

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА ПРИ НАРУШЕНИИ АКСИАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ ПРОЦЕССА

*А. П. Потылицын<sup>а,б,1</sup>, С. Ю. Гоголев<sup>а,2</sup>*

<sup>а</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

<sup>б</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

В представленной работе используется аналитический метод, основанный на методе поляризационных токов, для расчета влияния угловой апертуры детектора на поляризационные характеристики излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ) в вакууме для наклонной диэлектрической пластины. Результаты моделирования показывают, что увеличение апертуры детектора по азимутальному углу увеличивает эффективность регистрации ИВЧ, не приводя к уменьшению усредненной поляризации.

An analytical approach based on the polarization currents method is used to calculate the effect of the detector angular aperture on the vacuum Vavilov–Cherenkov radiation (VChR) polarization for an inclined dielectric plate. The simulation results show that an increase in the azimuthal detector aperture increases the VChR detection efficiency without average polarization degradation.

PACS: 41.60.–m

### ВВЕДЕНИЕ

Излучение Вавилова–Черенкова (ИВЧ), генерируемое зарядом в прозрачной среде с аксиально-симметричной геометрией, является линейно-поляризованным с радиальным типом поляризации (100%-я поляризация в плоскости, проходящей через скорость заряда и волновой вектор [1]).

В ряде случаев при регистрации ИВЧ с помощью твердотельных детекторов для вывода излучения из материала детектора используется геометрия, приводящая к нарушению азимутальной симметрии [2–4]. Очевидно, что в подобной геометрии поляризационные характеристики ИВЧ не будут описываться простым радиальным распределением.

Такая характеристика, как линейная поляризация ИВЧ, может использоваться при выделении полезного сигнала на фоне люминесценции, которая, как правило, сопровождается генерацией ИВЧ в диэлектрической среде [5, 6]. Использование поляризационного фильтра ведет к эффективному подавлению вклада неполяризованного

---

<sup>1</sup>E-mail: potylitsyn@tpu.ru

<sup>2</sup>E-mail: gogolevsu@tpu.ru

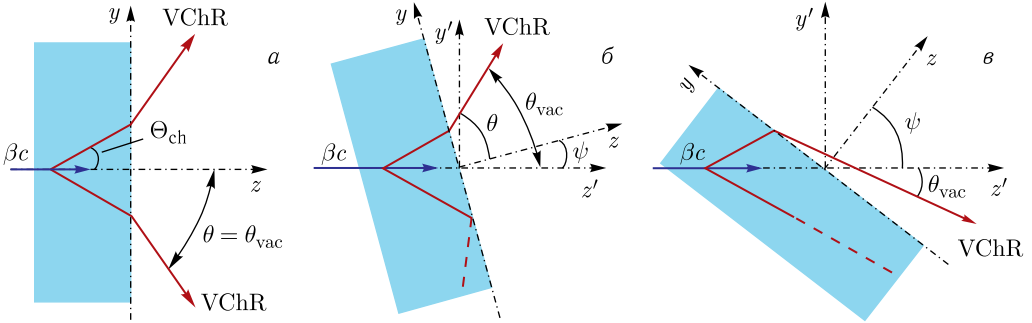


Рис. 1. Геометрия генерации ИВЧ (VChR) в диэлектрической пластине: *а*) перпендикулярный пролет заряда; *б*) пролет через наклонную пластину  $\psi < \Theta_{\text{ch}}$ ; *в*)  $\psi > \Theta_{\text{ch}}$

высвечивания люминесценции, например, при детектирующих «убегающих» электронах в установках типа токамак [7, 8].

В данной работе детально рассмотрены поляризационные характеристики ИВЧ релятивистского заряда при наклонном пролете через диэлектрическую пластину.

Такая характеристика ИВЧ, как направленность излучения в среде относительно направления движения заряженной частицы, определяется известным соотношением:

$$\cos \Theta_{\text{ch}} = 1/n(\lambda)\beta. \quad (1)$$

Здесь  $\Theta_{\text{ch}}$  — угол испускания фотонов ИВЧ в среде, через которую проходит заряженная частица со скоростью  $v = \beta c$  ( $c$  — скорость света);  $\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$  — относительная скорость заряда в единицах скорости света;  $\gamma$  — лоренц-фактор частицы;  $n(\lambda)$  — коэффициент преломления среды на длине волны  $\lambda$ .

