

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Можно ли измерить электромагнитное излучение внезапно стартующего заряда?

В.С. Малышевский

Анализируется влияние процессов захвата (или потери) электронов многозарядными ионами высокой энергии на характеристики возникающего электромагнитного излучения при прохождении ионов через конденсированные среды. Возникающие особенности излучения обусловлены дополнительным вкладом в выход излучения электронов, которые захватывает или теряет многозарядный ион в среде. Этот вклад аналогичен вкладу мгновенно стартующих или останавливающихся зарядов.

Ключевые слова: многозарядные ионы, излучение Вавилова – Черенкова, переходное излучение

PACS numbers: 03.50.De, 41.60. – m

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.06.038157>

Содержание

1. Введение (1393).
 2. Излучение многозарядных ионов вблизи черенковского порога (1394).
 3. Влияние флуктуаций заряда многозарядных ускоренных ионов (1396).
 4. Переходное излучение многозарядных ионов (1398).
 5. Что и как измерять? (1399).
 6. Заключение (1400).
- Список литературы (1400).

1. Введение

Вопрос об излучении электромагнитных волн при внезапном изменении состояния излучающей системы обсуждается в научной литературе достаточно давно (можно указать, например, один из ранних обзоров на эту тему [1]). Интерес к этим задачам связан прежде всего с их фундаментальным характером, затрагивающим основы классической электродинамики. Особенно ярко это проявляется в интенсивно развиваемой в последнее время концепции "полуголых" зарядов [2, 3], т.е. зарядов, лишённых на некоторое время своего равновесного электромагнитного поля. В рамках этой концепции уже получили изящную трактовку эффект Ландау – Померанчука – Мигдала [4, 5], а также эффект Терновского – Шульги – Фомина [6, 7], недавно экспериментально подтверждённый в [8]. Физическими системами, в которых проявляются такие эффекты, могут быть, например,

системы с внезапно изменяющимся электрическим дипольным моментом, внезапно стартующий или останавливающийся заряд либо системы с быстро меняющимся (флуктуирующим) зарядом. Причём, говоря о переменном заряде, мы, естественно, полагаем, что часть заряда системы выходит из состояния движения и остаётся в среде, но полный заряд всей системы сохраняется постоянным. Примером последних процессов могут служить образование, а затем исчезновение избытка электронов в ядерно-электромагнитном каскаде [9] или потеря и захват электронов ускоренными многозарядными ионами в среде [10, 11]. Изменение параметров таких систем всегда сопровождается излучением электромагнитных волн.

Представление о мгновенном изменении параметров, описывающих излучающий источник, имеет область применимости, которую можно определить следующим образом [1]. Рассмотрим некоторый покоящийся источник малых размеров, причём излучение происходит за счёт изменения некоторого параметра (дипольного момента, заряда, скорости и т.д.). Пусть этот параметр изменяется за некоторый промежуток времени T от заданного начального значения до некоторого конечного значения. В разложении поля излучения на монохроматические волны выберем волну с частотой ω . Если источник излучения покоится и выполняется неравенство $\omega T < 1$, то излучение волны с частотой ω определяется только начальным и конечным значениями параметра и не зависит от времени T , в течение которого этот параметр изменяется. Время перестройки T из формул, определяющих излучение, выпадает, и мы тогда можем считать перестройку мгновенной. Так, например, известное выражение для спектрально-угловой плотности излучения мгновенно остановившегося или стартующего заряда имеет вид (см., например, [12])

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

В.С. Малышевский. Южный федеральный университет, физический факультет, ул. Зорге 5, 344090 Ростов-на-Дону, Российская Федерация
E-mail: vsmalyshevsky@sfnu.ru

Статья поступила 8 февраля 2017 г.,
после доработки 27 мая 2017 г.

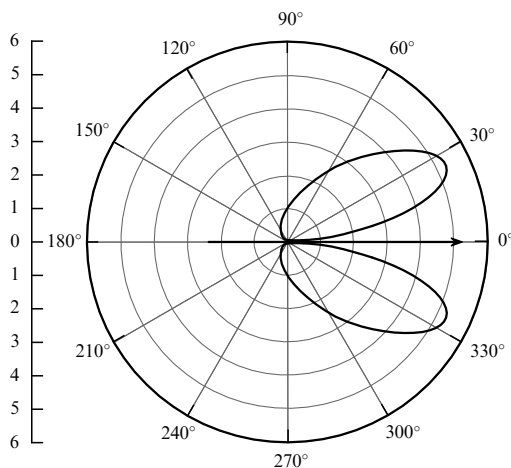


Рис. 1. Угловое распределение излучения внезапно стартующего или останавливающегося заряда в вакууме при $\beta = 0,9$. Стрелкой показано направление движения заряда.

