

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА НИТЕВИДНЫХ МИШЕНЯХ

В.В. Сыщенко, Н.В. Соболева

Белгородский государственный университет, 308007, г. Белгород, ул. Студенческая, 14,
e-mail: syshch@bsu.edu.ru

В работе вычислено сечение рассеяния плоской электромагнитной волны на мишени, представляющей собой линейную цепочку зарядов или сплошную нить. Полученные формулы позволяют дать наглядную интерпретацию недавним результатам, касающимся переходного излучения частиц высоких энергий на нитевидных мишенях различной структуры.

Ключевые слова: электромагнитная волна, частицы высокой энергии, рассеяние, переходное излучение, кристалл, нитевидная мишень, нанотрубка.

Введение

При взаимодействии заряженных частиц высоких энергий с мишенями сложной структуры (таким как ориентированные определенным образом относительно падающего пучка кристаллы или связки углеродных нанотрубок) возникает излучение, характеристики которого открывают новые возможности как в диагностике структуры мишени, так и в создании новых источников излучения.

В работе [1] рассматривалось излучение, возникающее при равномерном движении релятивистской заряженной частицы вблизи тонкой диэлектрической нити под малым углом к ней. Было установлено, что в случае, когда толщину нити можно считать пренебрежимо малой, возникающее излучение обладает симметрией углового распределения относительно оси нити. В настоящей работе, рассматривая вместо падения на нить волнового пакета, каковым можно представить релятивистски сплющенное кулоновское поле частицы, более простой случай падения плоской монохроматической волны, мы продемонстрируем, что указанный характер излучения может быть интерпретирован следующим образом. Падающая волна создает в нити возмущение, которое смещается вдоль нити со сверхсветовой скоростью и порождает излучение, аналогичное излучению Вавилова-Черенкова.

Кроме того, нами будет показано, что описанная симметрия распределения излучения относительно оси нити нарушается уже в случае падения волны на систему из двух параллельных нитей. Причиной нарушения симметрии является интерференция излучения, рассеянного каждой из двух нитей. По этой же причине нарушается симметрия излучения, рассеянного на нитевидных мишенях конечной толщины.

Рассеяние плоской волны на линейной цепочке зарядов

Пусть плоская монохроматическая электромагнитная волна с электрическим полем вида

$$\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}, t) = A\mathbf{e}\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t), \quad (1)$$

где \mathbf{e} – вектор поляризации волны, \mathbf{k} – волновой вектор, $\omega = |\mathbf{k}| \cdot c$, падает на линейную цепочку свободных зарядов (заряды находятся на расстоянии a друг от друга) под углом ψ к оси цепочки (см. рис. 1). Роль таких зарядов могут играть электроны, связанные в атомах; если частота собственных колебаний электронов много меньше частоты падающей электромагнитной волны, электроны можно рассматривать как свободные.

Заряды, составляющие цепочку, под действием поля падающей волны будут приходить в движение. Будем предполагать, что скорость, приобретаемая зарядом под действием поля волны, мала по сравнению со скоростью света.

В этом случае силой, действующей со стороны магнитного поля, можно пренебречь [2].

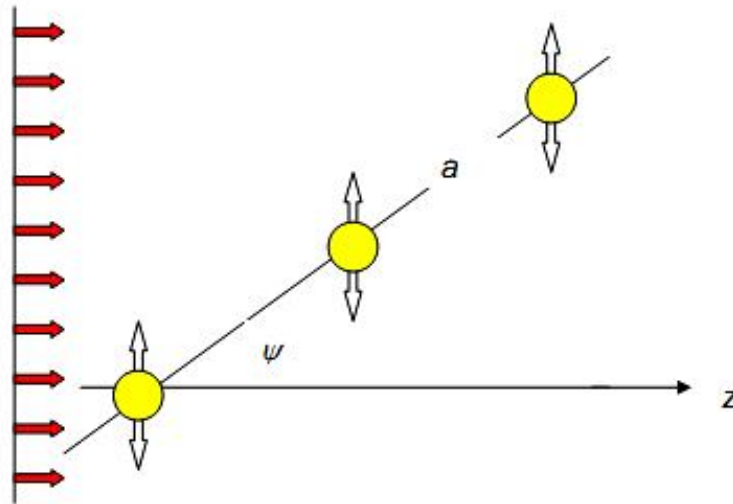


Рис. 1. Электромагнитное поле плоской волны (ее фронт движется в направлении оси z) заставляет колебаться заряды, образующие цепочку с периодом a , направленную под малым углом ψ к оси z