Формула (1), строго говоря, справедлива для бесконечной толщины радиатора. В реальном случае излучение, формирующееся на конечном участке траектории  $L$ , распространяется в виде конуса фотонов ИВЧ, обладающего конечной «шириной»  $\Delta\Theta_{\text{ch}}$  [9]:

$$\Delta\Theta_{\text{ch}} \sim 2\lambda/\pi L \sin \Theta_{\text{ch}}. \quad (2)$$

Для традиционной геометрии при генерации ИВЧ релятивистским зарядом в диэлектрической пластине (рис. 1, *а*) конус излучения выводится в вакуум, если скорость заряда удовлетворяет условию

$$\beta_{\text{thr}} = 1/n(\lambda) < \beta < \beta_{\text{max}} = 1/\sqrt{n^2(\lambda) - 1}. \quad (3)$$

В дальней зоне, т. е. на таком расстоянии от радиатора, когда можно пренебречь длиной траектории, на которой генерируется излучение, и рассматривать ИВЧ как излучение точечного источника, неравенство (3) соответствует углу излучения в вакууме  $\theta_{\text{vac}}$ , который отсчитывается от импульса электрона (см. рис. 1, *а*):

$$0 < \theta_{\text{vac}} < \pi/2. \quad (4)$$

Для вывода излучения заряда с  $\beta > \beta_{\text{max}}$  из радиатора в вакуум необходимо радиатор выполнять в виде призмы или конуса [10]. Альтернативная более простая

возможность — использование наклонной диэлектрической пластины в качестве радиатора [11] (см. рис. 1, б). В этом случае в вакуум выводится только часть конуса ИВЧ. Из-за преломления на выходной поверхности радиатора под фиксированным углом (угол отсчитывается от нормали, см. рис. 1, б) будет испускаться излучение с длиной волны  $\lambda$ , которая определяется соотношением [4]

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

Здесь  $\psi$  — угол наклона пластины относительно импульса заряженной частицы (см. рис. 1, б). Если угол наклона пластины превышает значение угла  $\Theta_{\text{ch}}$ , определяемое выражением (1), то ИВЧ выводится в вакуум в геометрии, показанной на рис. 1, в. Другими словами, для случая  $\psi < \Theta_{\text{ch}}$  (рис. 1, б) азимутальные углы волнового вектора ИВЧ  $\phi$  сконцентрированы вблизи среднего значения  $\langle \phi \rangle = 0$ , тогда как для геометрии на рис. 1, в, т. е. для  $\psi > \Theta_{\text{ch}}$ , ИВЧ распространяется вблизи среднего значения  $\langle \phi \rangle = \pi$ .

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Будем рассматривать процесс ИВЧ как проявление поляризационного механизма излучения в среде [12]. Пространственно-частотная фурье-компонента магнитного поля поляризационного излучения в среде  $\mathbf{H}^{\text{pol}(m)}(r'', \omega)$  будет определяться областью, занимаемой поляризационным током  $j^{\text{pol}(m)}(\omega) = \sigma(\omega) \mathbf{E}^e(\mathbf{r}, \omega)$ , который индуцируется электрическим полем заряженной частицы  $\mathbf{E}^e(\mathbf{r}, \omega)$ , и в зоне Фраунгофера (волновой зоне) выразится как

$$\mathbf{H}^{\text{pol}(m)}(r'', \omega) = \frac{\exp\left(i\sqrt{\varepsilon(\omega)}\frac{\omega}{c}r''\right)}{r''} \frac{i}{c} \left[ \mathbf{k} \times \int_{V_T} \sigma(\omega) \mathbf{E}^e(\mathbf{r}, \omega) e^{-i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} d^3\mathbf{r} \right]. \quad (6)$$

Интегрирование в выражении (6) проводится по всему объему мишени  $V_T$  (область, занимаемая поляризационным током  $j^{\text{pol}(m)}$ );  $r''$  — абсолютное значение радиуса-вектора, который определяет координаты наблюдателя;  $\sigma(\omega) = -i\omega(\varepsilon(\omega) - 1)/4\pi$  — проводимость среды;  $n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$  — диэлектрическая проницаемость в прозрачной среде;  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, проведенный в точку с координатами  $\{x, y, x\}$  внутри мишени;  $\mathbf{k} = k\mathbf{e}$  — волновой вектор, определяющий направление распространения излучения в среде;  $k = \omega/c$  — абсолютное значение волнового вектора в вакууме;  $\mathbf{e}$  — единичный вектор вдоль направления распространения излучения в среде, определяется выражением

$$\mathbf{e} = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \{\sin \Theta \sin \phi, \sin \Theta \cos \phi, \cos \Theta\}, \quad (7)$$

где  $(\Theta, \phi)$  — полярный и азимутальный углы, под которыми излучение распространяется в среде.

В выбранной декартовой системе координат при наклонном пролете заряженной частицы с постоянной скоростью  $\mathbf{v} = \{0, v_y, v_z\} = \{0, \beta_y c, \beta_z c\}$  через радиатор конеч-

ной толщины и с бесконечными поперечными размерами фурье-компонента электрического поля  $\mathbf{E}^e(k_{x,y}, z, \omega)$  заряда имеет вид

$$\mathbf{E}^e(k_{x,y}, z, \omega) = -\frac{i\epsilon}{2\pi^2} \frac{\mathcal{E}^e \exp\left(iz \frac{(\omega - k_y v_y)}{v_z}\right)}{(k_x^2 + k_y^2 - \omega^2/c^2) v_z^2 + (\omega - k_y v_y)^2}. \quad (8)$$

Здесь векторная часть фурье-компоненты электрического поля обозначена  $\mathcal{E}^e = \{k_x v_z, k_y v_z - v_y v_z \omega/c^2, \omega - k_y v_y - v_z^2 \omega/c^2\}$ .

