

01

## **Переходное излучение многозарядных ионов на границе раздела двух сред**

© В.С. Малышевский, И.А. Иванова

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону

E-mail: vsmalyshevsky@sfedu.ru

Поступило в Редакцию 17 сентября 2014 г.

Решена задача о влиянии процессов перезарядки многозарядных ускоренных ионов в среде на характеристики переходного излучения. Показано, что процессы подхвата (потери) электронов ускоренными многозарядными ионами на границе раздела двух сред существенно увеличивают выход переходного излучения при установлении равновесного заряда иона в среде.

Открытое почти 70 лет назад В.Л Гинзбургом и И.М. Франком переходное излучение зарядов при пересечении границы раздела двух сред [1] в последнее время получило новый импульс для дальнейших исследований. Появившиеся технические возможности ускорения многозарядных ионов поставили новые задачи в этой области, возникающие, в частности, при конструировании эффективных детекторов многозарядных ионов [2]. Для решения таких проблем необходим учет многих особенностей взаимодействия многозарядных ионов с веществом, таких, как торможение [3] или обмен зарядом иона со средой [4,5]. Ниже впервые рассматривается влияние процессов подхвата (потери) электронов ускоренными многозарядными ионами на границе раздела двух сред на характеристики возникающего переходного излучения.

Процессы перезарядки являются „быстрыми“, и характерное время обмена зарядом ускоренного многозарядного иона со средой, а также

время установления его равновесного заряда порядка  $\tau_c \sim (\sigma v n_e)^{-1}$ , где  $\sigma$  — сечение перезарядки,  $v$  — скорость иона,  $n_e$  — концентрация электронов мишени. Если рассматривать электромагнитное излучение с длиной формирования  $l_{coh}$ , намного превышающей характерный пространственный масштаб обмена зарядом  $l_{eq} \sim v\tau_c$ , то процессы подхвата и потери электрона ионом можно считать „мгновенными“. Воспользовавшись феноменологическими формулами Линдхарда для сечений перезарядки [6], а также учитывая, что длина формирования излучения  $l_{coh} \approx v/(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})$ , где  $\omega$ ,  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор излучаемой электромагнитной волны соответственно, нетрудно увидеть, что для широкого диапазона скоростей ионов и длин волн излучения, вплоть до вакуумного ультрафиолета, условие  $l_{coh} \gg l_{eq}$  не нарушается<sup>1</sup>. Более того, при высоких энергиях ионов зона формирования излучения  $l_{coh}$  увеличивается пропорционально квадрату энергии, а характерный пространственный масштаб обмена зарядом  $l_{eq}$  пропорционально первой степени энергии.

Процессы подхвата или потери электрона приводят к тому, что поля в каждой из сред создаются различными ионными токами. Данное обстоятельство не означает нарушения закона сохранения заряда, поскольку полный заряд системы ион + мишень не изменяется. Условие „мгновенности“ подхвата, потери электронов или установления равновесного заряда иона в среде позволит тогда найти соответствующие поля из условия непрерывности нормальной и тангенциальной к поверхности раздела компонент. Задача о нахождении спектрально-угловой плотности переходного излучения иона на границе раздела двух сред в условиях возможного подхвата или потери электронов может быть тогда решена традиционным путем расчета потока вектора Пойнтинга через удаленную поверхность.

Пусть скорость иона направлена перпендикулярно границе раздела двух сред, и направим ось  $z$  параллельно скорости частицы. Обозначим заряд иона до влета в среду через  $Z_1e$ , а установившийся в среде через  $Z_2e$ . Запишем уравнения Максвелла для потенциалов слева (в вакууме) и справа от поверхности раздела в среде с диэлектрической

<sup>1</sup> В широком диапазоне скоростей  $\sigma \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ . Полагая, что  $n_e \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , получим оценку для длины установления равновесного заряда  $l_{eq} \sim (\sigma n_e)^{-1} \sim 10^{-7} \text{ см}$ .

