

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, ПЕРЕСЕКАЮЩИХ КОНИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ, ОБЛАДАЮЩУЮ ИДЕАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ. РАСЧЕТ. ЭКСПЕРИМЕНТ

А. В. Кольцов, А. В. Серов***

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 ноября 2012 г.

Выполнены расчеты угловых распределений интенсивности переходного излучения при прохождении заряженной частицы через вершину идеально проводящей конической поверхности. Рассматривалось излучение, возбуждаемое как при вылете частицы из проводника, так и при падении на проводник. В миллиметровом диапазоне длин волн измерены угловые распределения интенсивности переходного излучения, возбуждаемого сгустком релятивистских электронов. Источником электронов являлся микротрон с энергией частиц 7.4 МэВ. Изучалось влияние направления инжекции частиц и величины раствора конической поверхности на угловое распределение интенсивности излучения. Измерения показали существенное отличие характера распределения излучения, возбуждаемого зарядом при влете в рупор, от распределения при вылете из него.

DOI: 10.7868/S0044451013050030

1. ВВЕДЕНИЕ

В большинстве работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию переходного излучения, рассматривается излучение, возникающее при пересечении одной или нескольких плоских границ раздела [1]. Случаи более сложных поверхностей раздела изучены далеко не так подробно. Однако особенности переходного излучения частиц, пересекающих неплоские поверхности раздела двух сред, наряду с академическим представляет и практический интерес, поскольку их излучение позволяет ставить новые задачи и открывает дополнительные возможности в традиционных применениях этого излучения [2–9]. Например, распределения излучения в двугранном угле более чувствительны к изменению энергии и траектории частиц, чем распределения излучения на плоской поверхности [5–7].

В работах [8, 9] рассматривалось излучение частиц, пересекающих вершину конической поверхности с идеальной проводимостью. Исследовалось из-

лучение, возникающее при вылете частицы из поверхности [8] и при падении частицы на поверхность [9]. Были получены выражения, описывающие спектрально-угловые распределения интенсивности излучения как во внутреннем по отношению к поверхности раздела пространстве (область рупора), так и во внешнем (область конуса). Подробно рассматривались особенности излучения частицы, движущейся вдоль оси конуса.

Из теории следует, что для подавляющего большинства углов раствора α и направлений движения частиц угловые распределения интенсивности для влетающих и вылетающих частиц имеют существенные различия. Только при движении частицы вдоль оси конической поверхности с раствором $\alpha = \pi/n$, где n — целое число, и приведенной энергии частицы γ , удовлетворяющей условию $\gamma \gg 1/\alpha$, пространственные распределения интенсивности излучения влетающих W_{in} и вылетающих W_{out} частиц совпадают.

В настоящей работе приведены результаты расчетов пространственного распределения переходного излучения частицы, пересекающей вершину конической поверхности под углом к оси, а также частицы, пролетающей через вершину конуса.

*E-mail: koltsov@x4u.lebedev.ru

**E-mail: serov@x4u.lebedev.ru

Предположение об идеальной проводимости, использованное в работах [8, 9], незначительно сужает область применения полученных результатов, поскольку имеется большое количество материалов, которые в широком диапазоне частот обладают свойствами, близкими к свойствам идеальных проводников. К ним, в первую очередь, относятся металлы. В диапазоне от радиочастот до оптических частот металлы можно считать «идеально» проводящими. В настоящей работе приведены результаты измерений, проведенных при различных растворах и различных положениях конической поверхности относительно направления движения электронов.

Различие угловых распределений излучения при влете частиц от распределений при вылете особенно велико в том случае, когда угол раствора рупора принимает значения, равные $\alpha = 2\pi/(2n + 1)$. При таких растворах распределение переходного излучения частиц, влетающих в рупор вдоль оси, имеет максимум под углом, приблизительно равным $\alpha/2$, т. е. излучение прижато к конической поверхности. А излучение частиц, вылетающих из вершины рупора, имеет максимальную интенсивность под углом $1/\gamma$ к траектории движения, что совпадает с максимумом излучения частицы, пересекающей плоскую границу раздела. Поэтому именно на конических поверхностях с раствором $\alpha = 2\pi/(2n + 1)$ были проведены эксперименты. В экспериментах было измерено распределение излучения внутри рупора и снаружи конуса. При этом излучение генерировалось как при влете частиц в рупор, так и при вылете из него. Проведено сравнение экспериментальных результатов с расчетными.

2. РАСЧЕТ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦЫ, ПЕРЕСЕКАЮЩЕЙ КОНИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Геометрия задачи показана на рис. 1. Введем сферическую систему координат r, θ, φ . Начало координат поместим в вершину конической поверхности. Ось z совпадает с осью конической поверхности. Коническая поверхность делит все пространство на две области. Область, внешнюю по отношению к конической поверхности, будем называть пространством конуса, а внутреннюю — пространством рупора. Угол между осью z и образующей обозначим через $\alpha/2$, где α — угол раствора. Для рупора $\alpha < \pi$, для конуса $\alpha > \pi$. Когда $\alpha = \pi$ коническая поверхность превращается в плоскость. Частица с зарядом q движется с приведенной скоростью $\beta = v/c$ по тра-

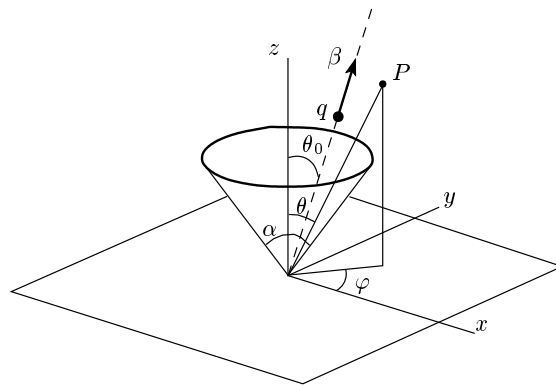


Рис. 1. Геометрия задачи

ектории, проходящей через вершину. Траектория показана на рис. 1 штриховой линией и определяется углами θ_0 и φ_0 . Направление в точку наблюдения P задается углами θ и φ .

Переходное излучение будет возбуждаться при падении частицы на вершину конической поверхности и при вылете частицы из вершины. В случае $\alpha > \pi$ излучение может возбуждаться также при пересечении частицей вершины. Излучение при этом формируется в результате интерференции полей, возбуждаемых при падении частицы на вершину и вылете из вершины. Это возможно, когда угол θ_0 удовлетворяет условию $\pi - \alpha/2 < \theta_0 < \alpha/2$. Угол θ_0 в этом случае — угол между осью z и траекторией вылетающей частицы. При расчетах в дальнейшем используется система единиц, в которой скорость света $c = 1$.