Электрическое и магнитное поля волны, излученной n -ым колеблющимся зарядом, в дипольном приближении определяются формулами [2]

$$\mathbf{E}_n = \frac{1}{c^2 R_n} [[\ddot{\mathbf{d}}_n, \mathbf{e}_n], \mathbf{e}_n], \quad \mathbf{H}_n = \frac{1}{c^2 R_n} [\ddot{\mathbf{d}}_n, \mathbf{e}_n], \quad (2)$$

где \mathbf{R}_n – вектор от заряда до точки наблюдения, $\mathbf{e}_n = \mathbf{R}_n / R_n$, вторая производная от дипольного момента \mathbf{d}_n вычисляется в момент времени $t - R_n / c$. Таким образом, величина $\ddot{\mathbf{d}}_n$ определяется уравнением движения

$$\ddot{\mathbf{d}}_n = \frac{e^2}{m} \mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}_n, t - R_n / c), \quad (3)$$

где \mathbf{r}_n – радиус-вектор равновесного положения n -го заряда. С учетом (1) получаем

$$\ddot{\mathbf{d}}_n = \frac{e^2}{m} A \mathbf{e} e^{-i\omega(t - R_n / c)} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_n}. \quad (4)$$

Введем радиус-вектор точки наблюдения \mathbf{R}_0 . Тогда

$$\mathbf{R}_n = \mathbf{R}_0 - \mathbf{r}_n.$$

Поскольку мы рассматриваем поле на большом расстоянии от излучающей системы, $|\mathbf{R}_0| \gg |\mathbf{r}_n|$, можно приближенно записать

$$R_n = R_0 - \mathbf{r}_n \mathbf{e}_0,$$

где $\mathbf{e}_0 = \mathbf{R}_0 / R_0$. Тогда

$$\ddot{\mathbf{d}}_n = \frac{e^2}{m} A \mathbf{e} e^{-i\omega(t-R_0/c)} e^{i\mathbf{k}r_n - ie_0 r_n \omega/c} \quad (5)$$

В случае падения плоской волны на нашу цепочку зарядов поле рассеянной волны будет представлять собой когерентную сумму полей, излучаемых отдельными колеблющимися зарядами. Поле излученной волны $\mathbf{E} = \sum_n \mathbf{E}_n$ с той же точностью, что

и (5), можно записать в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c^2 R_0} \left[\left[\sum_n \ddot{\mathbf{d}}_n, \mathbf{e}_0 \right], \mathbf{e}_0 \right] = \frac{e^2 A}{m \omega^2 R_0} e^{-i\omega(t-R_0/c)} [[\mathbf{e}, \mathbf{k}], \mathbf{k}] \sum_n e^{i(\kappa - \mathbf{k})r_n}, \quad (6)$$

где $\mathbf{k} = \mathbf{e}_0 \omega/c$ – волновой вектор излученной волны. Суммирование в (6) ведется по всем зарядам, составляющим цепочку:

$$\sum_n e^{i(\kappa - \mathbf{k})r_n} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i(\kappa - k_{\parallel})na} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp \left\{ i \left(\frac{\omega}{c} \cos \psi - k_x \sin \psi - k_z \cos \psi \right) na \right\},$$

где κ_{\parallel} и k_{\parallel} – компоненты $\mathbf{\kappa}$ и \mathbf{k} , параллельные оси цепочки, a – период цепочки.

При $a \rightarrow 0$ суммирование можно приближенно заменить интегрированием (такая замена означает переход от дискретной цепочки зарядов к нити с непрерывным распределением заряда):

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i(\kappa - k_{\parallel})na} \approx \frac{1}{a} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\kappa - k_{\parallel})z'} dz' = 2\pi n_e \delta(\kappa_{\parallel} - k_{\parallel}), \quad (7)$$

где $n_e = 1/a$ – число электронов на единицу длины нити.

