

03

Черенковское излучение релятивистских электронов в наклонном прозрачном радиаторе

© А.П. Потылицын

Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия

e-mail: potylitsyn@tpu.ru

Поступила в Редакцию 03.07.2023 г.

В окончательной редакции 01.02.2024 г.

Принята к публикации 11.02.2024 г.

На основе модели поляризационных токов проведен численный расчет выхода фотонов черенковского излучения в диапазоне длин волн $400 < \lambda < 850$ nm из аэрогелевого радиатора с коэффициентом преломления $n = 1.05$ и толщиной 1 mm, расположенного перпендикулярно скорости электронов с Лоренц-фактором $\gamma = 50$. Показано, что число фотонов черенковского излучения, распространяющегося в вакууме вблизи конической поверхности с углом раствора $\theta = 18.6^\circ$ совпадает с теоретическим значением из формулы Тамма–Франка. Этот же метод использовался для расчета спектрально-угловых характеристик черенковского излучения из наклоненного корундового радиатора ($n = 1.76$) той же толщины. Было показано, что для угла наклона радиатора $\psi = 24.25^\circ$ часть черенковского конуса выводится в вакуум под углом $\theta_{\text{vac}} \approx 90^\circ$ относительно импульса электронов. Число фотонов черенковского излучения в том же спектральном диапазоне достигает величины $\Delta N \approx 5.4$ photon/electron, что на 3 порядка превышает выход обратного переходного излучения, которое используется для диагностики пучков современных ускорителей.

Ключевые слова: черенковское излучение, диагностика, обратное переходное излучение.

DOI: 10.61011/OS.2024.02.57770.5385-23

Введение

Детекторы черенковского излучения на протяжении многих лет используются в физике высоких энергий [1], в термоядерных установках для регистрации „убегающих“ электронов [2], в лучевой терапии для дозовых измерений [3], в диагностике пучков ускорителей [4].

В последние годы, по мере развития ускорительных и лазерных технологий, излучение Вавилова–Черенкова (ИВЧ) используется для измерения длины пикосекундных/субпикосекундных электронных сгустков [5,6]. Если оптическая ось детектора ИВЧ (например, стрик-камеры) ориентирована перпендикулярно волновому фронту излучения, то длительность вспышки ИВЧ не зависит от толщины радиатора и определяется только длиной сгустка.

Часто для целей диагностики используется обратное переходное излучение (ОПИ), генерируемое электронным сгустком в тонких металлических мишенях. Число фотонов ОПИ в этом случае значительно ниже, чем интенсивность ИВЧ, однако оптическая система вывода и регистрации ОПИ существенно проще и надежнее по сравнению с детектированием ИВЧ (с учетом требования перпендикулярности фронта ИВЧ относительно оси детектора). Так, например, авторы работы [6] для получения параллельного пучка ИВЧ из специального радиатора с коэффициентом преломления $n = 1.05$ использовали сложную оптическую схему с аксионовыми линзами, которая преобразует конус ИВЧ в „полый“ цилиндрический пучок, соосный с импульсом электро-

нов. Подобная оптическая схема фокусирует излучение на детекторе в кольцо, диаметр которого существенно выше, чем поперечный размер электронного сгустка. Механизм „обратного“ переходного излучения (ОПИ) позволяет выводить излучение под большими углами относительно электронного пучка и фокусировать излучение в „ пятно“, совпадающее по размерам с диаметром электронного сгустка [7].

Ниже в работе будет показано, что ИВЧ электронов, пересекающих наклонную диэлектрическую пластину (радиатор), также можно выводить в вакуум под большими углами (например, под углом $\theta = 90^\circ$) при соответствующем выборе угла наклона. Несмотря на то, что в такой геометрии в вакуум выводится только часть черенковского конуса, число фотонов ИВЧ превышает выход фотонов ОПИ на 2–3 порядка в зависимости от толщины радиатора. Использование такого метода диагностики (в том числе со стрик-камерой) позволит существенно упростить экспериментальную аппаратуру.

Модель

Теория излучения заряда, пересекающего пластину с диэлектрической проницаемостью ϵ и толщиной L , была разработана В.Е. Пафомовым в работе [8]. В этой модели получены выражения для двух компонент поляризации спектрально-углового распределения интенсивности излучения в системе координат, показанной на рис. 1, от пластины, бесконечной в поперечном направлении