Как было показано в работе [8], в данной геометрии энергия $W(\omega, \theta, \varphi)$, излучаемая на данной частоте в единицу телесного угла равна

$$W(\omega, \theta, \varphi) = |\mathbf{H}|^2 r^2 dr^2 = |K_\theta|^2 + |K_\varphi|^2. \quad (1)$$

Здесь

$$K_\theta = \frac{iq}{\sqrt{2\pi} \sin \theta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m \exp(im(\varphi - \varphi_0)) \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} S_{mn}^{-1} P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta) \times \\ \times P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_0) h_{mn} \exp \frac{i\nu_{mn}\pi}{2}, \quad (2)$$

$$K_{\varphi} = -\frac{q}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(im(\varphi - \varphi_0)) \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} S_{mn}^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} [P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta)] \times \\ \times P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_0) h_{mn} \exp \frac{i\nu_{mn}\pi}{2}, \quad (3)$$

$P_{\nu_{mn}}^m(x)$ — функции Лежандра, m — число вариаций гармоник поля при изменении угла φ от 0 до 2π , ν_{mn} — собственное значение, определяемое из решения граничной задачи $P_{\nu}^m(\cos(\alpha/2)) = 0$, n — номер собственного значения при данном m ,

$$S_{mn} = \int_{\cos(\alpha/2)}^1 P_{\nu_{mn}}^{[m]}(x) P_{\nu_{mn}}^{[m]}(x) dx,$$

$$h_{mn} = \int \frac{J_{\lambda_{mn}}(kr_0(t)) k \beta(t)}{(kr_0(t))^{3/2}} e^{-i\omega t} dt, \quad (4)$$

$k = \omega/c$ — волновое число, $r_0(t)$, $\beta = v/c$ — траектория и приведенная скорость заряда, $J_{\lambda_{mn}}(u)$ — функция Бесселя порядка $\lambda_{mn} = \nu_{mn} + 1/2$.

Функция h_{mn} является комплексной и определяется траекторией частицы $r_0(t)$. Когда частица вылетает из вершины и движется с постоянной скоростью β , формула (4) для $h_{mn} = h_{mn}^{out}$ принимает вид

$$h_{mn}^{out} = \int_0^{\infty} \frac{J_{\lambda_{mn}}(kr_0(t)) k \beta(t)}{(kr_0(t))^{3/2}} \exp(-i\omega t) dt = \\ = \exp\left(-\frac{i\nu_{mn}\pi}{2}\right) \frac{\beta^{\nu_{mn}}}{2\sqrt{2\pi}\Gamma(\nu_{mn} + 3/2)} \times \\ \times \Gamma\left(\frac{\nu_{mn}}{2}\right) \Gamma\left(\frac{\nu_{mn} + 1}{2}\right) \times \\ \times {}_2F_1\left(\frac{\nu_{mn}}{2}, \frac{\nu_{mn} + 1}{2}; \nu_{mn} + \frac{3}{2}; \beta^2\right), \quad (5)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция, ${}_2F_1(x)$ — гипергеометрическая функция Гаусса.

Тогда для K_{φ}^{out} и K_{θ}^{out} с точностью до постоянного фазового множителя получаем

$$K_{\theta}^{out} = \frac{iq}{\sin \theta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m \exp(im(\varphi - \varphi_0)) \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} S_{mn}^{-1} P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta) \times \\ \times P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_0) H_{mn}(\beta), \quad (6)$$

$$K_{\varphi}^{out} = -q \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(im(\varphi - \varphi_0)) \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} S_{mn}^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} [P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta)] \times \\ \times P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_0) H_{mn}(\beta), \quad (7)$$

где функции S_{mn} и $H_{mn}(\beta)$ описываются соотношениями

$$S_{mn} = \frac{\sin(\alpha/2)}{2\nu_{mn} + 1} P_{\nu_{mn}}^{m+1}\left(\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right) \times \\ \times \frac{\partial}{\partial \nu} P_{\nu}^m\left(\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right) \Big|_{\nu=\nu_{mn}}, \quad (8)$$

$$H_{mn}(\beta) = \frac{\beta^{\nu_{mn}}}{4\pi\Gamma(\nu_{mn} + 3/2)} \Gamma\left(\frac{\nu_{mn}}{2}\right) \Gamma\left(\frac{\nu_{mn} + 1}{2}\right) \times \\ \times {}_2F_1\left(\frac{\nu_{mn}}{2}, \frac{\nu_{mn} + 1}{2}; \nu_{mn} + \frac{3}{2}; \beta^2\right). \quad (9)$$

В случае, когда заряд движется к вершине, скорость заряда отрицательна и интегрирование по времени ведется от момента $t = -\infty$ до момента $t = 0$. Поэтому для $h_{mn} = h_{mn}^{in}$ имеем

$$h_{mn}^{in} = - \int_{-\infty}^0 \frac{J_{\lambda_{mn}}(kr_0(-t)) k \beta(-t)}{(kr_0(-t))^{3/2}} \exp(-i\omega t) dt = \\ = \int_0^{\infty} \frac{J_{\lambda_{mn}}(kr_0(t)) k \beta(t)}{(kr_0(t))^{3/2}} \exp(i\omega t) dt = -\bar{h}_{mn}^{out},$$

где $\bar{h}_{mn}$ — функция, комплексно-сопряженная h_{mn} . Таким образом, при изменении направления движения частицы на противоположное функция h_{mn} меняется на комплексно-сопряженную, а также меняется знак функции.

При падающей на вершину частице для K_{φ}^{in} и K_{θ}^{in} с точностью до постоянного фазового множителя имеем

$$K_{\theta}^{in} = -\frac{iq}{\sin \theta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m \exp(im(\varphi - \varphi_0)) \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} S_{mn}^{-1} P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta) \times \\ \times P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_0) H_{mn}(\beta) \exp(i\nu_{mn}\pi), \quad (10)$$

$$K_{\varphi}^{in} = q \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(im(\varphi - \varphi_0)) \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} S_{mn}^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} [P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta)] \times \\ \times P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_0) H_{mn}(\beta) \exp(i\nu_{mn}\pi). \quad (11)$$

Сравнение (6), (7) с выражениями (10), (11) показывает, что члены ряда, описывающие распределение поля при вылете из вершины и при падении на вершину и имеющие одинаковые m и n , отличаются по фазе на величину $\exp(i\nu_{mn}\pi)$, зависящую от собственного значения ν_{mn} .