где ϑ — угол между вектором скорости частицы и направлением излучения фотона, $\beta = v/c$ (c — скорость света). Качественный вид углового распределения (1) излучения внезапно стартующего или останавливающегося заряда в вакууме показан на рис. 1.

Казалось бы, наиболее просто экспериментально зафиксировать эффект такого электромагнитного излучения можно было бы в процессах радиоактивного альфа- или бета-распада ядер. Однако, с одной стороны, существенным препятствием здесь является изотропность альфа-распада. С другой стороны, неизотропность бета-распада потребовала бы сильных магнитных полей и низких температур для выстраивания спинов распадающихся ядер (например, для проверки нарушения закона сохранения пространственной чётности в слабых взаимодействиях в эксперименте [13] использовался бета-активный источник ^{60}Co , помещённый в магнитное поле. Для того чтобы тепловое движение не уничтожило поляризацию ядер, образец охлаждался до низкой температуры (порядка 0,01 К)).

Наиболее подходящим объектом для наблюдения описанных выше эффектов могут быть процессы захвата (или потери) электронов ускоренными многозарядными ионами в среде с возникающим дополнительным вкладом в электромагнитное излучение. Действительно, процессы перезарядки являются "быстрыми", и характерное время обмена зарядом ускоренного многозарядного иона со средой порядка $\tau_c \sim (\sigma v n_e)^{-1}$, где σ — сечение перезарядки, v — скорость иона, n_e — концентрация электронов мишени. Если рассматривать электромагнитное излучение с длиной формирования $l_{\text{coh}} \approx v/(\omega - \mathbf{k}v)$, намного превышающей характерный пространственный масштаб обмена зарядом $l_{\text{eq}} \sim v\tau_c$, где ω , \mathbf{k} — частота и волновой вектор излучаемой электромагнитной волны, то процессы захвата и потери электрона ионом можно считать "мгновенными". Оценки показывают, что для широкого диапазона скоростей ионов и длин волн излучения условие $l_{\text{coh}} \gg l_{\text{eq}}$ не нарушается¹. Таким об-

¹ Очевидно, что гипотеза мгновенного изменения параметров системы не позволяет правильно описать жёсткую часть спектра излучения. Применительно к процессам потери электронов релятивистскими ионами в конденсированной среде ограничение на верх-

разом, процесс потери или захвата электронов релятивистскими ионами при влёте в среду можно с уверенностью считать мгновенным.

2. Излучение многозарядных ионов вблизи черенковского порога

Если за время пролёта иона через среду ион многократно теряет и подхватывает электроны, то можно говорить о флуктуациях величины заряда. Корреляционные эффекты в излучении Вавилова–Черенкова, связанные с такими флуктуациями заряда многозарядных ускоренных ионов с не очень высокими энергиями в среде, будут рассмотрены в разделе 3. Для высоких энергий ионов в тонких мишенях можно говорить не о флуктуациях заряда, а об однократных процессах потери или захвата электрона ионом за время пролёта 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.

Представим заряд иона как функцию времени $Z(t)e$, где $Z(t)$ — случайная переменная, пробегаящая ряд дискретных значений от нуля до зарядового числа иона. Тогда плотности тока и заряда заряженной частицы с зависящим от времени зарядом, движущейся по траектории $\mathbf{r}(t)$ со скоростью $\mathbf{v}(t)$, запишем, следуя [9, 10], в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = eZ(t)\mathbf{v}(t)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}(t)), \quad (2)$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = eZ(t)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}(t)) - e \int_{-\infty}^t d\tau Z'(\tau)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}(\tau)). \quad (3)$$

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 всём пространстве в любой момент времени остаётся постоянным и равным нулю. Полагая, что магнитная проницаемость среды $\mu = 1$, запишем уравнения Максвелла для потенциалов электромагнитного поля в среде, создаваемого токами и зарядами (2), (3):

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

Решения уравнений (4) будем искать, представив все величины в виде интегралов Фурье:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \int \mathbf{A}(\mathbf{k}, \omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t) d\mathbf{k} d\omega, \quad (5)$$

нее значение энергии излучённых квантов, при которой становится неприменима гипотеза "мгновенности", можно оценить исходя из следующих соображений. При излучении строго вперёд длина формирования излучения в релятивистском пределе определяется соотношением $l_{\text{coh}} \approx 2c\gamma^2/\omega$, где $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор релятивистского иона. С другой стороны, сечение потери электрона быстрым ионом можно оценить, согласно [15], как $\sigma \approx \pi a_0^2 (Z_2^{2/3}/Z_1)(v_0/v)$, где a_0 , v_0 — боровские радиус и скорость, Z_1 , Z_2 — зарядовые числа иона и мишени соответственно. Подставив характерные значения величин в приведённые соотношения, можно получить оценку для максимальной энергии квантов $\hbar\omega < 10^2\gamma^2$ эВ. Таким образом, например, при $\gamma \approx 10$ приближение "мгновенности" справедливо для энергии излучённых фотонов вплоть до 10 кэВ.