проницаемостью  $\varepsilon$  и магнитной проницаемостью  $\mu = 1$ :

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} Z_1 e v \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad \Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi Z_1 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad (1)$$

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} Z_2 e v \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad \Delta \varphi - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} Z_2 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t). \quad (2)$$

Решения уравнений (1), (2) будем искать, разлагая все величины в интегралы Фурье.

В соответствии с уравнениями (1), (2) напряженности электрических полей в первой (слева, т.е. в вакууме) и второй (справа) средах запишутся в следующем виде:

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{k}, \omega) = \frac{iZ_1 e}{2\pi^2} \left[ \frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \mathbf{k} \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{k}v)}{\mathbf{k} - \omega^2/c^2} + \mathbf{E}'_1(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2), \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{k}, \omega) = \frac{iZ_2 e}{2\pi^2} \left[ \frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \frac{\mathbf{k}}{\varepsilon} \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{k}v)}{\mathbf{k} - \varepsilon \omega^2/c^2} + \mathbf{E}'_2(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k}^2 - \varepsilon \omega^2/c^2), \quad (4)$$

где  $\mathbf{E}'_1(\mathbf{k}, \omega)$  и  $\mathbf{E}'_2(\mathbf{k}, \omega)$  — фурье-компоненты амплитуд свободных полей в первой  $\mathbf{E}'_1(\mathbf{r}, t)$  и второй  $\mathbf{E}'_2(\mathbf{r}, t)$  средах соответственно, которые найдем из условия непрерывности тангенциальной и нормальной компонент полей в первой и второй среде на границе раздела. Обозначим через  $\mathbf{q}$  проекцию вектора  $\mathbf{k}$  на поверхность раздела. В рассматриваемом случае нормального падения иона на поверхность раздела тангенциальные составляющие полей излучения удовлетворяют равенству  $\mathbf{q}E'_{1,2t} = qE'_{1,2t}$ , и возникающее излучение будет поляризовано в плоскости, содержащей вектор  $\mathbf{k}$  и ось  $z$ . Далее, опуская промежуточные выкладки, которые во многом аналогичны расчетам, приведенным в [7], приведем решение системы уравнений для нормальных компонент свободных полей в первой и второй средах:

$$E'_{1n} = \frac{ie q^2}{\pi^2 v} \frac{\chi_1}{\varepsilon \chi_1 + \chi_2} \times \left[ \frac{Z_1(\varepsilon - \chi_2 v/\omega)}{q^2 + \omega^2/v^2 - \omega^2/c^2} + \frac{Z_2(-1 + \chi_2 v/\omega)}{q^2 + \omega^2/v^2 - \varepsilon \omega^2/c^2} \right], \quad (5)$$

$$E'_{2n} = \frac{ie q^2}{\pi^2 v} \frac{\chi_2}{\varepsilon \chi_1 + \chi_2} \left[ \frac{Z_1(1 + \chi_1 v/\omega)}{q^2 + \omega^2/v^2 - \omega^2/c^2} - \frac{Z_2(1/\varepsilon + \chi_1 v/\omega)}{q^2 + \omega^2/v^2 - \varepsilon \omega^2/c^2} \right], \quad (6)$$

где введены следующие обозначения:  $\chi_1 = \sqrt{\omega^2/c^2 - q^2}$  и  $\chi_2 = \sqrt{\varepsilon \omega^2/c^2 - q^2}$ .

Угловое и частотное распределение переходного излучения слева от поверхности раздела (излучение „назад“) и справа (излучение „вперед“) определим из соотношений (см., например, [7]):

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega'} = \frac{\pi^2 c}{\sin^2 \vartheta'} |E'_{1n}|^2, \quad \frac{d^2 W_2}{d\omega d\Omega} = \frac{\pi^2 c \sqrt{\varepsilon}}{\sin^2 \vartheta} |E'_{2n}|^2, \quad (7)$$

где  $\vartheta$  — угол между векторами  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{k}$ , а  $\vartheta'$  — угол между векторами  $-\mathbf{v}$  и  $\mathbf{k}$ .