Соответствующая напряженности поля излучения (6) энергия, излучаемая в единицу времени в элемент телесного угла $d\Omega$, равна

$$\frac{dE}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi c^3} \left[\sum_n \ddot{\mathbf{d}}_n, \mathbf{e}_0 \right]^2. \quad (8)$$

Подставляя результат (6) с учетом (7) в (8), находим интенсивность излучения нашей системы зарядов:

$$\frac{dE}{d\Omega} = \frac{A^2}{4} \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{e}]^2}{\omega^2 c} \left(\frac{e^2}{m} \right)^2 \frac{L}{a^2} \delta(\kappa_{\parallel} - k_{\parallel}), \quad (9)$$

где $L = Na$ – длина цепочки. В последнем результате мы ввели дополнительный коэффициент $1/2$ по сравнению с (8). Дело в том, что формула (8) справедлива в предположении, что мы отделяем вещественную часть уже в выражениях (2) для электрического и магнитного полей. Если же этого не делать, то результат (8) нужно еще домножить на $1/2$ в силу известного соотношения для среднего по периоду (см. параграф 48 в [2]):

$$\overline{\operatorname{Re} \mathbf{A} \cdot \operatorname{Re} \mathbf{B}} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^*),$$

где $\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}_0 e^{-i\omega t}$, $\mathbf{B}(t) = \mathbf{B}_0 e^{-i\omega t}$.

Разделив интенсивность рассеянного излучения (9) на плотность потока энергии в падающей волне (1), получим сечение рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2\pi \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{e}]^2}{\omega^2 c} \left(\frac{e^2}{m}\right)^2 \frac{L}{a^2} \delta(\kappa_{\parallel} - k_{\parallel}). \quad (10)$$

Дельта-функция в (10) показывает, что компонента волнового вектора излученной волны, параллельная оси нити, будет равна

$$k_{\parallel} = \kappa_{\parallel} = \frac{\omega}{c} \cos \psi.$$

В то же время, абсолютная величина компоненты \mathbf{k} , перпендикулярной оси нити, фиксирована условием $|\mathbf{k}| = \omega/c$. Это означает, что излучение будет происходить в направлениях, составляющих угол ψ с осью нити.

Описанный характер углового распределения рассеянных электромагнитных волн допускает наглядную интерпретацию. Падающая под углом ψ к нити электромагнитная волна создает в ней возмущение, движущееся вдоль нити со сверхсветовой фазовой скоростью

$$v_{\text{perturb}} = \frac{\omega}{\kappa_{\parallel}} = \frac{c}{\cos \psi} > c.$$

Действительно, при смещении фронта падающей волны на величину $c dt$ в направлении оси z (см. рис. 2) точка пересечения фронта волны с нитью сместится на расстояние

$$\frac{z + c dt}{\cos \psi} - \frac{z}{\cos \psi} = \frac{c dt}{\cos \psi},$$

то есть скорость движения возмущения вдоль нити будет $c/\cos \psi > c$. Такое сверхсветовое движение возмущения приводит к возникновению излучения, аналогичного черенковскому [3-5]. При этом угол раствора черенковского конуса, определяемый соотношением $\cos \theta_{Ch} = c/v_{\text{perturb}}$, как раз будет равен ψ .

Аналогичный эффект используется в радиотехнике и акустике для создания направленного излучения с помощью цепочки диполей, на которые подается сигнал со сдвигом фазы, обеспечивающим фазовую скорость волны в цепочке, превышающую скорость света (или звука) [3].

