: dynamic theory for low-absorbing crystals // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2011. — Vol. 28, no. 7. — Pp. 1724 – 1734. — URL: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.28.001724>.
156. Coherent transition radiation in the far-infrared region / Yukio Shibata, Kimihiro Ishi, Toshiharu Takahashi et al. // *Phys. Rev. E*. — 1994. — Vol. 49, no. 1. — P. 785. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.49.785>.
157. Generation of a Coherent Cherenkov Radiation by using Electron Bunch Tilting / K. Sakaue, R. Kuroda, Y. Taira et al. // *Proceedings of IPAC2016*. — Busan, Korea: 2016. — Pp. 1870 – 1872. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2016/papers/tupow047.pdf>.

158. *Kube G., Potylitsyn A.P.* Coherent backward transition radiation from sub-fs "pancake-like" bunches as a tool for beam diagnostics // *JINST*. — 2018. — Vol. 13. — P. C02055. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/02/C02055>.
159. *Xiang D., Huang Z., Stupakov G.* Generation of intense attosecond x-ray pulses using ultraviolet laser induced microbunching in electron beams // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. — 2009. — Vol. 12, no. 6. — P. 060701. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.12.060701>.
160. SINBAD — The accelerator R&D facility under construction at DESY / U.Dorda, R.Assmann, R.Brinkmann et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. — 2016. — Vol. 829. — Pp. 233 – 236. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.01.067>.