Так как размеры пластины по осям  $x, y$  считаются бесконечными, то интегрирование по координатам  $x, y$  в формуле (6) снимается с помощью преобразования Фурье, и остается однократный интеграл по координате  $z$  (т. е. по толщине мишени)

$$\mathbf{H}^{\text{pol}(m)}(r'', \omega) = \frac{(2\pi)^2 i \exp(ikr'')}{c r''} \left[ \mathbf{k} \times \int_{-L}^0 \sigma(\omega) \mathbf{E}^e(k_{x,y}, z, \omega) e^{-ik_z z} dz \right]. \quad (9)$$

Напряженность электрического поля поляризационного излучения связана с магнитной напряженностью поля соотношением [13]

$$\mathbf{E}^{\text{pol}(m)} \equiv \mathbf{E}^{\text{pol}(m)}(r'', \omega) = \frac{\mathbf{H}^{\text{pol}(m)}(r'', \omega) \times \mathbf{e}}{\sqrt{\epsilon(\omega)}}. \quad (10)$$

Подставляя выражения (8) в (9), а затем используя полученное выражение в формуле (10), получим вектор электрического поля  $\mathbf{E}^{\text{pol}(m)}$  поляризационного излучения в среде:

$$\mathbf{E}^{\text{pol}(m)} = \frac{e}{2\pi c} \frac{\exp(ikr'')}{r''} \frac{\beta_z(\epsilon(\omega) - 1) \mathcal{E}_{\mathbf{p}}}{\beta_z^2(\epsilon(\omega)(e_x^2 + e_y^2) - 1) + (1 - \beta_y \sqrt{\epsilon(\omega)} e_y)^2} \times \left( \frac{1 - \exp\left[-i \frac{L\omega}{\beta_z c} (1 - (\beta_y \sqrt{\epsilon(\omega)} e_y + \beta_z \sqrt{\epsilon(\omega)} e_z))\right]}{(1 - (\beta_y \sqrt{\epsilon(\omega)} e_y + \beta_z \sqrt{\epsilon(\omega)} e_z))} \right), \quad (11)$$

где векторная часть поля  $\mathcal{E}_{\mathbf{p}}$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\mathbf{p}} = & \{e_x(e_y \beta_y \beta_z - e_z(\sqrt{\epsilon(\omega)} e_y \beta_y + \beta_z^2 - 1) - \sqrt{\epsilon(\omega)} e_z^2 \beta_z), \\ & \beta_y \beta_z (e_z^2 - e_x^2) - \sqrt{\epsilon(\omega)} e_y^2 e_z \beta_y - e_y e_z (\sqrt{\epsilon(\omega)} e_z \beta_z + \beta_z^2 - 1), \\ & (e_x^2 + e_y^2)(\sqrt{\epsilon(\omega)} e_y \beta_y + \beta_z^2 - 1) + e_z \beta_z (\sqrt{\epsilon(\omega)} (e_x^2 + e_y^2) - e_y \beta_y)\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Для нахождения ортогональных компонент электрического поля  $\mathbf{E}^{\text{pol}}$  поляризационного излучения в среде нужно определить систему поляризационных ортов

$$\mathbf{e}_1 = \frac{[\mathbf{e} \times \mathbf{b}]}{|\mathbf{e} \times \mathbf{b}|} = \frac{\{e_z, -e_y, 0\}}{\sqrt{e_y^2 + e_z^2}}, \quad (13)$$

$$\mathbf{e}_2 = [\mathbf{e} \times \mathbf{e}_1] = \frac{\{-e_y^2 - e_z^2, e_x e_y, e_x e_z\}}{\sqrt{e_y^2 + e_z^2}}, \quad (14)$$

где вектор  $\mathbf{e}$  определяется выражением (7),  $\mathbf{b} = \{1, 0, 0\}$  — единичный вектор, лежащий в положительном направлении оси  $x$  (см. рис. 1, б).

В системе координат, характеризуемой ортами (13) и (14), компоненты вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}^{\text{pol}(m)}$  поляризационного излучения в среде будут определяться следующим образом:

$$E_1^m = (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{E}^{\text{pol}(m)}), \quad E_2^m = (\mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{E}^{\text{pol}(m)}), \quad E_3^m = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}^{\text{pol}(m)}) = 0. \quad (15)$$

Чтобы получить компоненты электрического поля в вакууме, необходимо полученные компоненты поля  $E_1^m$  и  $E_2^m$  домножить на соответствующие коэффициенты Френеля  $F_E$  и  $F_H$ , и, учитывая равенство  $|\mathbf{E}^{\text{pol}(m)}| = |\mathbf{H}^{\text{pol}(m)}|/\sqrt{\varepsilon(\omega)}$ , приходим к формулам

$$E_1 = -F_E E_1^m, \quad E_2 = F_H E_2^m / \sqrt{\varepsilon(\omega)}. \quad (16)$$

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

$$F_E = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta}}, \quad F_H = \frac{2\varepsilon(\omega) \cos \theta}{\varepsilon(\omega) \cos \theta + \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta}}. \quad (17)$$