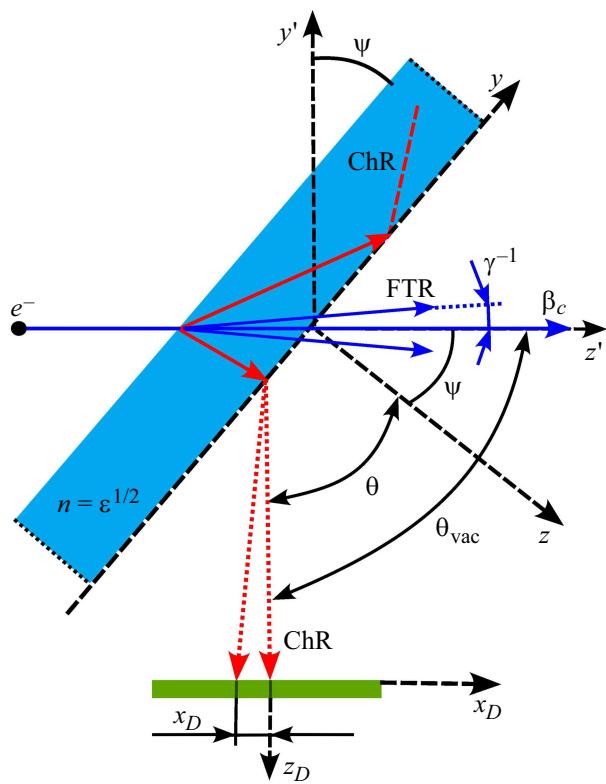


Рис. 1. Угловые переменные, описывающие процесс ИВЧ, и системы координат, используемые для этого. В нижней части рисунка показана система координат $\{x_D, y_D, z_D\}$, так называемая „система детектора“, где ось z_D повернута на угол θ_{vac} относительно скорости электрона. FTR — переходное излучение „вперед“, ChR — ИВЧ.

(см. формулы (18.25), (18.26) цитируемой работы). Исходя из этих выражений можно получить спектрально-угловое распределение числа фотонов, испускаемых за-рядом, $d^2N/d\Omega d\lambda$:

$$\frac{d^2N_{||}}{d\Omega d\lambda} = \frac{\alpha}{\pi^2 \lambda} \frac{\beta_y^2 \beta_z^4 n_x^2 n_z^2 |\varepsilon - 1|^2}{\sin^2 \theta |((1 - n_y \beta_y)^2 - n_z^2 \beta_z^2)|^2} \times \frac{|(1 - n_y \beta_y)^2 - Z^2 \beta_z^2|^{-2}}{|e^{-\frac{i\omega L Z}{e}} (Z + \varepsilon \cos \theta)^2 - e^{-\frac{i\omega L Z}{e}} (Z - \varepsilon \cos \theta)^2|^2} \times \left| e^{-\frac{i\omega L Z}{e}} (1 - \beta_y n_y + \beta_z Z) (Z + \varepsilon \cos \theta) \right. \\ \times (\sin^2 \theta (1 - \beta_z^2 - \beta_y n_y - \beta_z Z) + \beta_y \beta_z n_y Z) \\ + e^{-\frac{i\omega L Z}{e}} (1 - \beta_y n_y - \beta_z Z) (Z - \varepsilon \cos \theta) \\ \times (\sin^2 \theta (1 - \beta_z^2 - \beta_y n_y + \beta_z Z) - \beta_y \beta_z n_y Z) - 2Z e^{-\frac{i\omega L Z}{\beta_z c}} \\ \times [\beta_z (\beta_y n_y - \sin^2 \theta) (\beta_z \varepsilon - \beta_z \sin^2 \theta + \varepsilon n_z - \beta_y \varepsilon n_y n_z) \\ \left. + \sin^2 \theta (1 - \beta_z^2 - \beta_y n_y) (1 - \beta_y n_y + \beta_z \varepsilon n_z)] \right|^2, \quad (1)$$

$$\frac{d^2N_{\perp}}{d\Omega d\lambda} = \frac{\alpha}{\pi^2 \lambda} \frac{\beta_z^2 n_z^2 |\varepsilon - 1|^2}{\sin^2 \theta |((1 - n_y \beta_y)^2 - n_z^2 \beta_z^2)|^2} \times \frac{|(1 - n_y \beta_y)^2 - Z^2 \beta_z^2|^{-2}}{|e^{-\frac{i\omega L Z}{e}} (Z + \cos \theta)^2 - e^{-\frac{i\omega L Z}{e}} (Z - \cos \theta)^2|^2} \\ \times \left| e^{-\frac{i\omega L Z}{e}} (1 - \beta_y n_y + \beta_z Z) (Z + \cos \theta) \right. \\ + e^{-\frac{i\omega L Z}{e}} (1 - \beta_y n_y - \beta_z Z) (Z - \cos \theta) \\ \left. - 2Z e^{-\frac{i\omega L (1 - \beta_y n_y)}{\beta_z c}} (1 - \beta_y n_y + \beta_z n_z) \right|^2, \quad (2)$$

$$\frac{d^2N}{d\Omega d\lambda} = \frac{d^2N_{||}}{d\Omega d\lambda} + \frac{d^2N_{\perp}}{d\Omega d\lambda}. \quad (3)$$

Здесь используются обозначения $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, λ — длина волны ИВЧ, $\omega = 2\pi c/\lambda$, c — скорость света в вакууме, L — толщина радиатора, $Z = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}$, $\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$, γ — Лоренц-фактор, $\beta_y = \beta \sin \psi$, $\beta_z = \beta \cos \psi$, $n_x = \sin \theta \sin \varphi$, $n_y = \sin \theta \cos \varphi$, $n_z = \cos \theta$, где θ, φ — полярный и азимутальные углы, характеризующие волновой вектор фотона ИВЧ в вакууме.