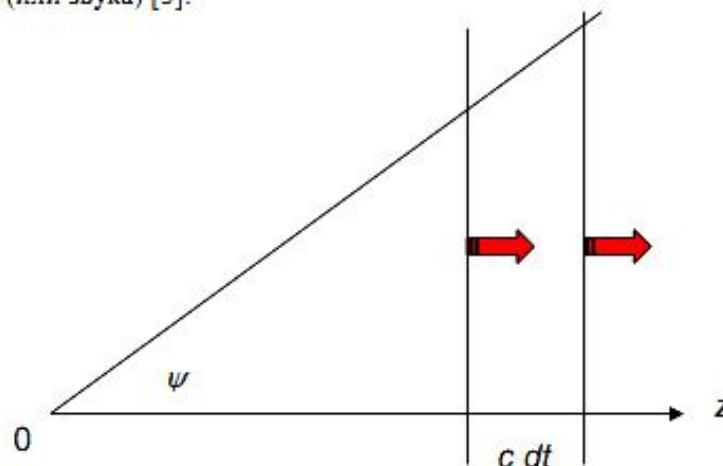


Рис. 2. Точка пересечения фронта волны (вертикальная линия), смещающегося в направлении оси z со скоростью c , с нитевидной мишенью (наклонная линия) будет смещаться со скоростью $c/\cos \psi > c$

Подставим в (10) явные выражения $k_{\parallel} = (\omega/c)\cos\psi$ и $k_{\parallel} = k_x \sin\psi + k_z \cos\psi$. Тогда сечение рассеяния (10) может быть записано в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2\pi \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{e}]^2 \left(\frac{e^2}{m}\right)^2}{\omega^2 c} \frac{L}{a^2 \sin\psi} \delta\left(\frac{\omega/c - k_z \cos\psi - k_x}{\sin\psi}\right). \quad (11)$$

Мы видим, что сечение рассеяния будет расти с уменьшением угла падения волны на цепочку ψ . Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только случай $\psi \ll 1$. С другой стороны, условие $k_{\parallel} = \kappa_{\parallel}$ позволяет заключить, что характерные углы, на которые будет происходить рассеяние волн, также будут малы. В этом случае волновой вектор рассеянной волны будет почти перпендикулярен вектору поляризации падающей волны. Тогда можно приближенно записать

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{2\pi \left(\frac{e^2}{m}\right)^2}{\omega} \frac{L}{a^2 \psi} \delta\left(\theta \cos\varphi - \frac{\theta^2}{2\psi}\right), \quad (12)$$

где мы ввели углы излучения θ и φ таким образом, что $k_z = (\omega/c)\cos\theta$, $k_x = (\omega/c)\sin\theta \cos\varphi$. Задаваемое дельта-функцией в (12) угловое распределение рассеянного излучения, как и в общем случае, имеет вид конуса с углом раствора ψ и осью, совпадающей с осью нашей цепочки (нити), в чем легко убедиться аналитически. Введем «декартовы компоненты» углов излучения $\theta_x = \theta \cos\varphi$, $\theta_y = \theta \sin\varphi$. Тогда аргумент дельта-функции можно записать в виде

$$\theta \cos\varphi - \frac{\theta^2}{2\psi} = \theta_x - \frac{\theta_x^2 + \theta_y^2}{2\psi} = \theta_x - \frac{(\theta_x - \psi + \psi)^2 + \theta_y^2}{2\psi} = \frac{\psi}{2} - \frac{\theta_x'^2 + \theta_y'^2}{2\psi},$$

где $\theta_x' = \psi - \theta_x$, $\theta_y' = \theta_y$ – углы излучения, отсчитанные от нового направления (направления оси нити). Мы видим, что аргумент дельта-функции будет зависеть только от угла $\theta' = \sqrt{\theta_x'^2 + \theta_y'^2}$ и обращается в нуль при $\theta' = \psi$, что и соответствует распространению рассеянных волн вдоль образующих описанного выше конуса.

Рассеяние на системе из двух нитей

Рассмотрим теперь систему из двух параллельных друг другу цепочек зарядов, смещенных друг относительно друга на расстояние b вдоль оси z (см. рис.3). Тогда суммарный вклад в (8) всех диполей будет равен

$$\begin{aligned} \sum \ddot{\mathbf{d}}_n &= \sum_n \ddot{\mathbf{d}}_{1n} + \sum_m \ddot{\mathbf{d}}_{2m} = \\ &= eA \frac{e^2}{m} e^{-i\omega(t-R_0/c)} \left\{ \sum_n e^{i(\omega/c)z_{1n} - i\mathbf{k}\mathbf{r}_{1n}} + \sum_m e^{i(\omega/c)z_{2m} - i\mathbf{k}\mathbf{r}_{2m}} \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