Считая, что компоненты вектора скорости будут иметь значения  $\beta_y = -\beta \sin \psi$ ,  $\beta_z = \beta \cos \psi$ , и учитывая, что «вакуумные» углы  $(\theta, \phi)$  и углы  $(\Theta, \phi)$  в среде, входящие в единичный вектор  $\mathbf{e}$ , отсчитываемые от нормали к выходной поверхности мишени, связаны законом Снеллиуса (излучение распространяется в полупространство  $z > 0$ ), получим

$$\mathbf{e} = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \{ \sin \Theta \sin \phi, \sin \Theta \cos \phi, \cos \Theta \} = \{ e_x^v, e_y^v, e_z^v \}, \quad (18)$$

где обозначено  $e_x^v = \sin \theta \sin \phi$ ,  $e_y^v = \sin \theta \cos \phi$ ,  $e_z^v = \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta}$ .

В итоге компоненты  $E_1$  и  $E_2$  напряженности электрического поля поляризационного излучения в вакууме имеют вид

$$E_1 = S_E \frac{\beta^2 \cos \psi (e_y^v \cos \psi + e_z^v \sin \psi) - \beta e_y^v (e_y^v \sin \psi - e_z^v \cos \psi) - e_y^v}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta}}, \quad (19)$$

$$E_2 = S_E \frac{e_x^v \beta (\beta \cos \psi + e_z^v) (e_z^v \cos \psi - e_y^v \sin \psi) - e_x^v e_z^v}{\varepsilon(\omega) \cos \theta + \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta}}. \quad (20)$$

Здесь введено обозначение скалярной части  $S_E$  компонент напряженности электрического поля:

$$S_E = \frac{e}{\pi c} \frac{\beta \cos \psi (\varepsilon(\omega) - 1) \cos \theta}{\sqrt{e_y^{v2} + e_z^{v2}} (\beta^2 \cos^2 \psi (e_x^{v2} + e_y^{v2}) - 1) + (1 + e_y^v \beta \sin \psi)^2} \times \\ \times \frac{\left( 1 - \exp \left[ -i \frac{L\omega}{\beta c \cos \psi} (1 - \beta e_z^v \cos \psi + \beta e_y^v \sin \psi) \right] \right)}{(1 - \beta e_z^v \cos \psi + \beta e_y^v \sin \psi)} \frac{\exp(ikr'')}{r''}. \quad (21)$$

Для расчета поляризационных характеристик излучения используются компоненты  $E_1$  и  $E_2$  напряженности электрического поля, ортогональные волновому вектору  $\mathbf{k}$ , через которые определяют параметры Стокса, имеющие размерность интенсивности:

$$S_0 = \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = cr''^2(E_1^*E_1 + E_2E_2^*), \quad (22)$$

$$S_1 = cr''^2(E_1^*E_2 + E_1E_2^*), \quad (23)$$

$$S_2 = cr''^2i(E_1^*E_2 - E_1E_2^*), \quad (24)$$

$$S_3 = cr''^2(E_1^*E_1 - E_2E_2^*). \quad (25)$$

Параметр  $S_0$  описывает интенсивность излучения, параметр  $S_3$  характеризует линейную поляризацию вдоль оси, определяемой орт-вектором  $\mathbf{e}_1$ ,  $S_2$  (псевдоскаляр) — параметр циркулярной поляризации,  $S_1$  — параметр линейной поляризации под углом  $\pm 45^\circ$ , определяемой орт-вектором  $\mathbf{e}_1$ .

Для количественного описания поляризации излучения используются три нормированных параметра Стокса [14]:

$$\xi_1 = \frac{S_1}{S_0} = \frac{E_1^*E_2 + E_1E_2^*}{E_1^*E_1 + E_2E_2^*}, \quad (26)$$

$$\xi_2 = \frac{S_2}{S_0} = \frac{i(E_1^*E_2 - E_1E_2^*)}{E_1^*E_1 + E_2E_2^*}, \quad (27)$$

$$\xi_3 = \frac{S_3}{S_0} = \frac{E_1^*E_1 - E_2E_2^*}{E_1^*E_1 + E_2E_2^*}. \quad (28)$$

С учетом конечной апертуры детектора производится расчет азимутального распределения интенсивности и усредненных нормированных параметров Стокса по формулам

$$\frac{d^2W}{d\omega d\phi} = \int_{\theta_{ch}-\Delta\theta_{ch}}^{\theta_{ch}+\Delta\theta_{ch}} \sin \theta \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} d\theta, \quad (29)$$

$$\langle \xi_1 \rangle = \frac{\int_{\theta_{ch}-\Delta\theta_{ch}}^{\theta_{ch}+\Delta\theta_{ch}} \sin \theta (E_1^*E_2 + E_1E_2^*) d\theta}{\int_{\theta_{ch}-\Delta\theta_{ch}}^{\theta_{ch}+\Delta\theta_{ch}} \sin \theta (E_1^*E_1 + E_2E_2^*) d\theta} = \frac{\langle E_1^*E_2 \rangle + \langle E_1E_2^* \rangle}{\langle E_1^*E_1 \rangle + \langle E_2E_2^* \rangle}, \quad (30)$$