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{4\pi}{c} \frac{\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)}{k^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega)/c^2}, \\ \varphi(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{4\pi}{\varepsilon(\omega)} \frac{\rho(\mathbf{k}, \omega)}{k^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega)/c^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

причём $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$, где $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ — действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости среды соответственно. Тогда фурье-компоненты напряжённости электрического поля выразятся как

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{i\omega}{c} \mathbf{A}(\mathbf{k}, \omega) - i\mathbf{k}\varphi(\mathbf{k}, \omega). \quad (7)$$

Поперечную компоненту напряжённости электрического поля (7) относительно волнового вектора $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$ при отсутствии пространственной дисперсии можно представить в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) &= \int \mathbf{E}_\perp(\mathbf{k}, \omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t) d\mathbf{k} d\omega = \\ &= \frac{4\pi i}{c^2} \int \omega \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) \times \mathbf{n})}{k^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega)/c^2} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t) d\mathbf{k} d\omega. \end{aligned} \quad (8)$$

Тогда потери энергии заряженной частицей на излучение поперечных электромагнитных волн за всё время движения в среде будут иметь в вид

$$W = - \int \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} dt. \quad (9)$$

Соотношение, аналогичное (9), но с продольной относительно волнового вектора $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$ компонентой напряжённости электрического поля опишет потери энергии частицей на возбуждение в среде продольных плазменных колебаний. Анализ этих эффектов выходит за рамки поставленных в настоящей статье задач и далее проводиться не будет.

В формуле (8) примем во внимание соотношение, справедливое при малой мнимой части диэлектрической проницаемости²:

$$\lim_{\varepsilon'' \rightarrow 0} \frac{i}{k^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega)/c^2} = -\pi \delta\left(k^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon'(\omega)}{c^2}\right). \quad (10)$$

Тогда после интегрирования по модулю вектора \mathbf{k} для энергии излучения в интервале частот $\omega, \omega + d\omega$ в телесный угол $d\Omega$ в области прозрачности (т.е. $\varepsilon''(\omega) \rightarrow 0$) окончательно получим

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega k}{(2\pi c)^2} |\mathbf{n} \times \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)|^2, \quad k = \frac{\omega \sqrt{\varepsilon'(\omega)}}{c}. \quad (11)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = e \int_{-\infty}^{\infty} dt Z(t) \mathbf{v}(t) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)). \quad (12)$$

Для определённости рассмотрим картину излучения, возникающую при захвате ионом электрона в среде. Обозначим начальное зарядовое число иона как Z_1 . Тогда при захвате 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 $t \geq 0$, и плотность тока записать в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) &= eZ_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt \mathbf{v}(t) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)) - \\ &- e \int_0^{\infty} dt \mathbf{v}(t) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)). \end{aligned} \quad (13)$$

Если пренебречь торможением и многократным рассеянием иона в среде, т.е. считать движение иона равномерным и прямолинейным со скоростью v , то из (13) получим

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi e Z_1 v \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) - \pi e v \delta_+(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}). \quad (14)$$

Используя известное соотношение

$$\delta_\pm(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) = \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) \pm \frac{i}{\pi} P\left(\frac{1}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}}\right), \quad (15)$$

где символ P означает, что интеграл от этой величины следует понимать в смысле главного значения, приведём (14) к виду

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi e \left(Z_1 - \frac{1}{2}\right) v \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) - i e v P\left(\frac{1}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}}\right). \quad (16)$$

Если пороговое условие для возникновения излучения Вавилова – Черенкова не выполнено, а именно, скорость иона является малой и не удовлетворяет условию $v \geq c_p$, где $c_p = c/\sqrt{\varepsilon'(\omega)}$ — фазовая скорость света в среде, то вклад в излучение даст только второе слагаемое плотности тока (16). После несложных преобразований получим в соответствии с общим выражением (11) спектрально-угловую плотность излучения:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \sin^2 \theta}{4\pi^2 c} \frac{\beta^2}{(1 - \beta \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \cos \theta)^2}. \quad (17)$$

Как и следовало ожидать, выражение (17) совпадает со спектрально-угловой плотностью излучения заряда, который в момент $t = 0$ начал внезапно двигаться со скоростью v (ср. с формулой (1) при $\varepsilon' = 1$). Излучение, описываемое распределением (17), направлено вперёд в сильно размытом конусе вблизи черенковского угла и возникает в допороговой области скоростей ионов.