После преобразований, аналогичных проведенным в предыдущем разделе, получаем для малых углов падения ψ , $a \rightarrow 0$ (что соответствует сплошным нитям) и малых значений b (что соответствует переходу к одной нити конечной толщины вместо двух отдельных бесконечно тонких нитей) следующее выражение для сечения рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 2\pi \left(\frac{e^2}{m}\right)^2 n_e^2 \frac{L}{\omega\psi} \left(1 - \left(\frac{b\omega\theta^2}{4}\right)^2\right) \delta\left(\theta \cos\varphi - \frac{\theta^2}{2\psi}\right), \quad (14)$$

где n_e означает в данном случае число электронов на единицу длины нашей комбинированной нити. Этот результат отличается от формулы (12) наличием дополнительного множителя $1 - (b\omega\theta^2/4)^2$.

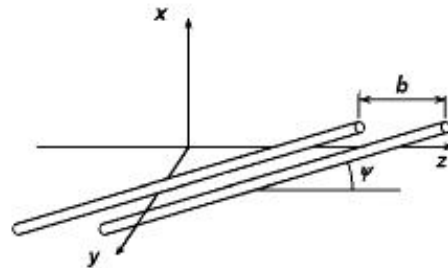


Рис. 3. Две параллельные цепочки зарядов, находящиеся друг от друга на расстоянии b вдоль оси z

Мы видим (см. также рис. 4), что с ростом угла рассеяния интенсивность рассеянного излучения будет уменьшаться, причем тем сильнее, чем больше величина b (то есть толщина нашей комбинированной нити). Такое подавление излучения на большие углы допускает наглядную интерпретацию. Действительно, из формулы (13) видно, что для излучения вперед (когда волновой вектор \mathbf{k} параллелен оси z) сдвиг по фазе во втором члене за счет отличия z_{2n} от z_{1n} будет компенсирован сдвигом по фазе за счет отличия Γ_{2n} от Γ_{1n} . А при излучении в направлении оси x сдвиг по фазе за счет отличия z_{2n} от z_{1n} будет таким же, как и при излучении вперед, в то время как сдвига по фазе за счет отличия Γ_{2n} от Γ_{1n} не будет. Таким образом, второй член в (13) будет обладать результирующим сдвигом фазы относительно первого члена, что и приведет к подавлению излучения на большие углы.

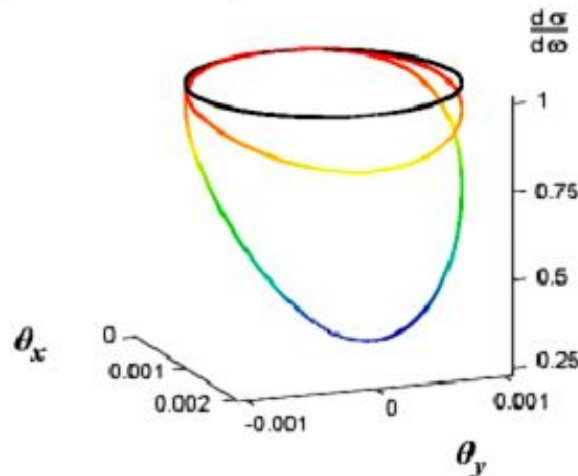


Рис. 4. Сечение рассеяния плоской волны на нитевидной мишени (в относительных единицах), рассчитанное по формулам (12) (верхняя кривая) и (14) (средняя и нижняя кривые), как функция углов рассеяния (в радианах). Сечения нормированы на одинаковую плотность электронов на единицу длины мишени. Угол падения волны на нить ψ составляет 0,001

рад; $b\omega = 0,2\psi^{-2}$ (средний график), $b\omega = 0,4\psi^{-2}$ (нижний график).

Отметим, что аналогичная асимметрия предсказывалась в работе [6] для излучения, возникающего при взаимодействии ультррелятивистской частицы с нитевидной диэлектрической мишенью конечной толщины, причем эффект имел место при соотношении между толщиной нити и частотой излучения того же порядка, что и соотношение между расстоянием между нитями и частотой в рассматриваемой задаче.