$$\langle \xi_2 \rangle = \frac{\int_{\theta_{ch}-\Delta\theta_{ch}}^{\theta_{ch}+\Delta\theta_{ch}} \sin \theta i(E_1^*E_2 - E_1E_2^*) d\theta}{\int_{\theta_{ch}-\Delta\theta_{ch}}^{\theta_{ch}+\Delta\theta_{ch}} \sin \theta (E_1^*E_1 + E_2E_2^*) d\theta} = \frac{i(\langle E_1^*E_2 \rangle - \langle E_1E_2^* \rangle)}{\langle E_1^*E_1 \rangle + \langle E_2E_2^* \rangle}, \quad (31)$$

$$\langle \xi_3 \rangle = \frac{\int_{\theta_{ch}-\Delta\theta_{ch}}^{\theta_{ch}+\Delta\theta_{ch}} \sin \theta (E_1^* E_1 - E_2 E_2^*) d\theta}{\int_{\theta_{ch}-\Delta\theta_{ch}}^{\theta_{ch}+\Delta\theta_{ch}} \sin \theta (E_1^* E_1 + E_2 E_2^*) d\theta} = \frac{\langle E_1^* E_1 \rangle - \langle E_2 E_2^* \rangle}{\langle E_1^* E_1 \rangle + \langle E_2 E_2^* \rangle}. \quad (32)$$

### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

С точки зрения экспериментатора более удобной является система координат  $\{x', y', z'\}$ , в которой ось  $z'$  направлена вдоль скорости заряда (см. рис. 1, б). Угол  $\theta_{vac}$  определен именно в этой системе.

Связь между направляющими косинусами в штрихованной системе координат  $n'_x = \sin \theta_{vac} \sin \phi_{vac}$ ,  $n'_y = \sin \theta_{vac} \cos \phi_{vac}$ ,  $n'_z = \cos \theta_{vac}$  и в исходной системе координат дается формулами  $n'_x = e_x^v$ ,  $n'_y = e_y^v \cos \psi + e_z^v \sin \psi$ ,  $n'_z = e_z^v \cos \psi - e_y^v \sin \psi$ .

Переходя от углов  $\theta$  и  $\phi$  к вакуумным углам  $\theta_{vac}$ ,  $\phi_{vac}$ , в штрихованной системе координат можно получить

$$\cos \theta = \cos \theta_{vac} \cos \psi + \sin \theta_{vac} \cos \phi_{vac} \sin \psi, \quad (33)$$

$$\tan \phi = \frac{\sin \theta_{vac} \sin \phi_{vac}}{\sin \theta_{vac} \cos \phi_{vac} \cos \psi - \cos \theta_{vac} \sin \psi}. \quad (34)$$

Рис. 2 иллюстрирует нарушение аксиальной симметрии при наклонном пролете заряда ( $\psi = 55^\circ$ ) через кварцевую пластину (рис. 2, а) и через алмазную (рис. 2, б). В обоих случаях в вакуум выводится только часть конуса оптического ИВЧ в конечном интервале азимутальных углов.

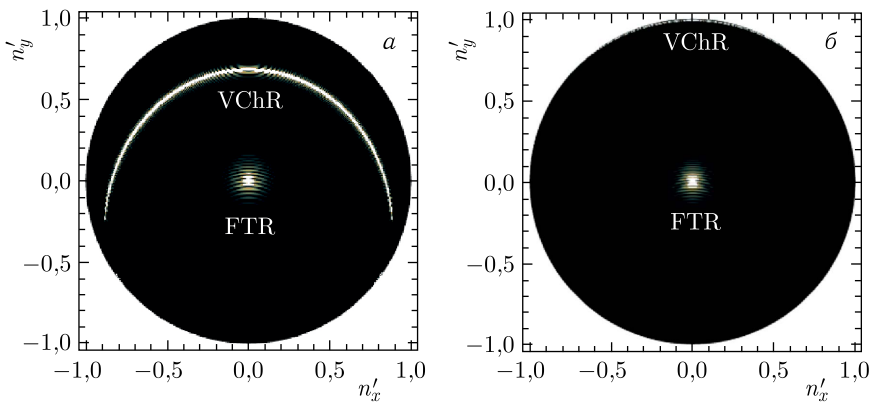


Рис. 2. Двумерное угловое распределение интенсивности ИВЧ и переходного излучения «вперед» (FTR) относительно импульса заряда для угла наклона мишени  $\psi = 55^\circ$ . Параметры моделирования:  $\lambda = 500$  нм,  $\gamma = 500$ ,  $L = 50$  мкм: а)  $n = 1,46$  (кварц); б)  $n = 2,43$  (алмаз)