Подобная картина углового распределения наблюдалась в экспериментах, описанных в работе [14], где экспериментально изучались особенности электромагнитного излучения многозарядных ионов золота в оптическом диапазоне частот ($\lambda = 500$ нм) в прозрачной среде вблизи черенковского порога. В условиях эксперимента [14] энергия полностью ионизованных ионов золота варьировалась от 640 до 990 МэВ на нуклон. Порог возникновения излучения Вавилова – Черенкова в радиаторе SiO₂ (показатель преломления $n = 1,17$, толщина радиатора $L = 7,7$ мм) составлял 863 МэВ на нуклон. Авторами [14], в частности, было обнаружено направленное вперёд излучение в сильно размытом конусе, возникающее в допороговой области скоростей ионов при энергии 641 МэВ на нуклон. Соответствующее угловое распределение иллюстрируется фотографией на

² Действительно, если полагать, что мнимая часть диэлектрической проницаемости бесконечно мала, и ввести обозначения $k^2 - \omega^2 \varepsilon'(\omega)/c^2 = x$, $i\omega^2 \varepsilon''(\omega)/c^2 = i/\alpha$ ($\alpha \rightarrow \infty$), то можно записать $i/(k^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega)/c^2) = -\alpha/(x^2 \alpha^2 + 1) + i\alpha^2 x/(x^2 \alpha^2 + 1)$. Первое слагаемое при $\alpha \rightarrow \infty$ аппроксимирует дельта-функцию, а именно, $\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \alpha/(x^2 \alpha^2 + 1) = \pi \delta(x)$, а второе слагаемое при $k = \omega \sqrt{\varepsilon'(\omega)}/c$ равно нулю.

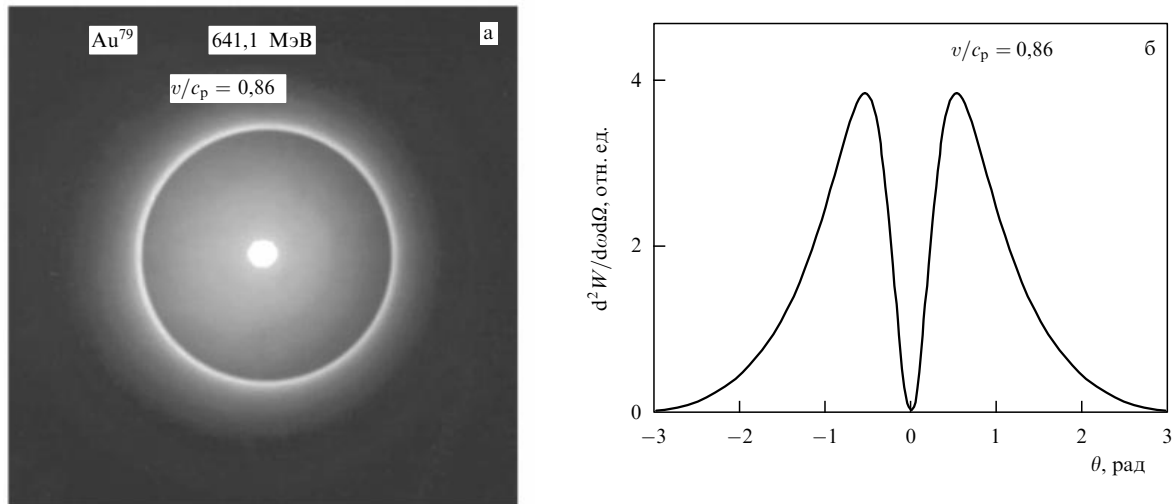


Рис. 2. (а) Угловое распределение излучения ионов золота с энергией ниже порога черенковского излучения в аэрогеле SiO₂, измеренное в [14]. (б) Угловое распределение излучения, рассчитанное по формуле (17). Интенсивность излучения достигает максимума при угле излучения "вперед" примерно 29°.

рис. 2а (центральное светлое пятно — след от пучка ионов, а яркое светлое кольцо — это излучение Вавилова–Черенкова ионов под углом примерно 27° в фокусирующей линзе с показателем преломления $n = 1,52$). Аналогичные особенности в угловом распределении излучения при допороговых скоростях возникают, если учесть процессы захвата электрона ионом в среде. Действительно, если для оценки сечения захвата электрона ионом воспользоваться формулой Бора и Линдхарда [15], то нетрудно убедиться в том, что вероятность захвата электрона полностью ионизованным ионом золота за время пролёта через радиатор в условиях эксперимента [14] приближается к единице. По этой причине следует ожидать, что влияние процесса захвата электрона ионом скажется на спектрально-угловых характеристиках излучения так, как это описано выше. Поскольку формула (17) справедлива в области прозрачности, её можно использовать для анализа спектрально-углового распределения в оптическом диапазоне. Угловое распределение излучения, рассчитанное по формуле (17), показано на рис. 2б.