Приведенные выражения позволяют рассчитать поле переходного излучения в том случае, когда частица пролетает над конической поверхностью, касаясь ее вершины. При этом траектория частицы может быть разбита на два отрезка. На первом отрезке частица подлетает к вершине конуса, а на втором отрезке вылетает из вершины. В общем случае отрезки не лежат на одной прямой. Поле излучения формируется в результате интерференции полей, генерируемых при падении частицы на вершину конуса и вылете из нее:

$$K_{\theta} = K_{\theta}^{out} + K_{\theta}^{in} = \frac{iq}{\sqrt{2\pi} \sin \theta} \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} m \exp(im\varphi) \sum_{n=0}^{\infty} S_{mn}^{-1} P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta) \times \\ \times \exp\left(\frac{i\nu_{mn}\pi}{2}\right) \left[P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_{out}) \exp(-im\varphi_{out}) h_{mn}^{out} + \right. \\ \left. + P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_{in}) \exp(-im\varphi_{in}) h_{mn}^{in} \right], \quad (12)$$

$$K_{\varphi} = K_{\varphi}^{out} + K_{\varphi}^{in} = -\frac{q}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(im\varphi) \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} S_{mn}^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} [P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta)] \exp\left(\frac{i\nu_{mn}\pi}{2}\right) \times \\ \times \left[P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_{out}) \exp(-im\varphi_{out}) h_{mn}^{out} + \right. \\ \left. + P_{\nu_{mn}}^{[m]}(\cos \theta_{in}) \exp(-im\varphi_{in}) h_{mn}^{in} \right]. \quad (13)$$

Необходимо сделать замечание о расчете пространственного распределения поля переходного излучения частицы, вылетающей из вершины конической поверхности под произвольным углом θ_0 . Приведенные выше формулы могут быть использованы для вычислений только в том случае, если члены ряда убывают по мере увеличения индексов как m , так и n . Единственным множителем, убывающим при

$m \rightarrow \infty$ или $n \rightarrow \infty$, является h_{mn} , который зависит только от ν_{mn} и стремится к нулю, только если $\nu_{mn} \rightarrow \infty$.

Покажем, что при целом $m > 0$ и ν_{mn} , таких что $\nu_{mn}(\nu_{mn} + 1) < m^2$, функции $P_{\nu_{mn}}^m \equiv 0$. Для этого уравнение

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) + \\ + \left[\nu(\nu + 1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] P = 0, \quad (14)$$

решением которого является функция $P(\cos \theta)$, умножим на $P \sin \theta$ и проинтегрируем его по θ от 0 до $\alpha/2$. В результате получим следующее равенство:

$$\int_0^{\alpha/2} \left[P \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) + \nu(\nu + 1) P^2 \sin \theta - \right. \\ \left. - \frac{m^2}{\sin \theta} P^2 \right] d\theta = 0. \quad (15)$$

Интегрируя первый член по частям и учитывая граничное условие $P(\cos(\alpha/2)) = 0$ и свойство функции Лежандра $P(1) = 0$ при целом $m > 0$, имеем

$$\int_0^{\alpha/2} \left[- \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)^2 \sin \theta + \right. \\ \left. + \nu(\nu + 1) P^2 \sin \theta - \frac{m^2}{\sin \theta} P^2 \right] d\theta = 0. \quad (16)$$

Очевидно, что при $m^2 > \nu(\nu + 1)$

$$- \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)^2 \sin \theta + \nu(\nu + 1) P^2 \sin \theta - \\ - \frac{m^2}{\sin \theta} P^2 < - \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)^2 \sin \theta. \quad (17)$$

Следовательно,

$$\int_0^{\alpha/2} \left[- \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)^2 \sin \theta + \nu(\nu + 1) P^2 \sin \theta - \right. \\ \left. - \frac{m^2}{\sin \theta} P^2 \right] d\theta < - \int_0^{\alpha/2} \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)^2 \sin \theta d\theta. \quad (18)$$

Подынтегральное выражение справа всегда меньше нуля, исключая случай, когда $P \equiv 0$, поэтому уравнение (16) может быть удовлетворено, только если $P \equiv 0$. Принимая это во внимание, в

выражениях для K_θ и K_φ можно оставить только те члены, для которых

$$\nu_{mn} > \sqrt{m^2 + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2}.$$

Расчеты показывают, что при $\nu_{mn} > 200$ относительный вклад последующих членов в величины K_θ и K_φ менее 10^{-4} .

Были проведены расчеты при различных углах раствора α и направлениях инжекции частиц θ_0 . На рис. 2 и 3 показаны распределения излучения частиц, влетающих в рупор, имеющий раствор $\alpha = \pi/4.5$ (рис. 2) и $\alpha = \pi/4$ (рис. 3). В верхней части рисунков показана система координат, в которой построено угловое распределение излучения. Поскольку распределение симметрично относительно плоскости $\varphi = 0$, на рисунках представлена область углов $0 \leq \varphi \leq \pi$. Ось конической поверхности — сплошная линия на рисунке.

Как было показано [8], распределения интенсивности излучения вылетающих вдоль оси релятивистских частиц, энергия которых удовлетворяет условию $\gamma \gg 1/\alpha$, имеют вид, характерный для излучения частиц, пересекающих плоскую поверхность. Интенсивность излучения равна нулю вдоль направления движения и имеет максимум под углом $\theta_m = 1/\gamma$ к траектории. Распределение слабо изменяется при варьировании угла раствора.

Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что при влете частиц в рупор распределение излучения очень сильно зависит от угла раствора. При угле раствора $\alpha = 2\pi/(2n+1)$, где n — целое число, излучение прижато к поверхности рупора $\theta = \alpha/2$, т.е. направлено под углом $\theta \gg 1/\gamma$. Когда же угол раствора принимает значение, равное $\alpha = \pi/n$ (рис. 3), распределение влетающих частиц $W_{in}(\theta, \varphi)$ (рис. 3) мало отличается от распределения вылетающих частиц $W_{out}(\theta, \varphi)$. Интенсивность излучения также равна нулю по направлению скорости и максимальна под углом $\theta_m = 1/\gamma$ к ней.

Следует отметить, что для такого качественного изменения пространственного распределения излучения сам угол раствора α нужно изменить на сравнительно малую величину

$$\delta\alpha \approx \pi/(2n^2 + n). \quad (19)$$

И как следует из соотношения при малых углах раствора величина $\delta\alpha$ обратно пропорциональна $2n^2$.

