01

Особенности излучения многозарядных ионов вблизи черенковского порога

© В.С. Малышевский

Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону
E-mail: vsmalyshevsky@sfedu.ru

Поступило в Редакцию 18 октября 2013 г.

Рассмотрено влияние процессов однократного подхвата (потери) электрона многозарядными ионами высокой энергии на характеристики электромагнитного излучения вблизи черенковского порога. Возникающее излучение направлено вперед в сильно размытом конусе вблизи черенковского угла и существует в допороговой области скоростей ионов.

В одной из недавних работ [1] экспериментально изучались особенности электромагнитного излучения многозарядных ионов золота в оптически прозрачной среде конечных размеров вблизи черенковского порога. В условиях цитированного эксперимента энергия полностью ионизованных ионов золота варьировалась от 640 до 990 MeV на нуклон. Порог возникновения черенковского излучения в радиаторе SiO_2 (показатель преломления $n = 1.17$, толщина радиатора $L = 7.7$ mm) составлял 863 MeV на нуклон. Авторами было обнаружено направленное вперед излучение в сильно размытом конусе, возникающее в допороговой области скоростей ионов. Ниже показано, что наблюдаемые особенности находят адекватное объяснение, если учесть процессы подхвата электрона ионом в среде.

Процессы перезарядки являются „быстрыми", и характерное время обмена зарядом ускоренного иона со средой порядка $\tau_c \sim \sim 10^{-18}-10^{-17}$ s [2]. Если длина формирования излучения намного превышает характерный пространственный масштаб обмена зарядом $\sim c\tau_c$, то процессы подхвата и потери электрона ионом можно считать мгновенными. Как нетрудно понять, для оптического диапазона излучения такое условие выполняется с большим запасом. Если за время пролета иона через среду ион многократно теряет и подхватывает электроны, то можно говорить о флуктуациях величины заряда. Корреляционные эффекты в черенковском излучении, связанные с такими флуктуациями заряда многозарядных ускоренных ионов не очень высоких энергий в среде, впервые рассматривались в [3]. Для высоких энергий ионов в тонких мишенях можно говорить не о флуктуациях заряда, а об однократных процессах потери или подхвата электрона ионом за время пролета через мишень. Следует ожидать, что и однократные процессы перезарядки в тонких мишенях также приведут к некоторым особенностям и дадут вклад в излучение в допороговой области скоростей.

Если для оценки сечения подхвата электрона ионом воспользоваться формулой Бора и Линдхарда [4], то нетрудно убедиться, что вероятность подхвата электрона полностью ионизованным ионом золота за время пролета через радиатор в условиях цитированного эксперимента приближается к единице. По этой причине следует ожидать, что влияние процесса подхвата электрона ионом скажется на спектрально-угловых характерстиках излучения.

Представим заряд иона как функцию времени $Z(t)e$, где $Z(t)$ — случайная переменная, пробегающая ряд дискретных значений от нуля до зарядового числа иона. Тогда плотности тока и заряда заряженной частицы с зависящим от времени зарядом, движущейся по траектории $r(t)$ со скоростью $v(t)$, запишем, следуя [5], в виде:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r},t) = eZ(t)\mathbf{v}(t)\delta\big(\mathbf{r}-\mathbf{r}(t)\big), \tag{1}$$

$$\rho(\mathbf{r},t) = eZ(t)\delta\big[\mathbf{r}-\mathbf{r}(t)\big] - e\int\limits_{-\infty}^{t} dtZ'(t)\delta\big(\mathbf{r}-\mathbf{r}(t)\big). \tag{2}$$

Как нетрудно убедиться, в такой записи $\mathbf{j}(\mathbf{r},t)$ и $\rho(\mathbf{r},t)$ удовлетворяют, во-первых, уравнению непрерывности, и во-вторых, полный заряд во всем пространстве в любой момент времени остается постоянным и равным нулю. Тогда потери энергии заряженной частицей в среде на излучение поперечных электромагнитных волн в интервале частот

$\omega, \omega + d\omega$ и волновым вектором $\mathbf{k}$ в телесный угол $d\Omega$ в области прозрачности и при отсутствии пространственной дисперсии в приближении линейного отклика можно записать в виде (далее полагаем, что $\hbar = c = 1$):

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega k}{(2\pi)^2} \left| \mathbf{n} \times \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) \right|^2, \quad \mathbf{n} = \mathbf{k}/k, \quad k = \omega\sqrt{\varepsilon'(\omega)}, \tag{3}$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = e \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt Z(t) \mathbf{v}(t) e^{i[\omega t - \mathbf{kr}(t)]}, \tag{4}$$

где $\varepsilon'(\omega)$ — действительная часть диэлектрической проницаемости среды, а магнитная проницаемость положена равной единице.