Спектральная плотность излучения после интегрирования (17) по углам примет вид

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c \sqrt{\epsilon'(\omega)}} \left(\frac{1}{2\beta \sqrt{\epsilon'(\omega)}} \ln \frac{1 + \beta \sqrt{\epsilon'(\omega)}}{1 - \beta \sqrt{\epsilon'(\omega)}} - 1 \right). \quad (18)$$

Примечательно, что спектрально-угловая плотность излучения (17) и спектральная плотность (18) 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", заключающейся в исследовании поля черенковского заряда, который начал двигаться в некоторый момент времени и закончил в другой момент [16]. При этом наличие равномерно движущегося заряда при допороговом режиме движения значения не имеет, вследствие чего и получаются хорошо известные

результаты (17) и (18) для мгновенно стартующего (или останавливающегося) заряда.

Рассмотрим теперь случай, когда условие порога излучения Вавилова–Черенкова выполнено, т.е. $v \geq c_p$. Учитывая выражение для тока (14) и проведя перенормировку полной энергии излучения за всё время движения на энергию, отнесённую к единице времени (или к единице длины пробега), находим

$$\frac{1}{L} \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega^2 \beta e^2 \sqrt{\epsilon'(\omega)} \sin^2 \theta}{2\pi c^2} \left(Z_1 - \frac{1}{2} \right)^2 \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}). \quad (19)$$

После интегрирования выражения (19) по углам получим известную формулу для отнесённой к единице пути спектральной плотности излучения Вавилова–Черенкова [17], но с изменённым значением заряда частицы. При захвате одного электрона за время пролёта заряд иона естественным образом заменяется его "эффективной" величиной, равной среднему значению $[Z_1 + (Z_1 - 1)]/2 = Z_1 - 1/2$:

$$\frac{1}{L} \frac{dW}{d\omega} = \frac{\omega}{c^2} \left(Z_1 - \frac{1}{2} \right)^2 e^2 \left(1 - \frac{c_p^2}{v^2} \right) \vartheta \left(1 - \frac{c_p^2}{v^2} \right). \quad (20)$$

Понятно, что эффект захвата электрона в условиях порога излучения Вавилова–Черенкова, описываемый выражениями (19) и (20), будет заметен лишь для лёгких ионов с небольшим Z_1 . Например, для ионов гелия ($Z_1 = 2$) при однократном захвате электрона за пролёт через мишень интенсивность излучения уменьшится почти в два раза.

3. Влияние флуктуаций заряда многозарядных ускоренных ионов

При проникновении ускоренного иона в мишень его зарядовое состояние быстро изменяется вследствие обмена электронами между ионом и средой. Это приводит к тому, что достаточно быстро устанавливается некоторый, зависящий от скорости иона, равновесный

заряд. Если представить заряд иона как функцию времени $Z(t)e$, где $Z(t)$ — случайная переменная, пробегающая ряд дискретных значений от нуля до зарядового числа иона, то равновесный заряд равен среднему значению по равновесному распределению зарядовых состояний $Z_{\text{eq}}e = \langle Z(t) \rangle e$. Само равновесное распределение может быть найдено из соответствующих уравнений, описывающих стохастический процесс перезарядки с заданными переходными вероятностями.

Поскольку процессы перезарядки являются "быстрыми", характерное время обмена зарядом ускоренного иона со средой может быть сравнимым с периодом продольных и поперечных колебаний, возбуждаемых частицей в среде. Усреднение поглощаемой средой энергии по равновесному распределению зарядовых состояний в приближении линейного отклика приведёт в этом случае к корреляционным эффектам в тормозной способности иона и генерируемом электромагнитном (тормозном, переходном и черенковском) излучении. В частности, влияние таких эффектов на поляризационные потери энергии ионов в среде рассматривалось в работах [18, 19].

Влияние многократной перезарядки на эффект излучения Вавилова – Черенкова можно качественно описать на основе принципа Гюйгенса, обычно используемого для его интерпретации. А именно, компонента поля с частотой ω движущейся в среде частицы может быть представлена как суперпозиция полей осцилляторов с той же частотой, расположенных вдоль траектории частицы. Пусть на некотором участке пути скачком меняется величина заряда частицы. Это приведёт к изменению энергии её взаимодействия со средой и амплитуд полей осцилляторов. В результате интерференция полей осцилляторов на длине когерентности с участков траектории, соответствующих разным зарядовым состояниям, не погасит полностью результирующее поле вне черенковского конуса излучения. Если заряд изменяется случайным образом, то это приведёт к размытию фронта волн излучения и трансформации спектрально-угловой плотности.

Заметим, что к аналогичным эффектам приводит и другой стохастический процесс — многократное рассеяние [20], хотя причина его несколько иная, а именно нарушение когерентности волн осцилляторов, вызванное изменением их фаз при рассеянии частицы на отдельных атомах среды. Рассмотренные ниже эффекты флуктуации заряда в черенковском излучении будут преобладать над многократным рассеянием, если среднеквадратичный угол многократного рассеяния ионов на всём эффективном пути иона в среде (толщине мишени или длине поглощения фотонов) меньше среднеквадратичного углового разброса корреляционного вклада в излучение.