Следует указать, что формулы (1)–(3) описывают излучение в „переднюю“ полусферу. Для плоской геометрии, показанной на рис. 1, под азимутальным углом $\varphi = 0$ вблизи полярного угла $\theta \approx \psi$ распространяется переходное излучение „вперед“.

Если угол наклона радиатора ψ удовлетворяет условию

$$\psi < \theta_{ch}^0 = \arccos(1/\beta n(\lambda)), \quad n(\lambda) = \sqrt{\varepsilon(\lambda)}, \quad (4)$$

то выражения (1)–(3) описывают ИВЧ в вакууме для азимутального угла $\varphi = \pi$ вблизи полярного угла θ_{ch} [9,10]:

$$\theta_{ch} = \arcsin \{n(\lambda) \sin [\arccos(1/\beta n(\lambda)) - \psi]\}. \quad (5)$$

Если же вместо (4) выполняется противоположное условие

$$\psi > \theta_{ch}^2, \quad (6)$$

то в вакуум выводится часть конуса ИВЧ вблизи азимутального угла $\varphi = 0$ [10].

В работе [11] был развит альтернативный подход для расчета характеристик излучения, возникающего при пролете заряда через радиатор конечных размеров по всем трем направлениям — так называемая модель поляризационных токов (polarization current model, PC). На основе этого метода в работах [12,13] были получены аналитические формулы, аналогичные (1)–(3), позволяющие рассчитывать число фотонов ИВЧ для любой геометрии радиатора. Как и в модели В.Е. Пафомова [8], компоненты поля ИВЧ в вакууме рассчитывались с использованием коэффициентов преломления Френеля для

плоской бесконечной границы раздела [10,11]. В частности, для пластины с поперечными размерами $a, b \gg \lambda$ получены выражения:

$$\begin{aligned} \frac{d^2N_{\parallel}}{d\Omega d\lambda} &= 4\alpha \frac{n_z^2}{[(1-\beta_y n_y)^2 - \beta_z^2 n_z^2]^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \frac{L^2}{\lambda^3} \\ &\times \left| \operatorname{sinc} \left(\pi \frac{L}{\lambda} \frac{1 - \beta_z L - \beta_y n_y}{\beta_z} \right) \right|^2 \left| \frac{\varepsilon}{Z + \varepsilon \cos \theta} \right|^2 \\ &\times \left| (\beta_z^2 + \beta_y n_y + \beta_z Z - 1) \sqrt{n_x^2 + n_y^2} - \beta_y \beta_z Z \frac{n_y}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2}} \right|^2, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2N_{\perp}}{d\Omega d\lambda} &= 4\alpha \frac{n_z^2}{[(1-\beta_y n_y)^2 - \beta_z^2 n_z^2]^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \frac{L^2}{\lambda^3} \\ &\times \left| \operatorname{sinc} \left(\pi \frac{L}{\lambda} \frac{1 - \beta_z L - \beta_y n_y}{\beta_z} \right) \right|^2 \\ &\times \left| \beta_y^2 \beta_z^2 \frac{n_x^2}{n_x^2 + n_y^2} \varepsilon \frac{\sqrt{\varepsilon}}{Z + \cos \theta} \right|^2, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{d^2N}{d\Omega d\lambda} = \frac{d^2N_{\parallel}}{d\Omega d\lambda} + \frac{d^2N_{\perp}}{d\Omega d\lambda}. \quad (9)$$

Здесь $\operatorname{sinc}(x) = \sin x / x$, остальные обозначения те же, что и в (1)–(3). Полученные формулы более простые и понятные. ИВЧ в вакуум выводится для геометрии, которая определяется нулевым значением аргумента функции sinc :

$$1 - \beta_z Z - \beta_y n_y = 1 - \beta \cos \psi \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} - \beta \sin \psi \sin \theta \cos \varphi = 0. \quad (10)$$

Для геометрии, в которой волновой вектор фотона ИВЧ расположен в плоскости (y, z) , из (10) выводится соотношение для угла θ_{vac} в вакууме (для азимутального угла $\varphi = \pi$):

$$\theta_{\text{vac}} = \psi + \arcsin \{ n(\lambda) \sin [\arccos(1/\beta n(\lambda) - \psi)] \}. \quad (11)$$

Отметим, что формулы (7)–(9) наряду с ИВЧ описывают переходное излучение. На первый взгляд кажется, что квадратичная зависимость от толщины радиатора в этих выражениях не имеет никакого отношения к переходному излучению. Покажем, что это не так. Для простоты рассмотрим ориентацию $\psi = 0$, для которой $d^2N_{\perp}/d\Omega d\lambda = 0$.