Эволюцию пространственного распределения при изменении угла влета частицы в рупор можно понять из рис. 2. На рис. 2 показаны распределения

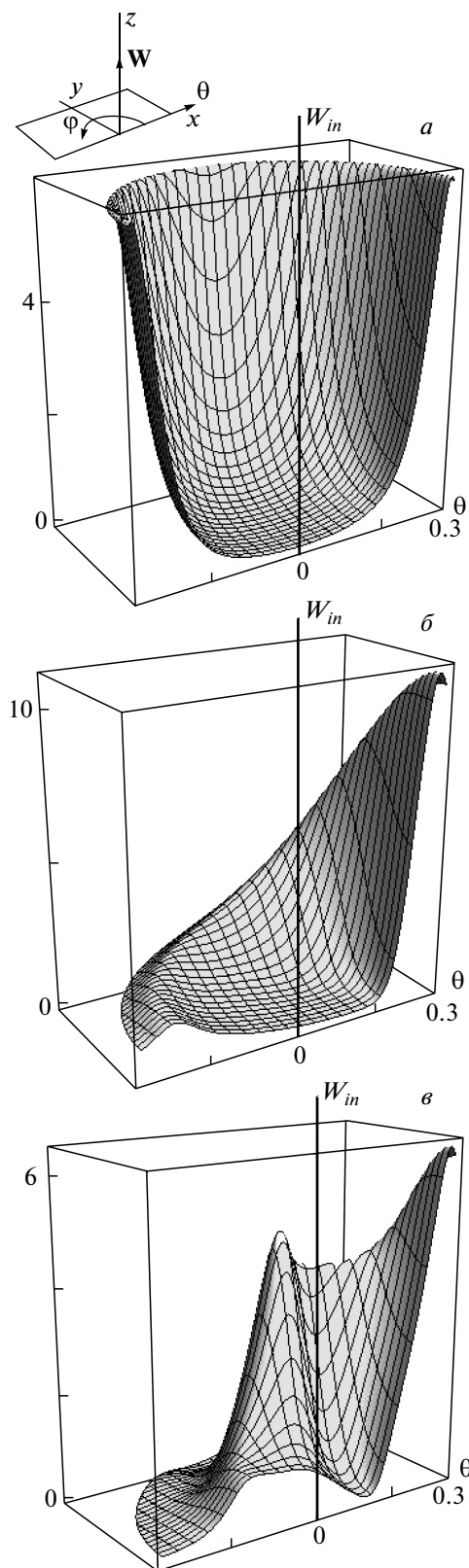


Рис. 2. Распределение интенсивности переходного излучения частиц, влетающих в рупор с раствором $\alpha = \pi/4.5 = 40^\circ$ под углами $\theta_0 = 0$ (а), 4° (б), 10° (в); $\gamma = 15$

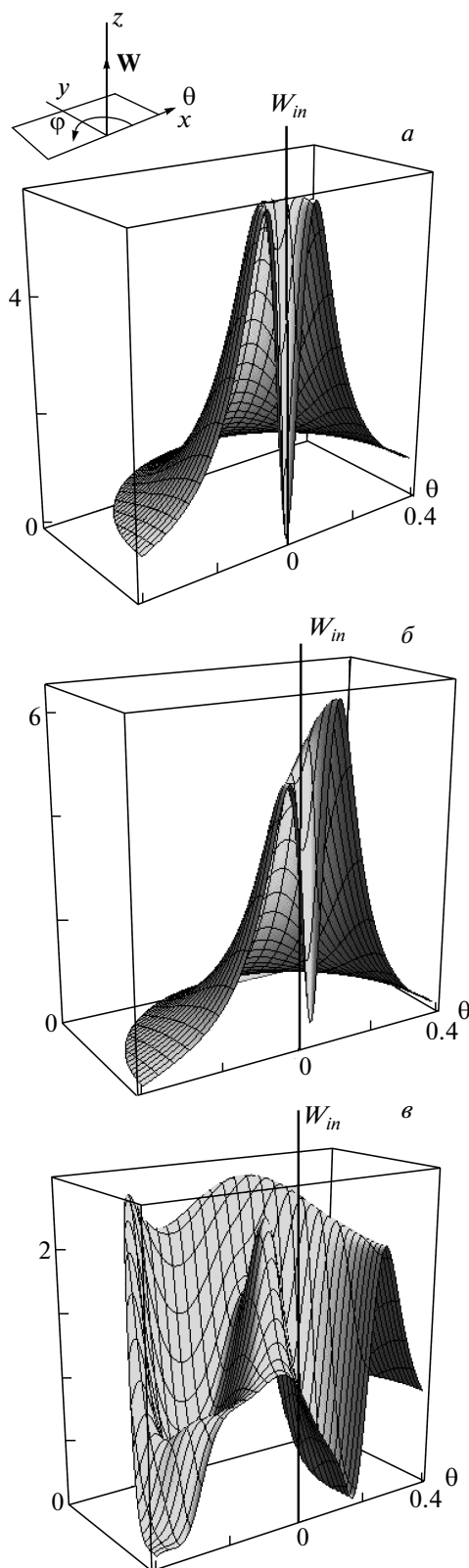


Рис. 3. Распределение интенсивности переходного излучения частиц, влетающих в рупор с раствором $\alpha = \pi/4 = 45^\circ$ под углами $\theta_0 = 0$ (а), 4.5° (б), 11.25° (в); $\gamma = 15$

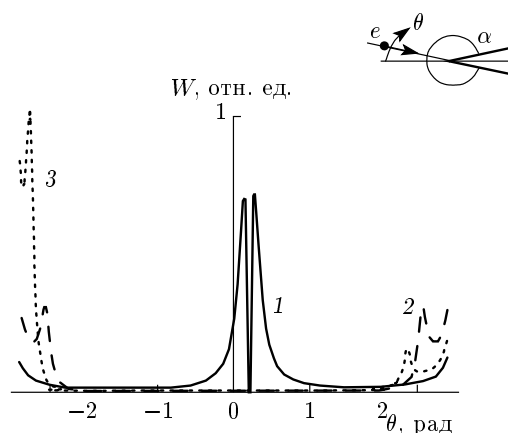


Рис. 4. Угловое распределение интенсивности излучения частиц, вылетающих из вершины конической поверхности (1) и падающих на вершину (2), (3). $\gamma = 15$, $\alpha = 320^\circ$, $\theta_0 = 10^\circ$ (1, 3), 0 (2)

излучения в рупоре с раствором $\alpha = 2\pi/(2n+1)$ при $\theta_0 = 0.1\alpha$ (рис. 2б) и при $\theta_0 = 0.25\alpha$ (рис. 2в). Сравнение рисунков показывает, что при малых углах влета в рупор излучение остается прижатым к поверхности рупора, но появляется асимметрия в угловом распределении. Дальнейшее увеличение θ_0 приводит к появлению дополнительных максимумов, причем эти максимумы лежат не в плоскости инжекции $\varphi = 0$, а смещены относительно нее.

Когда частица влетает в рупор раствором $\alpha = \pi/n$ (рис. 3) при малых углах влета максимум интенсивности наблюдается под углом $\theta_m = 1/\gamma$ к скорости частицы (рис. 3б). При дальнейшем увеличении θ_0 наблюдается уменьшение интенсивности в максимумах, увеличение интенсивности излучения вдоль поверхности рупора и в пространственном распределении, как и в случае $\alpha = 2\pi/(2n+1)$, возникают дополнительные максимумы, которые лежат не в плоскости инжекции $\varphi = 0$.