Рассеяние на нитях конечной толщины

Для описания рассеяния излучения на диэлектрической нити конечной толщины с заданным распределением электронной плотности $n(\mathbf{r}')$ в плоскости, поперечной оси нити, необходимо использовать приближенные методы. Добиться упрощения можно, в частности, если диэлектрическая проницаемость нити мало отличается от единицы, $|1 - \varepsilon_\omega(\mathbf{r})| \ll 1$. Такая ситуация всегда будет иметь место для достаточно больших частот, когда диэлектрическая проницаемость имеет плазменный вид:

$$\varepsilon_\omega(\mathbf{r}) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n(\mathbf{r}) / m}$ – плазменная частота. В этом случае электрическое поле рассеянной волны может быть записано в виде [7]

$$\mathbf{E}^{(scattered)}(\mathbf{R}_0, t) = -\frac{1}{4\pi R_0} e^{i\omega R_0/c} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{I} - \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{I}) \right), \quad (15)$$

где

$$\mathbf{I} = \int d^3r \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r})(1 - \varepsilon_\omega(\mathbf{r}))\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (16)$$

$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ – полное электрическое поле в веществе мишени.

Самым грубым приближением, справедливым в случае $|1 - \varepsilon_\omega(\mathbf{r})| \ll 1$, будет подстановка в (16) вместо $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ поля падающей волны $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}, t)$ (1). Такое приближение будет аналогично борновскому приближению в квантовой теории рассеяния.

По аналогии с квантовой теорией рассеяния можно построить также эйкональное приближение. В этом приближении электрическое поле в веществе мишени будет описываться функцией вида

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}, t) \exp \left\{ -i \frac{\omega}{2c} \int_{-\infty}^z (1 - \varepsilon_\omega(\mathbf{r})) dz \right\}.$$

Приведем результаты для рассеяния на однородной цилиндрической нити радиуса R . В этом случае в обоих приближениях борновское приближение приводит к результату

$$\mathbf{I}_\perp^{(B)} = \mathbf{e} A \frac{2}{\psi} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} 2\pi \delta \left(k_x - \frac{\omega - k_z}{\psi} \right) \pi R^2 \frac{J_1(R k_\perp)}{R k_\perp} \quad (17)$$

(где $J_1(x)$ – функция Бесселя первого рода), а эйкональное – к формуле

$$\mathbf{I}_\perp^{(eik)} = \mathbf{e} A \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{\omega - k_z - \frac{\omega \omega_p^2}{2 \omega^2}} 2\pi \delta \left(k_x - \frac{\omega - k_z}{\psi} \right) 2R \times$$

$$\left\{ \frac{\pi}{2} \frac{\omega - k_z - \omega \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{\psi \sqrt{k_y^2 + \left(\omega - k_z - \omega \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^2 / \psi^2}} J_1 \left(R \sqrt{k_y^2 + \left(\omega - k_z - \omega \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^2 / \psi^2} \right) \right. \\
 + \frac{\pi}{2} \frac{\omega - k_z}{\psi \sqrt{k_y^2 + \left(\frac{\omega - k_z}{\psi} \right)^2}} J_1 \left(R \sqrt{k_y^2 + \left(\frac{\omega - k_z}{\psi} \right)^2} \right) \\
 - i \int_0^1 d\alpha \cos(k_y R \alpha) \cos \left(\frac{R}{\psi} \left(\omega - k_z - \omega \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \sqrt{1 - \alpha^2} \right) \\
 \left. + i \int_0^1 d\alpha \cos(k_y R \alpha) \cos \left(\frac{R}{\psi} (\omega - k_z) \sqrt{1 - \alpha^2} \right) \right\}. \quad (18)$$

В обоих случаях дельта-функция (имеющая такой же вид, как и в формуле (11) в пределе малого ψ) показывает, что рассеянное излучение сконцентрировано в черенковском конусе. Результаты борновского и эйконального приближений будут совпадать в

случае, когда параметр $\frac{\omega \omega_p^2 2R}{2 \omega^2 \psi}$ окажется много меньше единицы. Пример ситуации,

когда реализуется противоположное условие, $\frac{\omega \omega_p^2 2R}{2 \omega^2 \psi} \geq 1$, показан на рис. 5.