Для углов θ соответствующих ОПИ „вперед“ ($\theta \sim \psi$) от металлической мишени, для которой справедливо условие $|\varepsilon(\lambda)| \gg \sin^2 \theta$, аргумент функции $\operatorname{sinc}^2(x)$ можно устремить к бесконечности, что позволяет сделать следующую замену:

$$\operatorname{sinc}^2(x) = \frac{\sin^2(x)}{x^2} \rightarrow \frac{1/2}{x^2}, \quad (12)$$

при которой получаем

$$\begin{aligned} &\frac{L^2}{\lambda^3} \left| \operatorname{sinc} \left(\pi \frac{L}{\lambda} \frac{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\beta} \right) \right|^2 \\ &\rightarrow \frac{L^2}{\lambda^3} \frac{\beta^2 \lambda^2}{2\pi^2 L^2 (1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})^2} \\ &= \frac{\beta^2}{2\pi^2 \lambda (1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

В результате имеем

$$\begin{aligned} \frac{d^2N_{\parallel}}{d\Omega d\lambda} &= \frac{2\alpha}{\pi^2} \frac{1}{\lambda} \frac{\beta^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \\ &\times \left| \frac{\gamma^{-2} - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right|^2 \left| \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + \varepsilon \cos \theta} \right|^2. \end{aligned} \quad (14)$$

В пределе $|\varepsilon| \rightarrow \infty$ полученное выражение сводится к формуле

$$\frac{d^2N_{\parallel}}{d\Omega d\lambda} = \frac{2\alpha}{\pi^2} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \frac{1}{\lambda}, \quad (15)$$

которая дает удвоенное значение известной формулы Гинзбурга–Франка, поскольку формально рассматривается излучение от двух поверхностей раздела.

Результаты расчетов

Рассмотрим характеристики ИВЧ для условий, соответствующих эксперименту [6]:

$$\gamma = 50; n(\lambda) = \text{const} = 1.05; L = 1 \text{ mm}; \lambda = 600 \text{ nm}; \psi = 0.$$

На рис. 2 показана зависимость выхода фотонов ИВЧ от переменной $n_y = \sin \theta \cos \varphi$ (в правом квадранте $\varphi = 0$, в левом — $\varphi = \pi$).

Максимум ИВЧ соответствует углу $\theta_m = \arcsin[n(\lambda) \sin \theta_{\text{ch}}] = 18.6^\circ$ причем выход излучения в области углов $\theta \sim \gamma^{-1}$ ($n_y \sim 0$, соответствующих переходному излучению „вперед“) ниже выхода ИВЧ примерно на 3 порядка.

На рис. 3 показана „ширина“ конуса ИВЧ $\Delta\theta \approx 0.0015$, которую можно сравнить с оценкой Тамма [14] $\Delta\theta = 2\lambda/\pi L \sin \theta_{\text{ch}} \approx 0.0012$. На плоскости $\{n_x, n_y\}$ перпендикулярной электронному пучку (на плоскости детектора) „след“ от конуса ИВЧ будет „виден“ как окружность с радиусом $R \sin 18.6^\circ$ (R — расстояние от радиатора до экрана).

Фотонный спектр $dN/d\lambda$ рассчитывается интегрированием выражения (9) по телесному углу при переходе к переменным n_x, n_y ,

$$d\Omega = dn_x dn_y / \sqrt{1 - n_x^2 - n_y^2},$$

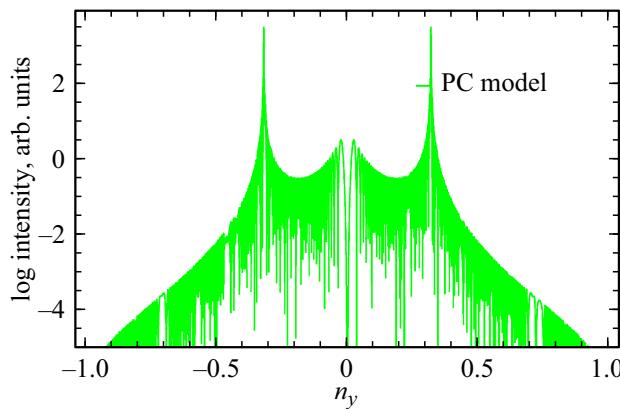


Рис. 2. Интенсивность излучения, рассчитанная по формуле (9), из аэрогелевого радиатора с показателем преломления $n = 1.05$ в переднюю полусферу (в логарифмическом масштабе) в зависимости от угловой переменной $n_y = \sin \theta \cos \varphi$ (в правом квадранте $\varphi = 0$, в левом — $\varphi = \pi$). Угол наклона на радиатора $\psi = 0$ (нормальное падение). Остальные параметры: $y = 50$, толщина радиатора $L = 1$ мм, длина волн $\lambda = 600$ нм.