Рассмотрим теперь поля в пространстве конуса, возбуждаемые зарядом, пересекающим вершину конической поверхности. Были проведены расчеты полей излучения в случае, когда частица вылетает из вершины конуса или падает на вершину под различными углами к оси. Расчеты показали, что в этом случае распределения излучения падающих $W_{in}(\theta, \varphi)$ и вылетающих $W_{out}(\theta, \varphi)$ частиц принципиально отличаются при любых углах раствора. На рис. 4 показаны распределения излучения электронов с энергией $\gamma = 15$ при пересечении конуса с раствором $\alpha = 16\pi/9 = 320^\circ$. Кривая 1 описывает распределение поля излучения частицы, вылетающей

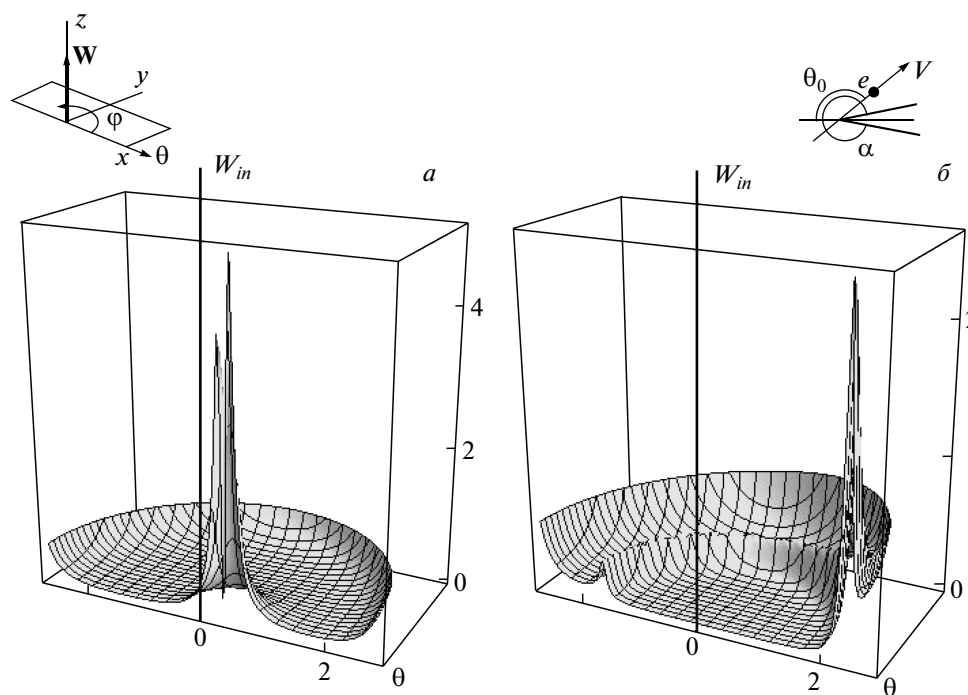


Рис. 5. Распределение интенсивности излучения частиц, пересекающих вершину конуса под различными углами $\theta_0 = 24^\circ$ (а), 132° (б); $\gamma = 15$, $\alpha = 320^\circ$

из вершины конуса под углом $\theta_0 = 10^\circ$ к оси. Видно, что по направлению движения (излучение вперед) наблюдаются максимумы под углом $\theta_m = 1/\gamma$ к скорости частицы. Кроме того, имеется излучение в сторону, противоположную направлению скорости (излучение назад), интенсивность которого при увеличении θ проходит через минимум, а затем возрастает при приближении к поверхности конуса.

Когда частица движется вдоль оси конуса и падает на вершину, интенсивность излучения имеет максимумы вдоль поверхности конуса $\theta_{m1} = \alpha/2$ и под углом $\theta_{m2} = \alpha - \pi$ к вектору скорости частицы (кривая 2 на рис. 4). В том случае, когда частица падает на вершину конуса по траектории, проходящей под некоторым углом к его оси, распределение асимметрично. Кривая 3 на рис. 4 показывает распределение при угле инжекции $\theta_0 = 10^\circ$. Видно, что интенсивности излучения вдоль противоположных образующих конической поверхности существенно различаются. Эта особенность излучения может быть использована для измерения направления движения частиц.

На рис. 5 показаны пространственные распределения переходного излучения, возбуждаемого частицей, пролетающей через вершину конуса под различными углами θ_0 к его оси. Раствор конуса

$\alpha = 320^\circ$. В первом случае, когда угол инжекции равен $\theta_0 = 24^\circ$ (рис. 5а), частица при подлете к вершине движется вблизи поверхности конуса. При этом характер распределения при пролете совпадает с видом распределения излучения частицы, вылетающей из вершины (см. рис. 4, кривая 1). Излучение сосредоточено около траектории частицы и имеется два максимума, лежащие в плоскости инжекции под углом $\theta_m = 1/\gamma$ к скорости. Когда угол инжекции $\theta_0 = 135^\circ$ (рис. 5б), остается максимум в направлении скорости частицы и появляется кольцевая область, в которой интенсивность излучения увеличивается. Также следует отметить, что при любом направлении инжекции интенсивность излучения возрастает при приближении к поверхности конуса.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Выражения, описывающие распределение переходного излучения, получены в предположении идеальной проводимости поверхности раздела. В экспериментах для изготовления конических поверхностей использовался алюминий, который в диапазоне от радиочастот до оптических частот обладает свойствами, близкими к свойствам идеальных проводни-

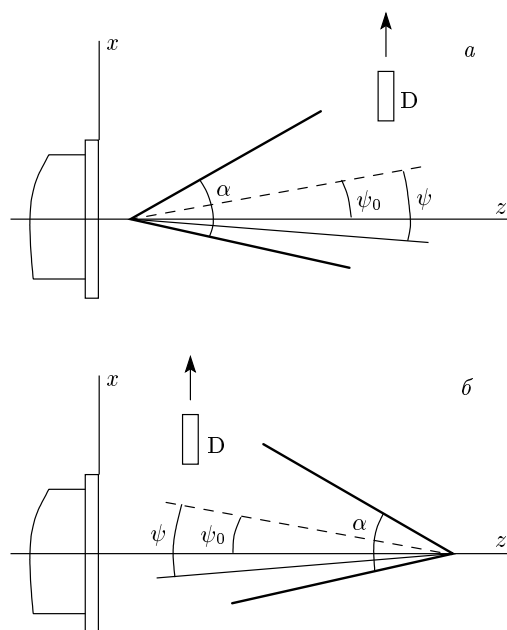


Рис. 6. Схемы экспериментов. Частицы вылетают из рупора (а) и влетают в рупор (б)

ков. Это позволяло сравнивать экспериментальные результаты с теоретическими предсказаниями.