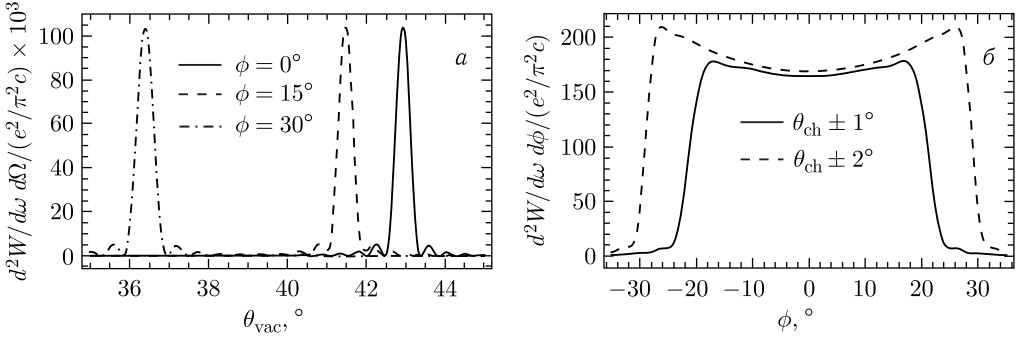


Рис. 3. Распределение интенсивности ИВЧ относительно импульса заряда для угла наклона мишени  $\psi = 55^\circ$  в зависимости от полярного угла для различных значений азимутального угла (а); азимутального угла при учете заданной апертуры детектора по полярному углу (величина, рассчитанная по формуле (29)) (б). Параметры моделирования:  $\lambda = 500$  нм,  $\gamma = 500$ ,  $L = 50$  мкм,  $n = 1,46$  (кварц)

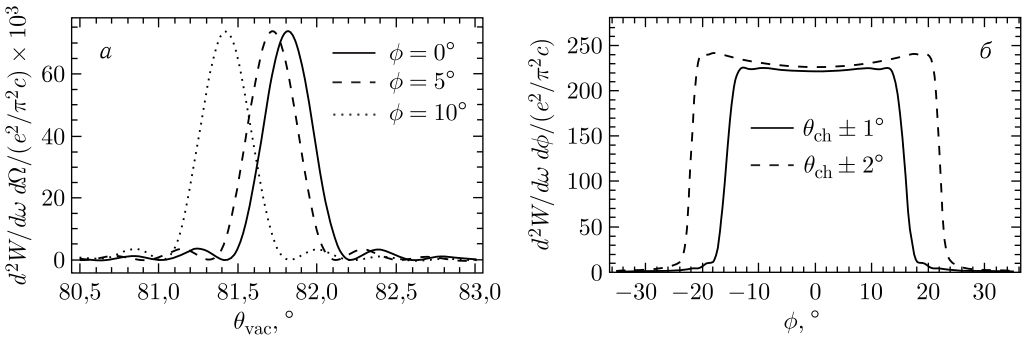


Рис. 4. Распределение интенсивности ИВЧ относительно импульса заряда для угла наклона мишени  $\psi = 55^\circ$  в зависимости от полярного угла для различных азимутальных углов (а); азимутального угла при учете заданной апертуры детектора по полярному углу (величина, рассчитанная по формуле (29)) (б). Параметры моделирования:  $\lambda = 500$  нм,  $\gamma = 500$ ,  $L = 50$  мкм,  $n = 2,43$  (алмаз)

На рис. 3, а, 4, а приведены распределения интенсивности ИВЧ в кварце и алмазе (величина  $S_0$ , см. формулу (22)) в зависимости от полярного угла при различных значениях азимутального угла.

Детектор с апертурой  $\theta_{ch} \pm \Delta\theta_{ch} = (42,9 \pm 1)^\circ, \pm 2^\circ$ , размещенный в плоскости симметрии ( $n'_x = 0$ , см. рис. 2, а), будет регистрировать фотоны ИВЧ от кварцевой мишени в конечном интервале азимутальных углов (см. рис. 3, б). Для алмазной мишени детектор, размещенный под углом  $\theta_{ch} = 81,8^\circ$  (см. рис. 4, а), «захватывает» по азимуту заметно меньший интервал (см. рис. 4, б).

Рассчитывая по формуле (24) параметр циркулярной поляризации, получаем  $S_2 = 0$ , если рассматриваемые материалы являются прозрачными средами.

Зависимость усредненных параметров Стокса от азимутального угла, рассчитанных по формулам (26), (28), приведена на рис. 5, 6 для двух значений апертуры



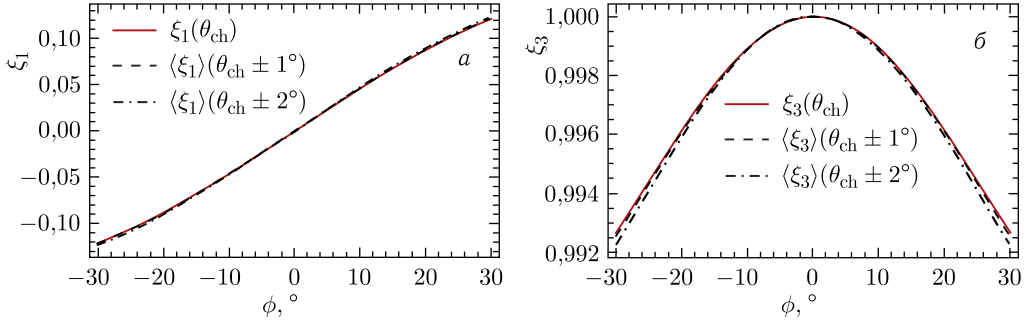


Рис. 5. Распределение параметров Стокса: а)  $\xi_1$ ; б)  $\xi_3$ , в зависимости от азимутального угла для точечного детектора и детектора с заданной апертурой. Параметры моделирования:  $\psi = 55^\circ$ ,  $\gamma = 500$ ,  $n = 1,46$  (кварц)