В соответствии со сделанными выше замечаниями в выражении для спектрально-угловой плотности излучения (1) необходимо провести усреднение по равновесному распределению зарядовых состояний частицы. В результате при равномерном и прямолинейном движении частицы в среде со скоростью \mathbf{v} получим:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega^2 \beta^2 e^2 \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \sin^2 \theta}{4\pi^2 c} A(\omega - \mathbf{kv}), \quad (21)$$

$$A(\omega - \mathbf{kv}) = \int dt dt' \langle Z(t) Z(t') \rangle \exp [i(\omega - \mathbf{kv})(t - t')].$$

Существенным обстоятельством, отличающим формулу (21) от результата (11), (12), является наличие в интегралах по времени автокорреляционной функции $\langle Z(t) Z(t') \rangle$. Если пренебречь корреляционными эффектами, то автокорреляционную функцию $\langle Z(t) Z(t') \rangle$ необходимо заменить постоянным значением Z_{eq}^2 , равным квадрату равновесного заряда частицы. Электромагнитное излучение при этом возникает на частоте ω , при которой скорость движения частицы больше фазовой скорости волны в среде $c_p = c/\sqrt{\varepsilon'(\omega)}$, и направлено под характерным углом θ_0 , определяемым из известного соотношения $\cos \theta_0 - c_p/v = 0$. После интегрирования (21) по углам спектральная плотность излучения, отнесённая к единице пути, будет описываться формулой Тамма – Франка:

$$\frac{d^2W^{\text{TF}}}{d\omega dl} = \frac{\omega}{c^2} Z_{\text{eq}}^2 e^2 \left(1 - \frac{c_p^2}{v^2}\right) \vartheta \left(1 - \frac{c_p^2}{v^2}\right). \quad (22)$$

Наличие автокорреляционной функции $\langle Z(t) Z(t') \rangle$ в (21) приводит к размытию порогового условия и к модификации спектральной плотности излучения (22). Автокорреляционную функцию $\langle Z(t) Z(t') \rangle$ удобно представить в виде

$$\langle Z(t) Z(t') \rangle = Z_{\text{eq}}^2 + \langle \xi(t) \xi(t') \rangle, \quad (23)$$

где $\xi(t) = Z(t) - Z_{\text{eq}}$. Для стационарного стохастического процесса, которым и является процесс перезарядки иона в среде, последнее слагаемое в (23) представляет собой чётную функцию аргумента $t - t'$. Для качественного анализа эффекта используем следующую аппроксимацию (см., например, [21]):

$$\langle \xi(t) \xi(t') \rangle = A^2 \exp(-\Gamma|t - t'|), \quad (24)$$

где A^2 — дисперсия случайной величины заряда $Z(t)$, A^2/Z_{eq}^2 — среднеквадратичное отклонение заряда от его равновесного значения, $1/\Gamma$ — характерное время перезарядки, которое можно оценить из соотношения $\Gamma \approx n(\sigma_c + \sigma_l)v$, где σ_c и σ_l — сечения захвата и потери электрона соответственно, n — концентрация атомов среды.

Отнесённая к единице пути спектрально-угловая плотность излучения (21) с учётом (23), (24) примет вид

$$\frac{d^3W}{d\omega d\Omega dl} = \frac{d^3W^{\text{TF}}}{d\omega d\Omega dl} + \frac{A^2 e^2 \omega \sin^2 \theta}{2\pi^2 c^2} \frac{xy}{x^2 y^2 + (y - \cos \theta)^2}, \quad (25)$$

где введены обозначения $x = \Gamma/\omega$ и $y = c_p/v$. Проведя интегрирование в (25) по углам, получим для спектральной плотности следующее выражение:

$$\frac{d^2W}{d\omega dl} = \frac{d^2W^{\text{TF}}}{d\omega dl} + \frac{d^2W^{\text{cor}}}{d\omega dl}, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2W^{\text{cor}}}{d\omega dl} = & \frac{A^2 e^2 \omega}{\pi c^2} \times \\ & \times \left[(x^2 y^2 - y^2 + 1) \left(\arctan \frac{1-y}{xy} + \arctan \frac{1+y}{xy} \right) \right] - \\ & - \frac{A^2 e^2 \omega}{\pi c^2} xy \left(2 + y \ln \left| \frac{x^2 y^2 + (1-y)^2}{x^2 y^2 + (1+y)^2} \right| \right). \quad (27) \end{aligned}$$

Вторые слагаемые в правых частях (25) и (26) описывают вклад корреляционных эффектов перезарядки в спектрально-угловую и спектральную плотность излучения Вавилова – Черенкова соответственно. Как видно, в отличие от (22), они дают ненулевой вклад в выход излучения и при невыполнении порогового условия, т.е. при $y \geq 1$. Возникающее дополнительное излучение обусловлено флуктуациями заряда иона при захвате или потере им электронов в среде.