Были измерены угловые распределения когерентного переходного излучения релятивистских электронов, пересекающих проводящую коническую поверхность. Схемы экспериментов приведены на рис. 6. Ось z направлена вдоль траектории частиц, а ось x лежит в горизонтальной плоскости. Образующие конической поверхности показаны на рисунке сплошными жирными линиями, а оси рупора — штриховыми. Для генерации излучения использовались электронные сгустки микротрона с энергией 7.4 МэВ. Электроны выводились в атмосферу через алюминиевую фольгу толщиной 100 мкм на фланце микротрона. За фланцем располагалась коническая поверхность, изготовленная из ватмана толщиной 0.15 мм, к внешней и внутренней поверхности которой была приклеена алюминиевая фольга толщиной 4 мкм. Электронные сгустки пересекали коническую поверхность, практически не изменяя свою энергию и геометрические параметры. Это позволяло измерять угловые распределения излучения как внутри рупора, образованного поверхностью, так и в пространстве вне рупора — пространстве конуса. При измерениях угол наблюдения ψ отсчитывался от оси рупора.

Длина образующей конической поверхности была равна 210 мм. Вершина находилась на траекто-

рии движения электронов. Оставляя неподвижной вершину конуса и меняя положение оси конуса относительно траектории электронов, можно было изменять направление инжекции пучка (угол ψ_0). Излучение регистрировалось приемником D, содержащим кремниевый точечный диод Д-402. Входное окно диода имеет размеры 4×12 мм². Приемник дистанционно перемещался в горизонтальной плоскости вдоль прямой, перпендикулярной биссектрисе конической поверхности. Это позволяло измерять зависимости распределения интенсивности излучения W от угла наблюдения ψ . Измерения проводились на длине волны около 8 мм.

При пересечении конуса сгусток имел приблизительные размеры: горизонтальный (радиальный) 6 мм, вертикальный 2 мм, длину ≈ 6 мм. При таких соотношениях между длиной волны и размерами сгустка основной вклад в мощность, излучаемую на длине волны 8 мм, вносит когерентная составляющая излучения. Поскольку границу пересекает не одна частица, а протяженный сгусток, частицы которого имеют разброс по энергии и по направлению движения, распределение результирующего излучения отличается от распределения излучения одиночного заряда. Напомним, что при энергии 7.4 МэВ максимум излучения одиночной частицы, пересекающей плоскость, наблюдается под углом $\psi_m \approx 4^\circ$.

В проведенных экспериментах интерференция излучения различных частиц сгустка приводит к тому, что в распределении интенсивности появляются дополнительные максимумы и минимумы. Это обстоятельство необходимо учитывать при сравнении результатов эксперимента и расчета. Фактор когерентности излучения частиц, ускоренных в микротроне, в силу специфики процесса ускорения имеет резкую зависимость от размеров сгустка [10]. А сами размеры определяются многими параметрами рабочего режима (температурой катода, током эмиссии, напряженностью ускоряющего поля). В экспериментах регистрировались только поперечные размеры сгустка, а измерения распределения частиц в сгустке и его фазовой протяженности не проводились. Поэтому очень сложно провести количественное сравнение результатов расчетов с результатами, полученными в экспериментах. Сравнивались характерные особенности распределений.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 6а показана схема экспериментов, при которых электроны падали на вершину, образованную

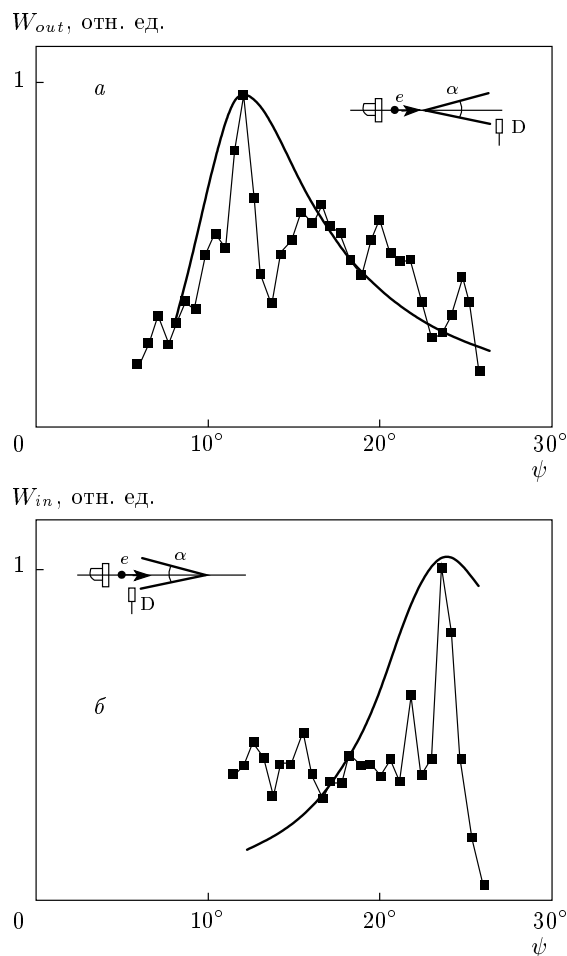


Рис. 7. Угловое распределение интенсивности переходного излучения. $\alpha = \pi/3.5 \approx 52^\circ$. Частицы вылетают из рупора (а), частицы влетают в рупор (б)

конической поверхностью. При этом в пространстве вне конуса излучение генерировалось частицами, падающими на вершину конуса, а внутри рупора — частицами, вылетающими из рупора. На рис. 6б внутри рупора излучение генерировалось частицами, влетающими в рупор, а в пространстве вне конуса — частицами, вылетающими из вершины конуса. Различие заключалось в том, что в положении, показанном на рис. 6а, частица внутри рупора движется от вершины, а в положении рис. 6б — к вершине.

На рис. 7 показана угловая зависимость интенсивности излучения, измеренная в рупоре с раствором $\alpha = \pi/3.5 \approx 52^\circ$. Траектория сгустка совпала с осью рупора $\psi_0 = 0$. Сплошными кривыми на рис. 7 показаны зависимости $W_{out}(\psi)$ и $W_{in}(\psi)$, рассчитанные с помощью выражений (6), (7) и (10), (11). При расчетах учитывался разброс частиц пуч-

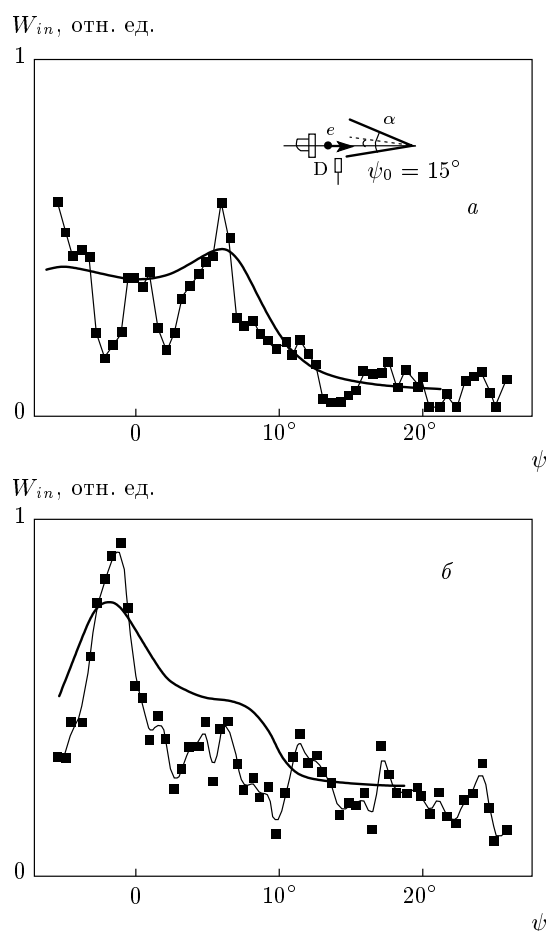


Рис. 8. Распределение интенсивности переходного излучения в горизонтальной плоскости. $\alpha = \pi/3.5 \approx 52^\circ$. Плоскость проходит через траекторию пучка и ось рупора $y = 0$ (а) и выше $y = 10$ мм (б)