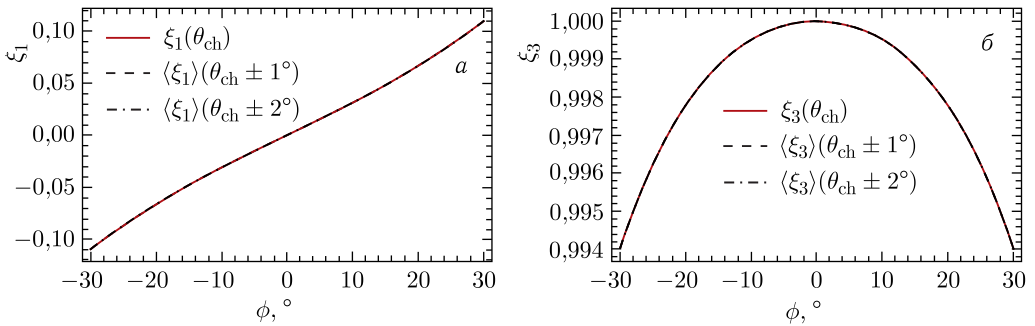


Рис. 6. Распределение параметров Стокса: а)  $\xi_1$ ; б)  $\xi_3$ , в зависимости от азимутального угла для точечного детектора и детектора с заданной апертурой. Параметры моделирования:  $\psi = 55^\circ$ ,  $\gamma = 500$ ,  $n = 2,43$  (алмаз)

детектора:  $\Delta\theta_{ch} = \pm 1^\circ$  и  $\Delta\theta_{ch} = \pm 2^\circ$ . Можно отметить, что конечная апертура детектора не приводит к заметному ухудшению поляризационных характеристик.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим следующее. Выбор поляризационных ортов в виде (13), (14) определяет плоскость, которая проходит через импульс электрона и волновой вектор ИВЧ. Относительно этой плоскости определены параметры Стокса (22)–(25).

Если показатель преломления среды удовлетворяет условию

$$n(\lambda) < \sqrt{2 + 1/\gamma^2}, \tag{35}$$

то в вакуум при перпендикулярном пролете через пластину (геометрия 1, а) выводится конус ИВЧ без каких-либо искажений. Легко показать, что для такой геометрии  $\xi_1 = 0$ ,  $\xi_3 = 1$  (радиальная поляризация, зависимость от азимутального угла отсутствует).

При нарушении азимутальной симметрии оба нормированных параметра Стокса приобретают ненулевое значение (см. рис. 5, 6), т. е. плоскость максимальной линейной поляризации не совпадает с плоскостью симметрии ( $\phi = 0$ ).

Угол поворота этой плоскости определяется известным соотношением [14]

$$\phi_M = \frac{\arctan(\xi_1/\xi_3)}{2}. \quad (36)$$

По зависимостям, приведенным на рис. 5, 6, можно оценить этот параметр. Для кварцевой мишени при отклонении от плоскости симметрии на угол  $\phi_q = \pm 25^\circ$  (см. рис. 3) угол поворота плоскости максимальной линейной поляризации:  $\phi_M = \pm 3,03^\circ$ , причем максимальная поляризация  $P_M = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_3^2}$  отличается от единицы в четвертом знаке после запятой.

Для алмазной мишени при  $\phi_q = \pm 10^\circ$  (см. рис. 4) этот угол соответствует значению  $\phi_M = \pm 0,89^\circ$ . Степень поляризации  $P_M$  также равна единице с точностью до четвертого знака.

Таким образом, можно констатировать, что ИВЧ в условиях нарушения азимутальной симметрии при детектировании детектором с конечной апертурой  $\Delta\theta_{ар}$ ,  $\Delta\phi_{ар} \gg 1/\gamma$  обладает практически 100%-й линейной поляризацией, причем плоскость поляризации, усредненная по апертуре детектора, совпадает с плоскостью симметрии.

Если бы для рассматриваемой геометрии сохранялась радиальная поляризация, то, например, для угла  $\phi_q = \pm 25^\circ$  нормированные параметры Стокса с поляризационными ортами (13), (14) были бы следующими:

$$\xi_1 = \sin 2\phi_q = 0,77, \quad \xi_3 = \cos 2\phi_q = 0,64. \quad (37)$$

При усреднении по интервалу азимутальных углов  $-\phi_q < \phi < \phi_q$  усредненные нормированные параметры Стокса вместо (37) принимают значения  $\langle \xi_1 \rangle = 0$ ,  $\langle \xi_3 \rangle = 0,77$ , и следовательно,  $\langle P_M \rangle = 0,77$ .