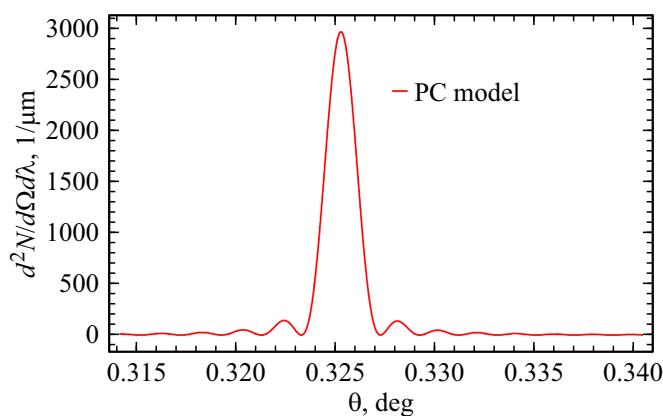


Рис. 3. „Ширина“ конуса ИВЧ для тех же параметров, что на рис. 2.

$$\frac{dN}{d\lambda} = \int_{-1}^1 dn_y \int_{-\sqrt{1-n_y^2}}^{\sqrt{1-n_y^2}} \frac{dn_x}{\sqrt{1-n_x^2-n_y^2}} \frac{d^2N}{d\Omega d\lambda}. \quad (16)$$

Результат интегрирования для различных длин волн представлен на рис. 4 (точки).

На этом же рисунке показана подгоночная зависимость спектра в виде $dN/d\lambda = a/\lambda^2$, где $a = 4.28$ — подгоночный параметр. Спектр ИВЧ в вакууме сохраняет зависимость от длины волны такую же как в среде (a/λ^2 в пренебрежении поглощением излучения).

Авторы работы [6] оценили выход фотонов ИВЧ для спектрального диапазона $400 < \lambda < 850$ нм из радиатора толщиной 1 мм при $n = 1.05$ по известной формуле [15]

$$\Delta N = 2\pi\alpha L(1 - 1/\beta^2 n^2)(1/\lambda_{\min} - 1/\lambda_{\max}) = 5.64 \text{ ph/e}^- . \quad (17)$$

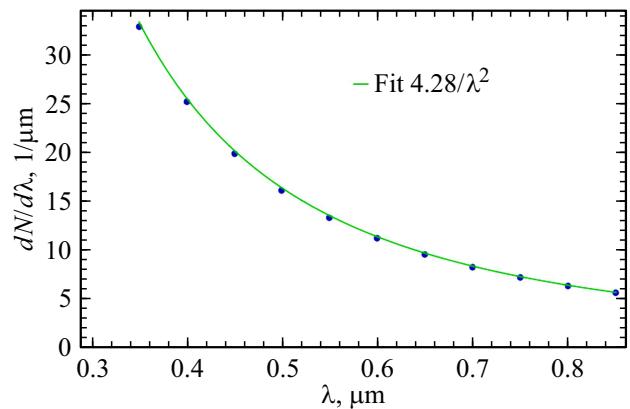


Рис. 4. Фотонный спектр $dN/d\lambda$ ИВЧ для тех же параметров, что на рис. 2, после численного интегрирования по полному телесному углу (точки).

Отметим, что подгоночный параметр $a = 4.28$ (рис. 4) совпадает с теоретическим значением из формулы (17):

$$2\pi\alpha L(1 - 1/\beta^2 n^2) = 4.26 \approx a.$$

В результате интегрирования фотонного спектра (16) по этому же спектральному диапазону получаем значение

$$\Delta N = 5.66 \text{ ph/e}^- ,$$

что близко к теоретической оценке.

Выход фотонов ИВЧ возрастает по мере увеличения оптической плотности радиатора. Так, например, для радиатора из корунда ($n = 1.76$) число фотонов ИВЧ в среде возрастает примерно на порядок по сравнению с рассмотренным случаем, однако для вывода излучения в вакуум необходимо наклонять радиатор [16,17]. В такой геометрии из радиатора выводится только часть конуса ИВЧ, но, как будет показано ниже, число фотонов остается достаточным для диагностики.

Будем рассматривать характеристики ИВЧ для радиатора из корунда толщиной, как и ранее, 1 мм в системе координат, в которой ось z' совпадает с направлением электронного пучка.