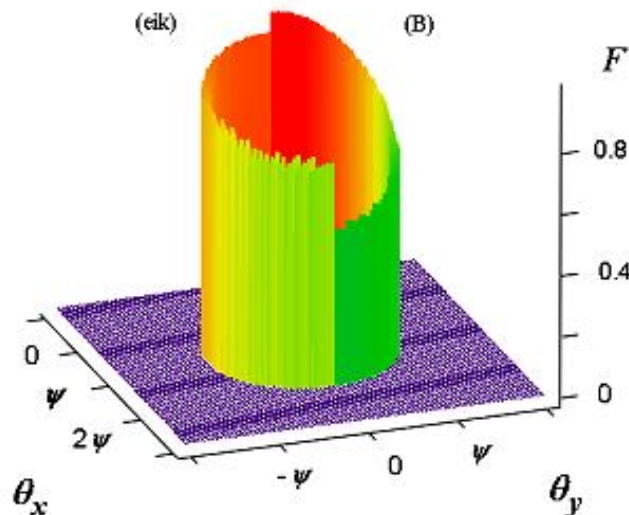


Рис. 5. Интенсивность волн, рассеянных на однородной цилиндрической нити (в относительных единицах), вычисленная с использованием борновского (справа) и эйконального (слева) приближений для случая $\psi = 10^{-3}$, $2\omega R\psi = 1,6$ и $\omega_p^2 / \omega^2 = 1,25 \cdot 10^{-6}$.

Заключение

В настоящей работе рассчитано сечение рассеяния электромагнитной волны, падающей под углом к линейной цепочке зарядов. Показано, что в пределе непрерывного распределения заряда в цепочке (в этом случае последняя превращается в диэлектрическую нить) угловое распределение рассеянного излучения имеет вид конуса с углом раствора, равным углу падения волны на нить. Такой угол раствора соответствует черенковскому условию для излучения возмущением в нити, вызываемым падающей электромагнитной волной, и смещающимся вдоль нити со сверхсветовой скоростью.

На примере системы из двух близкорасположенных параллельных нитей продемонстрировано, каким образом описанная симметрия углового распределения рассеянного излучения нарушается в случае, когда нитевидная мишень имеет конечную толщину. В предельном случае высоких частот рассчитано сечение рассеяния излучения на однородной цилиндрической нити конечной толщины. Полученные результаты позволяют дать наглядную интерпретацию результатам расчета спектрально-угловой плотности переходного излучения частиц высоких энергий на нитевидных мишенях, полученных с использованием борновского и эйконального приближений [1, 6, 7].

Работа поддержана внутриуниверситетским грантом БелГУ.

Литература

1. Шульга Н.Ф., Сыщенко В.В. О переходном излучении релятивистских заряженных частиц на цепочках атомов кристалла // ЯФ. – 2003. – Т. 66, № 2. – С. 425-428.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1988. – 512 с.
3. Болотовский Б.М., Гинзбург В.Л. Эффект Вавилова-Черенкова и эффект Доплера при движении источников со скоростью больше скорости света в вакууме // Эйнштейновский сборник, 1972. – М.: Наука, 1974. – С. 212-236.
4. Болотовский Б.М., Давыдов В.А. Заряд, среда, излучение. – М.: Знание, 1989. – 64 с.
5. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. – М.: Наука, 1987. – 488 с.
6. N.F.Shul'ga, V.V.Syshchenko. Transition radiation of high energy particles on fiber-like targets // Phys.Lett. A. – 2003. – V. 313. – P. 307-311.
7. Сыщенко В.В., Шульга Н.Ф. Об эйкональном приближении в теории переходного излучения // Поверхность. – 2007. – № 4. – С. 49-55.

SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC WAVES ON FIBER-LIKE TARGETS

V.V. Syshchenko, N.V. Soboleva

Belgorod State University, 308007, Belgorod, Studencheskaya St., 14, e-mail: syshch@bsu.edu.ru

The cross section of electromagnetic wave scattering on the linear string of charges and on the continuous fiber is calculated. The formulae obtained permit to give an interpretation to the recent results concerning the transition radiation of high energy particles on fiber-like targets of different structures.

Key words: electromagnetic wave, high energy particles, scattering, transition radiation, crystal, fiber-like target, nanotube.