Для алмаза подобные оценки также будут давать результаты, отличающиеся от представленных на рис. 6.

При усреднении по азимутальному углу нормированные параметры Стокса для радиальной поляризации (см. рис. 1, а) в соответствии с выражением (37) принимают вид  $\langle \xi_3 \rangle = \xi_3 \langle \cos 2\phi \rangle$ ;  $\langle \xi_1 \rangle = 0$ . Следовательно, результирующая поляризация в плоскости симметрии  $\langle P \rangle = \langle \xi_3 \rangle < 1$ . Для геометрии на рис. 1, б, как показано выше, усредненная поляризация не отличается от единицы.

Резюмируя, можно указать, что увеличение апертуры по азимутальному углу (в плоскости, перпендикулярной плоскости симметрии) позволяет увеличить эффективность регистрации ИВЧ, не приводя к какому-либо уменьшению усредненной поляризации.

Работа выполнена в рамках Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (№ Приоритет-2030-НИП/ИЗ-005-0000-2030).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черенков П. А. Видимое свечение чистых жидкостей под воздействием  $\gamma$ -радиации // УФН. 1967. Т. 93, вып. 10. С. 385–388; <https://doi.org/10.3367/UFNг.0093.196710п.0385>.
2. Takabayashi Y., Fiks E. I., Pivovarov Yu. L. First Studies of 500-nm Cherenkov Radiation from 255-MeV Electrons in a Diamond Crystal // Phys. Lett. A. 2015. V. 379. P. 1032–1035; <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2015.01.036>.

3. *Gogolev S. Yu., Potylitsyn A. P.* Azimuthal Asymmetry of Coherent Cherenkov Radiation from a Tilted Bunch // *Phys. Lett. A.* 2019. V.383, No.9. P.888–893; <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2018.12.004>.
4. *Potylitsyn A. P., Kube G., Novokshonov A., Vukolov A., Gogolev S., Alexeev B., Klag P., Lauth W.* First Observation of Quasi-Monochromatic Optical Cherenkov Radiation in a Dispersive Medium (Quartz) // *Phys. Lett. A.* 2021. V.417. P.127680; <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2021.127680>.
5. *Shaikh M., Lad A. D., Sarkar D., Jana K., Kumar R. G., Rajeev P. P.* Measuring the Lifetime of Intense-Laser Generated Relativistic Electrons in Solids via Gating Their Cherenkov Emission // *Rev. Sci. Instrum.* 2019. V.90. P.013301; <https://doi.org/10.1063/1.5054785>.
6. *Потылицын А. П., Вуколов А. В., Шевелев М. В., Углов С. Р., Алексеев Б. А., Бураченко А. Г., Черепенников Ю. М., Павлов С. К., Конусов Ф. В.* Монохроматическое оптическое излучение Вавилова–Черенкова умеренно релятивистских ионов в радиаторах с частотной дисперсией // *Письма в ЖЭТФ.* 2022. Т.115, вып.8. С.474–478.
7. *Kudyakov T., Finken K. H., Jakubowski M., Lehnen M., Xu Y., Willi O.* Spectral Measurements of Runaway Electrons by a Scanning Probe in the TEXTOR Tokamak // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. V.79. P.10F126; <https://doi.org/10.1063/1.2953594>.
8. *Sadowski M. J.* Generation and Diagnostics of Fast Electrons within Tokamak Plasmas // *Nucleonika.* 2011. V.56, No.2. P.85–98.
9. *Тамм И. Е.* Общие свойства излучения, испускаемого системами, движущимися со сверхсветовыми скоростями, и некоторые приложения к физике плазмы // *УФН.* 1959. Т.68, вып.7. С.387–396; <https://doi.org/10.3367/UFNr.0068.195907c.0387>.
10. *Ruzicka J., Saro S., Zrelow V. P., Zrelow P. V., Lapchik E. D., Geissel H., Irnich H., Kozhuharov C., Magel A., Munzenberg G., Nickel F., Scheidenberger C., Schött H.-J., Schwab W., Stöhlker T., Voss B.* Investigation of Possible Applications of Cherenkov Technique to Measure Average Energy of Beams of Relativistic  $^{197}_{79}\text{Au}$  Nuclei in Energy Range 0.64–0.99 GeV/u // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1996. V.369, No.1. P.23–28.
11. *Potylitsyn A. P., Gogolev S. Yu.* Vavilov–Cherenkov Radiation in an Inclined Dielectric Plate and Violation of Azimuthal Symmetry // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2019. V.16, No.2. P.127–132; <https://doi.org/10.1134/S1547477119020110>.
12. *Karlovets D. V., Potylitsyn A. P.* Diffraction Radiation from a Finite-Conductivity Screen // *JETP Lett.* 2009. V.90, No.5. P.326–331; <https://doi.org/10.1134/S0021364009170032>.
13. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
14. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М.: Физматлит, 2003. 536 с.

Получено 11 июля 2022 г.