ка по направлению движения. Сравнение показывает, что результаты экспериментов находятся в качественном согласии с результатами расчета: излучение влетающих частиц прижато к поверхности рупора (рис. 2а), а вылетающих — направлено под углом, приблизительно равным $1/\gamma$ (рис. 3а).

Измерялось пространственное распределение излучения при влете сгустка в рупор под углом $\psi_0 = 15^\circ$ к оси. На рис. 8 показаны распределения излучения в горизонтальной плоскости, совпадающей с плоскостью орбиты (рис. 8а), и в случае, когда плоскость измерения выше плоскости орбиты на 10 мм (рис. 8б). Видно, что максимальная интенсивность наблюдается в плоскости, которая не совпадает с плоскостью, проходящей через ось рупора и траекторию пучка. Такая особенность распре-

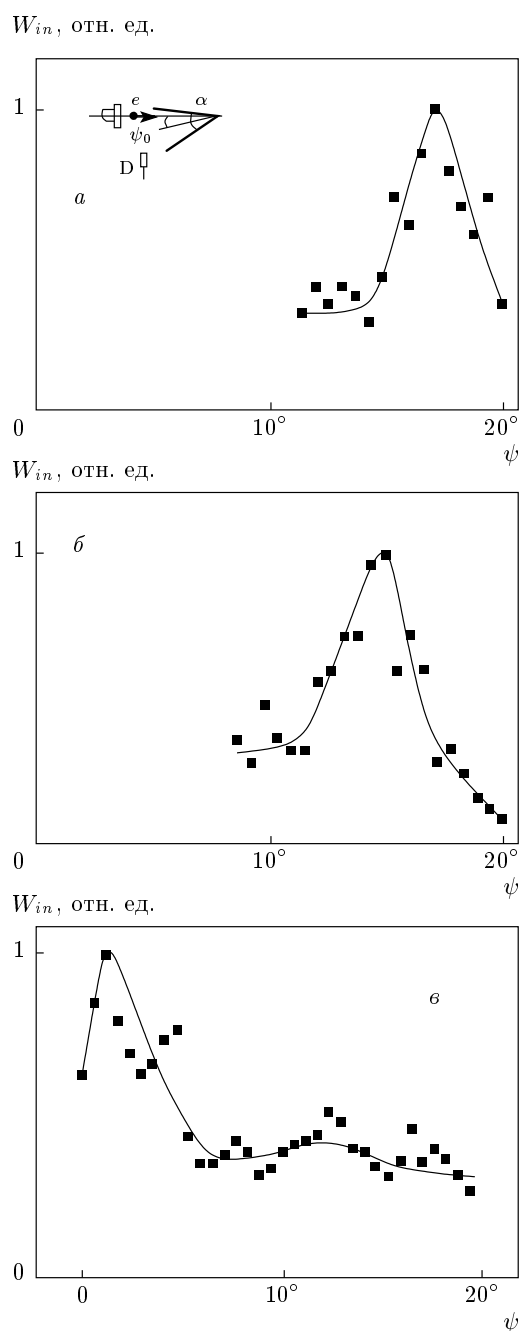


Рис. 9. Угловые распределения интенсивности при различных углах инжекции $\psi_0 = 0$ (а), 5° (б), 16° (в); $\alpha = \pi/4.5 = 40^\circ$

деления согласуется с результатами расчетов (см. рис. 2в).

Была исследована зависимость углового распределения излучения в рупоре от направления влета частиц. Результаты измерений показаны на рис. 9. Пучок инжектировался в рупор раствором $\alpha =$

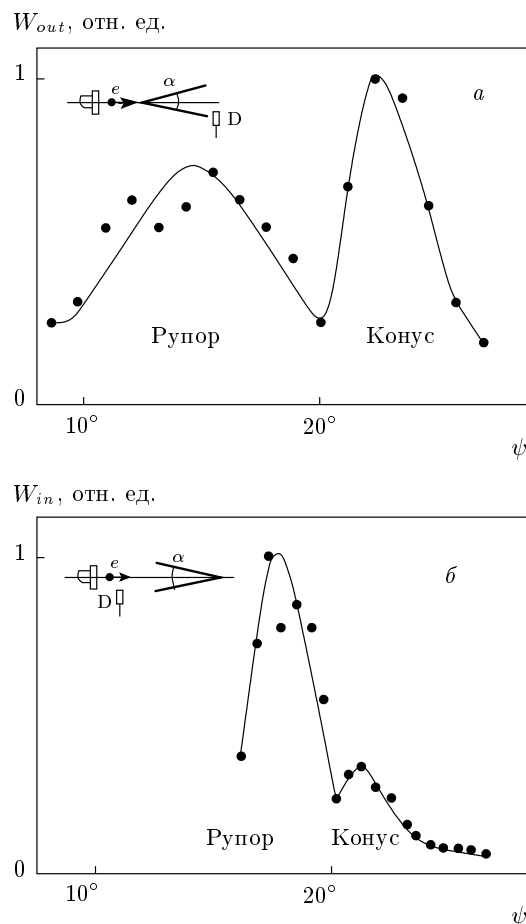


Рис. 10. Угловые распределения интенсивности в рупоре и во внешнем пространстве конической поверхности. $\alpha = \pi/4.5 = 40^\circ$. Частицы вылетают из рупора (а) и влетают в рупор (б)

$= 40^\circ = \pi/4.5$ под различными углами. Из рис. 9 видно, что увеличение угла инжекции ψ_0 приводит к уменьшению угла ψ_m , под которым интенсивность излучения максимальна. Полученная зависимость соответствует теории, согласно которой при приближении траектории частиц к конической поверхности максимум интенсивности в плоскости орбиты смещается к оси рупора.