Из соотношений (5), (6) и (7) получим угловое и частотное распределение переходного излучения слева от поверхности раздела (излучение „назад“) и справа (излучение „вперед“):

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega'} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta' \cos^2 \vartheta'}{\pi^2 c} \left| \frac{\beta}{\varepsilon \cos \vartheta' + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}} F_1(\vartheta') \right|^2, \quad (8)$$

$$F_1(\vartheta') = \frac{Z_1(\varepsilon - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'})}{1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta'} - \frac{Z_2}{1 + \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'}}, \quad (9)$$

$$\frac{d^2 W_2}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \varepsilon^{5/2} \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{\pi^2 c} \left| \frac{\beta}{\cos \vartheta + \varepsilon^{1/2} \sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta}} F_2(\vartheta) \right|^2, \quad (10)$$

$$F_2(\vartheta) = \frac{Z_1}{1 - \beta \sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta}} - \frac{Z_2(1 + \beta \varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta})}{\varepsilon(1 - \beta^2 \varepsilon \cos^2 \vartheta)}, \quad (11)$$

где  $\beta = v/c$ .

Если положить  $Z_1 = Z_2$ , то формулы (8), (10) переходят в известные выражения, полученные Гинзбургом и Франком [1]. При условии  $Z_1 = 1$ ,  $Z_2 = 0$  и  $\varepsilon \rightarrow \infty$  из формулы (8) получаем известную формулу спектрально-угловой плотности излучения переходного излучения „назад“ при влете заряженной частицы из вакуума в идеальный проводник:

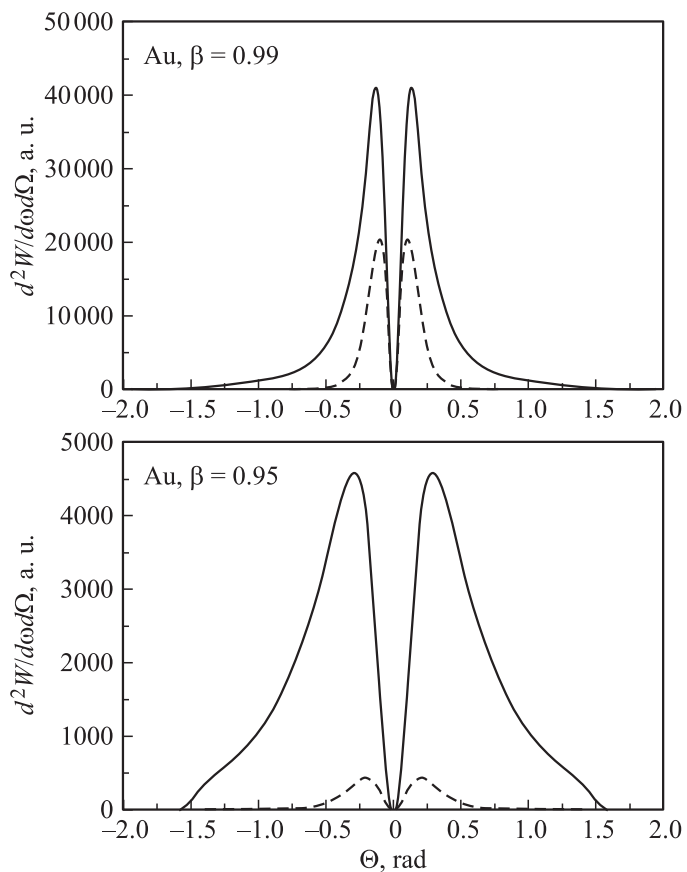
$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega'} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta'}{\pi^2 c} \frac{\beta^2}{(1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta')^2}. \quad (12)$$

Если же положить, что  $\varepsilon \rightarrow 1$  и учесть в (8), что  $\vartheta' = \pi - \vartheta$ , то из формулы (8) при  $Z_1 = 1, Z_2 = 0$  и из (10) при  $Z_1 = 0, Z_2 = 1$  получим известное выражение для спектрально-угловой плотности излучения мгновенно остановившегося или стартующего заряда:

$$\frac{d^2W_{1,2}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta}{4\pi^2 c} \frac{\beta^2}{(1 - \beta \cos \vartheta)^2}. \quad (13)$$