Для определенности рассмотрим картину излучения, возникающую при подхвате ионом электрона в среде. Обозначим начальное зарядовое число иона как Z_1. Тогда при подхвате электрона в момент времени $t = 0$ зависимость $Z(t)$ можно представить в виде $Z(t) = Z_1 - \vartheta(t)$, где единичная ступенчатая функция определена как $\vartheta(t) = 0$ при $t < 0$ и $\vartheta(t) = 1$ при $t \geqslant 0$, и плотность тока записать в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = eZ_1 \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt \mathbf{v}(t) e^{i[\omega t - \mathbf{kr}(t)]} - e \int\limits_{0}^{\infty} dt \mathbf{v}(t) e^{i[\omega t - \mathbf{kr}(t)]}. \tag{5}$$

Если пренебречь торможением и многократным рассеянием иона в среде, т. е. считать движение иона равномерным и прямолинейным со скоростью v, то из (5) получим:

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi e Z_1 \mathbf{v} \delta(\omega - \mathbf{kv}) - \pi e \mathbf{v} \delta_+(\omega - \mathbf{kv}). \tag{6}$$

Используя известное соотношение

$$\delta_\pm(\omega - \mathbf{kv}) = \delta(\omega - \mathbf{kv}) \pm \frac{i}{\pi} P\left(\frac{1}{\omega - \mathbf{kv}}\right), \tag{7}$$

где символ P означает, что интеграл от этой величины следует понимать в смысле главного значения, преобразуем (6) к виду

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi e (Z_1 - 1/2) \mathbf{v} \delta(\omega - \mathbf{kv}) - ie\mathbf{v} P\left(\frac{1}{\omega - \mathbf{kv}}\right). \tag{8}$$

Если пороговое условие для возникновения черенковского излучения не выполнено, а именно, скорость иона мала и не удовлетворяет условию $v \geqslant c_p$, где $c_p = 1/\sqrt{\varepsilon'(\omega)}$ — фазовая скорость света в среде, то вклад в излучение даст только второе слагаемое плотности тока (8). После несложных преобразований получим в соответствии с общим выражением (3) спектрально-угловую плотность излучения:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 v^2 \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \sin^2\theta}{(2\pi)^2} \frac{1}{(1 - v\sqrt{\varepsilon'(\omega)}\cos\theta)^2}. \qquad (9)$$

Как и следовало ожидать, выражение (9) совпадает со спектрально-угловой плотностью излучения заряда, который в момент времени $t = 0$ начал внезапно двигаться со скоростью v [6]. Излучение, описываемое распределением (9), направлено вперед в сильно размытом конусе вблизи черенковского угла и возникает в допороговой области скоростей ионов. Как уже указывалось выше, подобная картина углового распределения наблюдалась в экспериментах, описанных в работе [1].

Спектральная плотность излучения после интегрирования (9) по углам будет имет вид

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi\sqrt{\varepsilon'(\omega)}} \left\{ \frac{1}{2v\sqrt{\varepsilon'(\omega)}} \ln \frac{1 + v\sqrt{\varepsilon'(\omega)}}{1 - v\sqrt{\varepsilon'(\omega)}} - 1 \right\}. \qquad (10)$$

Примечательно, что спектрально-угловая плотность излучения (9) и спектральная плотность (10) не зависят от начального заряда иона, его массы и толщины мишени (в рамках сделанных приближений). Это может служить тестом для обнаружения описываемого эффекта допорогового излучения многозарядных ионов высокой энергии в среде. Отметим, что рассматриваемая классическая задача аналогична известной в литературе „задаче Тамма“, которая заключается в исследовании поля заряда, который начал двигаться в некоторый момент времени и закончил в другой момент [7]. При этом наличие равномерно движущегося заряда при допороговом режиме движения значения не имеет, вследствие чего и получаются хорошо известные результаты (9) и (10) для мгновенно стартующего (или останавливающегося) заряда.

Рассмотрим теперь случай, когда порог черенковского излучения выполнен, т.е. $v \geqslant c_p$. Учитывая определение тока (6) и проведя перенормировку расходящейся полной энергии излучения за все время движения на энергию, отнесенную к единице времени (или к единице длины пробега), имеем

$$\frac{1}{L}\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega^2 v e^2 \sqrt{\varepsilon'(\omega)}\sin^2\theta}{2\pi}(Z_1 - 1/2)^2\delta(\omega - \mathbf{kv}). \qquad (11)$$

После интегрирования выражения (1) по углам получим известную формулу для отнесенной к единице пути спектральной плотности черенковского излучения [8], но с измененным значением величины заряда частицы. При подхвате одного электрона за время пролета заряд иона естественным образом заменен на его „эффективное“ значение, равное среднему значению $[Z_1 + (Z_1 - 1)]/2 = Z_1 - 1/2$:

$$\frac{1}{L}\frac{dW}{d\omega} = \omega(Z_1 - 1/2)^2 e^2 (1 - c_p^2/v^2)\vartheta(1 - c_p^2/v^2). \qquad (12)$$

Понятно, что эффект подхвата электрона в условиях выполнения порога черенковского излучения, описываемый выражениями (11) и (12), будет заметен лишь для легких ионов с небольшим значением Z_1. Например, для ионов гелия ($Z_1 = 2$) при однократном подхвате электрона за пролет через мишень интенсивность излучения уменьшится почти в два раза.

Список литературы

[1] *Ruzicka J., Hrmo A., Krupa L.* et al. // Vacuum. 2001. V. 63. P. 591–595.
[2] *Azevedo G., de M., Kaschny J.R.A., Behar M.* et al. // Phys. Res. B. 2000. V. 168. P. 321–328.
[3] *Малышевский В.С.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 7. С. 29–35.
[4] *Bohr N., Lindhard J.* // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1954. V. 28. N 7.
[5] *Аматуни А.Ц., Гарибян Г.М., Элбакян С.С.* // Изв. Академии наук Армянской ССР. 1963. Т. XVI. № 6. С. 101–112.
[6] *Гинзбург В.Л., Цитович В.Н.* // Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984.
[7] *Afanasiev G.N.* // Vavilov–Cherenkov and Synchrotron Radiation. Kluwer Academic Publishers, 2004.
[8] *Франк И.М.* // Излучение Вавилова–Черенкова. Вопросы теории. М.: Наука, 1988.