На рис. 10а показано угловое распределение излучения пучка, влетающего вдоль оси в рупор с углом раствора $\alpha = 40^\circ = \pi/4.5$. Поскольку коническая поверхность образована тонкой фольгой, электронный пучок проходит через поверхность, практически не изменяя энергетическое и пространственное распределения частиц. Поэтому в эксперименте измерялось распределение поля не только внутри, но и снаружи рупора. На рисунке в диапазоне углов

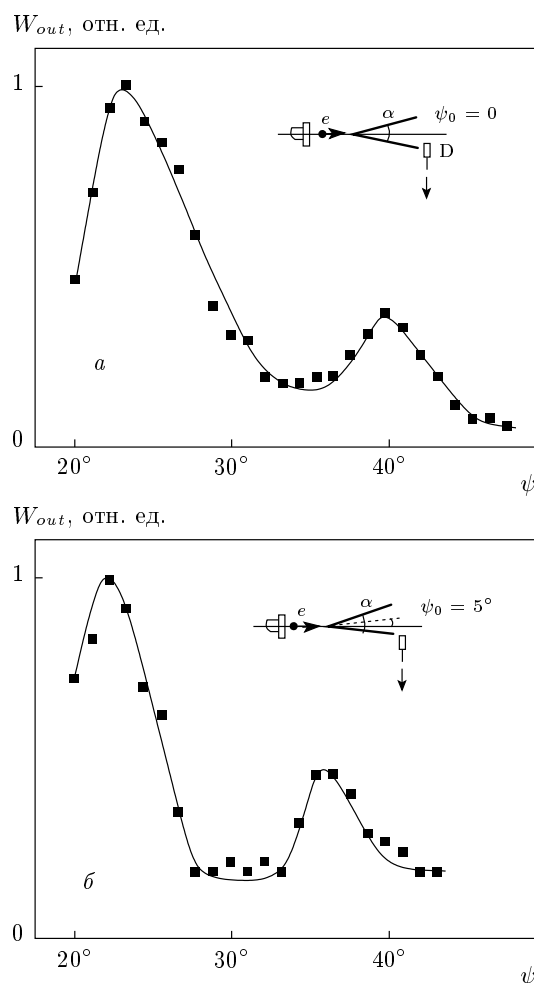


Рис. 11. Угловые распределения интенсивности излучения частиц, падающих на вершину конуса. $\alpha = \pi/4.5 = 40^\circ$, $\psi_0 = 0$ (а), 5° (б)

$\psi < 20^\circ$ кривая описывает распределение излучения внутри рупора, а при $\psi > 20^\circ$ — снаружи рупора, т. е. излучение на конусе. Излучение в пространстве рупора генерируется частицами, влетающими в рупор, а в пространстве конуса — частицами, вылетающими из конуса. Видно, что при удалении от поверхности конуса интенсивность излучения уменьшается.

На рис. 10б представлено распределение излучения пучка, вылетающего из рупора, по его оси. Так же, как и в предыдущем случае, кривая на рисунке в диапазоне $\psi < 20^\circ$ описывает излучение в рупоре, а при $\psi > 20^\circ$ — в пространстве конуса.

Были измерены распределения излучения в пространстве вне конуса при влете частиц в вершину под различными углами ψ_0 к оси. Результаты представлены на рис. 11. На рисунках видны два мак-

сима в распределениях. Измерения показали, что изменение угла влета ψ_0 слабо изменяет положение первого максимума (ближнего к конусу), но приводит к заметному смещению второго максимума к поверхности конуса.

Результаты этих измерений также согласуются с теоретическими [8, 9]. Из теории следует, что частица, влетающая в вершину конуса вдоль его оси, генерирует переходное излучение, угловое распределение которого имеет два максимума. Первый максимум вдоль поверхности конуса $\psi_{m1} = \alpha/2$, а второй — под углом $\psi_{m2} = \alpha$. Когда частица движется под углом $\psi_0 \neq 0$, второй максимум наблюдается под углом $\psi_{m2} = \alpha + \psi_0$ на той стороне конуса, где образующая расположена ближе к траектории частицы и под углом $\psi_{m2} = \alpha - \psi_0$ на противоположной стороне конуса.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен расчет пространственного распределения излучения частиц, пересекающих коническую поверхность. Изучалась зависимость распределения от угла раствора конуса α и от направления скорости частицы θ_0 . Рассмотрены особенности излучения при движении заряда из вакуума в проводник и из проводника в вакуум.

Показано, что переходное излучение на конусе имеет особенности углового распределения излучения, отличающие его от излучения на плоской поверхности и на двугранном угле. Положение максимума интенсивности в угловом распределении определяется не только энергией частицы, но и величиной угла раствора конуса и направлением движения частицы по заданной траектории.

В общем случае возможно движение, при котором заряд подлетает к конусу, пересекает его вершину и вылетает из вершины. При этом траектория вылета может быть направлена под некоторым углом к траектории подлета к вершине. Были рассчитаны пространственные распределения излучения для прямолинейных траекторий при различных углах θ_0 .

Измерены угловые распределения интенсивности переходного излучения, возбужденного сгустками электронов, пересекающими коническую поверхность. Измерения проводились как внутри рупора, образованного поверхностью, так и в пространстве вне рупора — в пространстве вокруг конуса. Углы раствора рупоров, использованных в экспериментах, удовлетворяли условию $\alpha =$

$= 2\pi/(2n+1)$. Эксперименты показали, что угловые распределения излучения частиц, влетающих в рупор и вылетающих из него, имеют принципиальные различия. Излучение вылетающих частиц направлено под малыми углами $\psi \approx \gamma^{-1}$ к скорости частиц. Распределение излучения частиц, влетающих в рупор, определяется углом раствора α . Изучалось влияние угла инжекции ψ_0 на распределение переходного излучения в рупоре и в пространстве вне конуса.

Авторы благодарны Б. М. Болотовскому за обсуждение работы, Г. Г. Субботину и С. А. Ралко за помощь при проведении экспериментов, И. А. Мамонову за помощь при подготовке и проведении экспериментов и за обработку экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-01481).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, Наука, Москва (1984).
2. М. И. Рязанов, И. С. Тилинин, ЖЭТФ **71**, 2078 (1976).
3. Б. М. Болотовский, А. В. Серов, Письма в ЖЭТФ **86**, 8 (2007).
4. M. I. Ryazanov and A. N. Safronov, Laser Phys. **6**, 708 (1996).
5. А. В. Серов, Б. М. Болотовский, ЖЭТФ **131**, 994 (2007).
6. А. В. Серов, ЖЭТФ **135**, 679 (2009).
7. А. В. Кольцов, А. В. Серов, ЖЭТФ **136**, 44 (2009).
8. А. В. Кольцов, А. В. Серов, ЖЭТФ **136**, 1170 (2009).
9. А. В. Кольцов, А. В. Серов, ЖЭТФ **140**, 1051 (2011).
10. С. В. Левонян, А. В. Серов, Кратк. сообщ. по физике ФИАН **10**, 38 (1987).