Как и следовало ожидать, при выполнении условия возникновения излучения Вавилова–Черенкова в прозрачной среде, а именно когда  $\text{Im}(\varepsilon) = 0$  и  $\cos \vartheta = 1/\beta\sqrt{\varepsilon}$ , спектрально-угловая плотность излучения „вперед“ (10) обращается в бесконечность. Данное обстоятельство объясняется тем, что в прозрачной среде излучение Вавилова–Черенкова когерентно суммируется со всей бесконечной траектории. Для получения правильного выражения в прозрачной среде необходимо вычислять выход излучения, отнесенный к единице длины траектории заряженной частицы. Однако в реальной ситуации всегда есть сколь угодно малое поглощение, приводящее к конечному значению длины траектории, на которой происходит когерентное сложение амплитуд излучения Вавилова–Черенкова. Следует также отметить, что спектрально-угловая плотность излучения „вперед“ во второй среде (10) в обоих случаях подхвата или потери электрона при  $\varepsilon > 1$  содержит волны, испытывающие полное „внутреннее отражение“ от границы раздела. Как и следовало ожидать, это происходит при углах излучения, удовлетворяющих условию  $\sin \vartheta > 1/\sqrt{\varepsilon}$ , т.е. когда  $\sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta}$  в формулах (10) и (11) принимает мнимое значение. Аналогичное влияние эффекта полного „внешнего отражения“ при  $\varepsilon < 1$  на излучение „назад“ описывается формулами (8) и (9), когда  $\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}$  принимает мнимое значение.

Для зависящего от скорости иона значения равновесного заряда  $Z_2$  в среде существуют различные эмпирические формулы [8]. При расчетах спектрально-угловой плотности переходного излучения будем использовать эмпирическую формулу Бетца [9], достаточно хорошо аппроксимирующую экспериментальные данные, а именно  $Z_2/Z_1 = 1 - C \exp(-v/v_B Z_1^\gamma)$ , где  $v_B$  — боровская скорость, а эмпирические константы  $C$  и  $\gamma$  соответственно равны  $C = 1.1, \gamma = 0.064$ . В качестве примера на рисунке показаны результаты расчетов углового распределения переходного излучения (в единицах  $e^2/\pi^2 c$ ) ускоренных



Угловое распределение переходного излучения ускоренных ионов золота справа от поверхности раздела (излучение „вперед“) в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета. Пунктир — расчет по формулам Гинзбурга–Франка.

ионов золота  $Z_1 = 79$  справа от поверхности раздела (излучение „вперед“) в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета  $\omega = 5\omega_p$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота в среде. Диэлектрическая проницаемость принята действительной и равной  $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2 = 0.96$ . На рисунке также приведены результаты расчетов по формулам Гинзбурга–Франка, когда  $Z_1 = Z_2$ .

Таким образом, в рамках сделанных допущений, можно сделать вывод о том, что процессы перезарядки многозарядных ионов в среде приводят к существенному увеличению выхода переходного излучения. Физически это связано с возникновением дополнительного вклада электронов в выход излучения, которые подхватывает или теряет многозарядный ион в среде. Как видно из анализа формул (8)–(11), этот вклад аналогичен вкладу мгновенно стартующих или останавливающихся зарядов. Причем превышение над результатом без учета перезарядки тем больше, чем меньше скорость иона, что обусловлено большей разницей между начальным зарядом  $Z_1$  и равновесным  $Z_2$  в среде при меньших скоростях.

## Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л., Франк И.М. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 15.
- [2] Ruzicka J., Hrmo F., Krupa L. et al. // Vacuum. 2001. V. 63. P. 591.
- [3] Fiks E.I., Pivovarov Y.L., Bofdanov J.V. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 2012. V. 134. P. 51.
- [4] Malyshevsky V.S. // Phys. Lett. A. 2008. V. 372. P. 2133.
- [5] Мальшевский В.С. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 8. С. 1.
- [6] Bohr N., Lindhard J. // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1954. V. 28. N 7.
- [7] Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН Арм. ССР, 1969. 210 с.
- [8] Оцуки Ё.Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 183 с.
- [9] Betz H. // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 465.