Если выполнено пороговое условие $y < 1$, но характерное время обмена зарядом $1/\Gamma$ намного больше периода электромагнитной волны (или, что то же самое, длина свободного пробега $1/(n\sigma)$ намного больше длины когерентности), т.е. $x \ll 1$, то, как нетрудно увидеть из (26),

$$\frac{d^2 W}{d\omega dl} \approx \frac{d^2 W^{TF}}{d\omega dl} \left(1 + \frac{A^2}{Z_{\text{eq}}^2} \right), \quad (28)$$

т.е. влияние корреляционных эффектов перезарядки в этом случае сводится к замене равновесного заряда Z_{eq} в формуле Тамма – Франка (22) некоторым эффективным зарядом Z_{eff} , в соответствии с (28) $Z_{\text{eff}} = Z_{\text{eq}} (1 + A^2/Z_{\text{eq}}^2)^{1/2}$. Если же пороговое условие не выполнено, т.е. $y \geq 1$, а характерное время обмена зарядом $1/\Gamma$ по-прежнему намного больше периода электромагнитной волны, то корреляционный вклад в спектральную плотность (26) стремится к нулю и справедлива формула (22). И наконец, если характерное время обмена зарядом $1/\Gamma$ намного меньше периода электромагнитной волны, т.е. $x \gg 1$, то при любых значениях y корреляционный вклад в спектральную плотность (26) также стремится к нулю. При невыполнении порогового условия излучения Вавилова – Черенкова, т.е. при $y \geq 1$, спектральная плотность излучения (26) определяется только корреляционным вкладом (27), который на заданной частоте ω имеет максимум при значении параметра $\Gamma \approx \omega$ [22].

4. Переходное излучение многозарядных ионов

Процессы захвата или потери электрона ионом при пересечении границы раздела двух сред приводят к тому, что поля в каждой из сред создаются различными ионными токами. Условие "мгновенности" захвата или потери электронов ионом в среде позволит тогда найти соответствующие поля из условия непрерывности нормальной и тангенциальной к поверхности раздела компонент.

Пусть скорость иона направлена перпендикулярно границе раздела двух сред, а ось z параллельна скорости частицы. Обозначим заряд иона до влёта в среду через $Z_1 e$, а установившийся в среде — через $Z_2 e$. Полагая магнитную проницаемость среды $\mu = 1$, запишем уравнения Максвелла для потенциалов слева (в вакууме):

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c} Z_1 e v \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \\ \Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= -4\pi Z_1 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t). \end{aligned} \quad (29)$$

При записи уравнений Максвелла во второй среде будем полагать, что, во-первых, поля создаются током заряда Z_2 , движущимся с такой же скоростью, как в

первой среде, а во-вторых, приобретённый из-за потери электронов ионом заряд $Z_1 - Z_2$ (или образовавшийся в среде заряд "дырки" вследствие процессов захвата электронов) создаёт в среде некоторую плотность заряда, быстро останавливающуюся вблизи границы раздела. Тогда для среды с диэлектрической проницаемостью ε , находящейся справа от поверхности раздела,

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} Z_2 e v \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad (30)$$

$$\Delta \varphi - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} Z_2 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t) - \frac{4\pi}{\varepsilon} (Z_1 - Z_2) e \delta(\mathbf{r}). \quad (31)$$

Заметим, что, в соответствии с предыдущим замечанием, в правой части уравнения (31) добавлено содержащее разность зарядов слагаемое, которое обеспечивает сохранение заряда. Решения уравнений (29)–(31) будем искать, представляя все величины в виде интегралов Фурье. Тогда фурье-компоненты напряжённостей электрических полей в первой (слева, т.е. в вакууме) и второй (справа) средах будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{iZ_1 e}{2\pi^2} \left(\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \mathbf{k} \right) \frac{\delta(\omega - \mathbf{k}v)}{\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2} + \\ &+ \mathbf{E}'_1(\mathbf{k}, \omega) \delta\left(\mathbf{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right), \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{iZ_2 e}{2\pi^2} \left(\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \frac{\mathbf{k}}{\varepsilon} \right) \frac{\delta(\omega - \mathbf{k}v)}{\mathbf{k}^2 - \varepsilon \omega^2/c^2} - \\ &- \frac{i(Z_1 - Z_2) e}{2\pi^2 \varepsilon} \frac{\mathbf{k}}{\mathbf{k}^2} \delta(\omega) + \mathbf{E}'_2(\mathbf{k}, \omega) \delta\left(\mathbf{k}^2 - \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2}\right), \end{aligned} \quad (33)$$