Общее решение уравнения (10) запишем в виде

$$\sin \theta = \frac{-\sin \psi \cos \varphi + \cos \psi \sqrt{n^2 \beta^2 (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) - 1}}{\beta (1 - \sin^2 \psi \sin \varphi)} . \quad (18)$$

Углы θ, φ в полученном решении определены в системе, где ось z направлена вдоль нормали к поверхности радиатора (рис. 1). Более удобной является система, где ось z' направлена вдоль импульса электрона, переход к которой осуществляется поворотом исходной на угол ψ . В новой системе угловые переменные будем обозначать через $\theta_{\text{vac}}, \varphi_{\text{vac}}$:

$$\cos \theta_{\text{vac}} = \cos \theta \cos \psi + \sin \theta \sin \psi \cos \varphi,$$

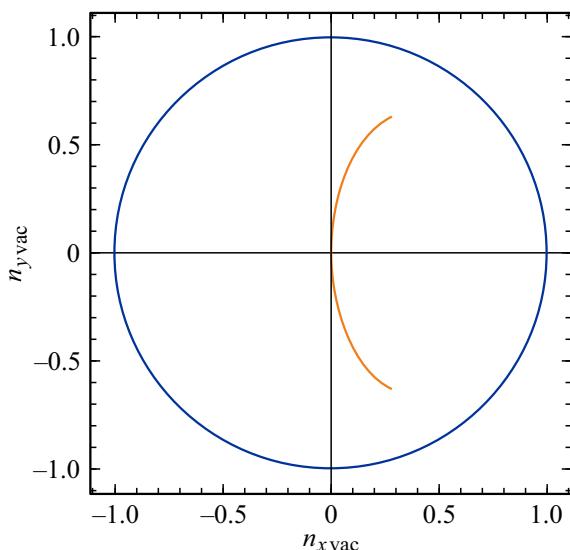


Рис. 5. Часть конуса ИВЧ, которая выводится в вакуум из корундового радиатора с $n = 1.76$, наклоненного под углом $\psi = 24.25^\circ$ (кривая в центре круга). Остальные параметры те же, что и ранее.

$$\tan \phi_{\text{vac}} = \sin \theta \sin \psi / (\cos \theta \sin \psi - \sin \theta \cos \phi \cos \psi). \quad (19)$$

Как следует из (18), (19) полярный и азимутальный углы (19) определяются азимутальным углом φ в исходной системе координат и зависят от угла наклона ψ . Из (18) получаем соотношение для определения угла наклона ψ для заданного угла наблюдения θ_{vac} при $\varphi = \pi$

$$\tan \psi = (\tan \theta_{\text{ch}} - \beta \sin \theta_{\text{vac}}) / (1 - \beta \cos \theta_{\text{vac}}). \quad (20)$$

Так, например, для корунда $\theta_{\text{ch}} = 55.41^\circ$, и, следовательно, $\psi = 24.25^\circ$ для $\gamma = 50$. Лишь для ограниченного интервала углов φ система (19) имеет решение, которое определяет диапазон углов $\{\theta_{\text{vac}}, \phi_{\text{vac}}\}$ и, соответственно, часть конуса ИВЧ, которая распространяется в вакууме.

На рис. 5 показана часть этого конуса, испускаемая вблизи угла $\theta_{\text{vac}} = 90^\circ$ из корунда ($n = 1.76$) толщиной 1 mm, наклоненного под углом $\psi = 24.25^\circ$. „След“ конуса ИВЧ показан на плоскости, перпендикулярной волновому вектору (рис. 1), где угловые переменные имеют вид

$$n_x^{\text{vac}} = \sin \theta_{\text{vac}} \sin \phi_{\text{vac}}, \quad n_y^{\text{vac}} = \sin \theta_{\text{vac}} \cos \phi_{\text{vac}}.$$

Максимальный азимутальный угол, под которым выходит ИВЧ в этом случае ($\lambda = 600 \text{ nm}$)

$$\phi_{\text{vac}}^{\max} \approx \pm 38^\circ.$$

Угловая ширина конуса ИВЧ в этой геометрии, рассчитанная по обеим моделям, показана на рис. 6. Следует отметить хорошее совпадение результатов (смещение максимума не превышает 0.005°).

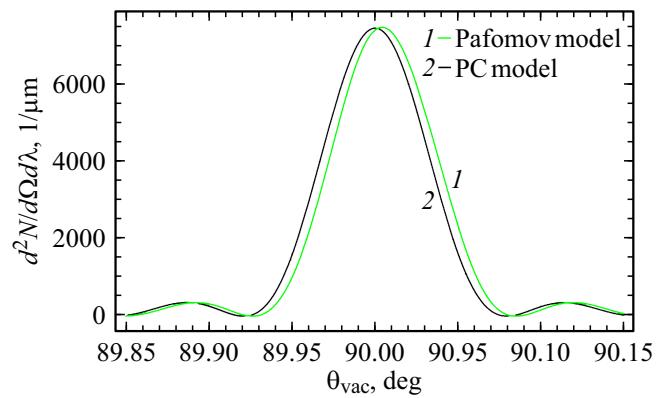


Рис. 6. Ширина черенковского конуса для геометрии с $\psi = 24.25^\circ$, рассчитанная по модели поляризационных токов (2) и по модели Пафомова (1).

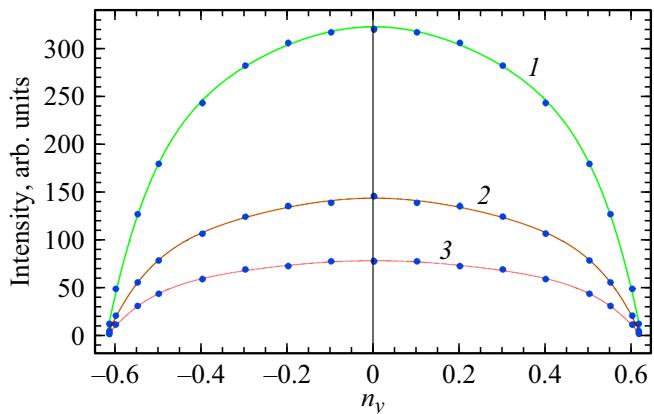


Рис. 7. Зависимость интенсивности ИВЧ $\frac{dN}{dn_y d\lambda}$ от переменной n_y после интегрирования по переменной n_x для различных длин волн ($\lambda = 400$ (1), $\lambda = 600$ (2), $\lambda = 800 \text{ nm}$ (3)).

На рис. 7 приведена зависимость выхода ИВЧ от переменной n_y после интегрирования по n_x . В используемом приближении ($n(\lambda) = 1.76 = \text{const}$) зависимость характеристик ИВЧ от длины волны сводится к стандартной зависимости a/λ^2 , что иллюстрируется на рис. 8, где показаны результаты расчета $dN/d\lambda$ для рассматриваемой геометрии.

В спектральном диапазоне $400 < \lambda < 850 \text{ nm}$ выход фотонов ИВЧ из корундовой мишени вычисляется по той же процедуре:

$$\Delta N = 5.42 \text{ ph/e}^-,$$

т.е. незначительно меньше, чем в полный конус из аэрогелевого радиатора с $n = 1.05$.

На рис. 9 показаны „следы“ конусов ИВЧ на экране, расположеннем на расстоянии $R = 100 \text{ mm}$ от радиатора. Начало координат соответствует углу излучения $\theta = 90^\circ$. Правый „след“ иллюстрирует распределение ИВЧ от радиатора, наклоненного под углом $\psi = 21^\circ$, центральный — $\psi = 24.25^\circ$, левый — $\psi = 28^\circ$. Следует

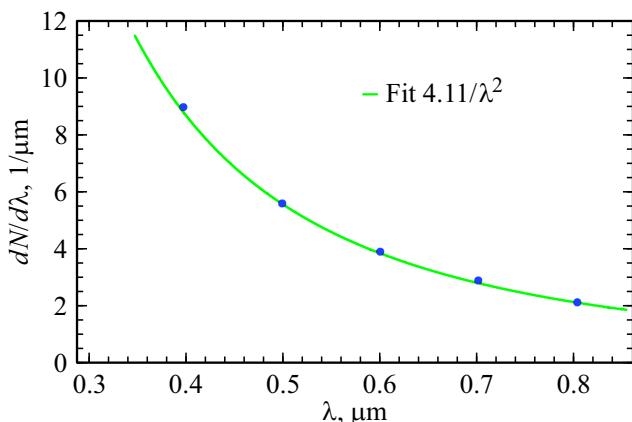


Рис. 8. Фотонный спектр $dN/d\lambda$ для части конуса излучения, выводимого в вакуум, после численного интегрирования по телесному углу для тех же параметров, что на рис. 5.

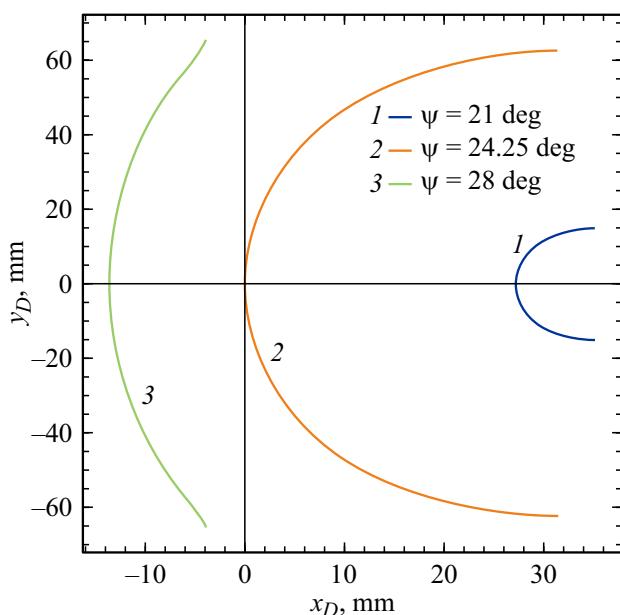


Рис. 9. Распределение „следов“ конусов ИВЧ на поверхности детектора, размещенного под углом $\theta_{\text{vac}} = 90^\circ$. Угол наклона радиатора: $\psi = 21^\circ$ (1), $\psi = 24.25^\circ$ (2), $\psi = 28^\circ$ (3).

отметить, что для углов наклона $\psi < 21^\circ$ ИВЧ не выводится под углом $\theta_{\text{vac}} = 90^\circ$.

Заключение

В заключение отметим, что модель поляризационных токов, в которой не учитываются процессы пе-реотражения фотонов в радиаторе, дает идентичные результаты с моделью Пафомова для толщин $L \gg \lambda$. Для ультрарелятивистских электронов выход ИВЧ под заданным углом θ_{vac} определяется характеристиками радиатора (L, n) и его углом наклона. Чем больше угол наклона и, соответственно, больше угол выво-

да θ_{vac} , тем больше интегральная интенсивность ИВЧ. Для регистрации максимальной интенсивности излучения необходимо использовать фокусирующую линзу, что в условиях расположения детектирующей аппаратуры под большими углами θ_{vac} не представляет трудностей.

Использование радиаторов с частотной дисперсией будет приводить к уширению конуса ИВЧ (вплоть до нескольких градусов [17]) в регистрируемом диапазоне длин волн, однако выбором оптической схемы можно устранить возможные потери в выходе фотонов ИВЧ, попадающих на детектор.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы „Наука“ (Проект № FSWW-2023-0003).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Krizan. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **876**, 272 (2017). DOI: 10.1016/j.nima.2017.06.009
- [2] L. Jakubowski, M.J. Sadowski, J. Zebrowski, M. Rabinski, K. Malinowski, R. Mirowski, Ph. Lotte, J. Gunn, J.-Y. Pascal, G. Colledani, V. Basiuk, M. Goniche, M. Lipa. Rev. Sci. Instrum., **81**, 013504 (2010). DOI: 10.1063/1.3280221
- [3] A.K. Glaser, R. Zhang, D.J. Gladstone, B.W. Pogue. Physics in Medicine and Biology, **59** (14), 3789 (2014). DOI: 10.1088/0031-9155/59/14/3789
- [4] J. Wolfenden, A.S. Alexandrova, F. Jackson, S. Mathiesen, G. Morris, Th.H. Pace, N. Kumar, M. Yadav, A. Jones, C.P. Welsch. Sensors, **23** (4), 2248 (2023). DOI: 10.3390/S23042248
- [5] Н.С. Воробьев, П.Б. Горностаев, С.М. Гуров, В.Л. Дорохов, А.Е. Зубко, В.И. Лозовой, О.И. Мешков, Д.А. Никифоров, А.В. Смирнов, Е.В. Шашков, М.Я. Щелев. Квантовая электроника, **46** (9), 860 (2016).
- [6] K. Nanbu, Y. Saito, H. Saito, S. Kashiagi, F. Hinode, T. Muto, H. Hama. Particles, **1**, 305 (2018). DOI: 10.3390/particles1010025
- [7] M. Castellano, V.A. Verzilov. Phys. Rev. ST-AB, **1**, 062801 (1998). doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.1.062801
- [8] Б.Е. Пафомов. Труды ФИАН АН СССР, **44**, 28 (1969).
- [9] T. Watanabe, M. Babzien, K. Kusche, V. Yakimenko. AIP Conference Proceedings, **737**, 929 (2004). DOI: 10.1063/1.1842644
- [10] A.P. Potylitsyn, S.Yu. Gogolev. Письма в ЭЧАЯ, **20** (2[247]), 162 (2023).
- [11] D.V. Karlovets, A.P. Potylitsyn. *Universal description for different types of polarization radiation*. 2010. arXiv: 0908.2336v2 [physics.acc-ph]
- [12] S.Yu. Gogolev, A.P. Potylitsyn. Phys. Lett. A, **383** (9), 888 (2019). DOI: 10.1016/j.physleta.2018.12.004
- [13] A.P. Potylitsyn, S.Yu. Gogolev. Phys. Part. Nucl. Lett., **16** (2) 127 (2019). DOI: 10.1134/S1547477119020110

- [14] I. Tamm. J. Phys. (USSR), **1**, 439 (1939).
- [15] J.V. Jelley. *Cerenkov Radiation and Its Applications* (Pergamon, New York, 1958).
- [16] Y. Takabayashi, E.I. Fiks, Yu.L. Pivovarov. Phys. Lett. A, **379**, 1032 (2015). DOI: 10.1016/j.physleta.2015.01.036
- [17] A. Potylitsyn, G. Kube, A. Novokshonov, A. Vukolov, S. Gogolev, B. Alexeev, P. Klag, W. Lauth. Phys. Lett. A., **417**, 127680 (2021). DOI: 10.1016/j.physleta.2021.127680