где $\mathbf{E}'_1(\mathbf{k}, \omega)$ и $\mathbf{E}'_2(\mathbf{k}, \omega)$ — фурье-компоненты амплитуд свободных полей в первой и второй средах соответственно, которые найдём из условия непрерывности тангенциальной и нормальной компонент полей на границе раздела этих сред. При этом необходимо учесть, что, во-первых, $\text{div} \mathbf{E}'_1(\mathbf{r}, t) = \text{div} \mathbf{E}'_2(\mathbf{r}, t) = 0$ и, во-вторых, волна в первой среде распространяется против скорости иона, а во второй — вдоль неё. 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 $\mathbf{q} \mathbf{E}'_{1,2t} = q \mathbf{E}'_{1,2t}$ и возникающее излучение будет поляризовано в плоскости, содержащей вектор \mathbf{k} и ось z . Кроме того, справедливы скалярные соотношения, связывающие нормальные и тангенциальные фурье-компоненты полей,

$$E'_{1t} = \frac{\chi_1 E'_{1n}}{q}, \quad E'_{2t} = -\frac{\chi_2 E'_{2n}}{q},$$

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

Опуская промежуточные выкладки, приведём решение системы уравнений для нормальных компонент свободных полей в первой и второй средах (подробности см. в [11]):

$$\begin{aligned} E'_{1n} &= \frac{ie}{\pi^2} \frac{q^2}{v} \frac{\chi_1}{\varepsilon \chi_1 + \chi_2} \times \\ &\times \left[\frac{Z_1 (\varepsilon - \chi_2 v/\omega)}{q^2 + \omega^2/v^2 - \omega^2/c^2} + \frac{Z_2 (-1 + \chi_2 v/\omega)}{q^2 + \omega^2/v^2 - \varepsilon \omega^2/c^2} \right], \end{aligned} \quad (34)$$

$$E'_{2n} = \frac{ie}{\pi^2} \frac{q^2}{v} \frac{\chi_2}{\varepsilon\chi_1 + \chi_2} \times \left[\frac{Z_1(1 + \chi_1 v/\omega)}{q^2 + \omega^2/v^2 - \omega^2/c^2} - \frac{Z_2(1/\varepsilon + \chi_1 v/\omega)}{q^2 + \omega^2/v^2 - \varepsilon\omega^2/c^2} \right]. \quad (35)$$

Угловое и частотное распределения переходного излучения слева от поверхности раздела (излучение "назад") и справа (излучение "вперёд") определим из соотношений [11]:

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega'} = \frac{\pi^2 c}{\sin^2 \vartheta'} |E'_{1n}|^2, \quad \frac{d^2 W_2}{d\omega d\Omega} = \frac{\pi^2 c \sqrt{\varepsilon}}{\sin^2 \vartheta} |E'_{2n}|^2, \quad (36)$$

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

Из соотношений (34)–(36) получим угловое и частотное распределения переходного излучения слева от поверхности раздела (излучение "назад") и справа (излучение "вперёд"):

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega'} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta' \cos^2 \vartheta'}{\pi^2 c} \left| \frac{\beta}{\varepsilon \cos \vartheta' + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'}} F_1(\vartheta') \right|^2, \quad (37)$$

$$F_1(\vartheta') = \frac{Z_1(\varepsilon - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'})}{1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta'} - \frac{Z_2}{1 + \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'}}, \quad (38)$$

$$\frac{d^2 W_2}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \varepsilon^{5/2} \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{\pi^2 c} \times \left| \frac{\beta}{\cos \vartheta + \varepsilon^{1/2} \sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta}} F_2(\vartheta) \right|^2, \quad (39)$$

$$F_2(\vartheta) = \frac{Z_1}{1 - \beta\sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta}} - \frac{Z_2(1 + \beta\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta})}{\varepsilon(1 - \beta^2 \varepsilon \cos^2 \vartheta)}. \quad (40)$$

Если положить $Z_1 = Z_2$, то формулы (37), (39) переходят в известные выражения, полученные Гинзбургом и Франком [12]. При $Z_1 = 1$, $Z_2 = 0$ и $\varepsilon \rightarrow \infty$ из (37) следует известная формула спектрально-угловой плотности переходного излучения "назад" при влёте заряженной частицы из вакуума в идеальный проводник:

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega'} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta'}{\pi^2 c} \frac{\beta^2}{(1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta')^2}. \quad (41)$$

Если положить $\varepsilon \rightarrow 1$ и учесть в (37), что $\vartheta' = \pi - \vartheta$, то из формулы (37) при $Z_1 = 1$, $Z_2 = 0$ и из (39) при $Z_1 = 0$, $Z_2 = 1$ получим известное выражение для спектрально-угловой плотности излучения мгновенно остановившегося или стартующего заряда:

$$\frac{d^2 W_{1,2}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta}{4\pi^2 c} \frac{\beta^2}{(1 - \beta \cos \vartheta)^2}. \quad (42)$$

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 "вперёд" (39) 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, отнесённый к единице длины траектории заряженной частицы. Однако в действительности всегда имеется 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 "вперёд" во второй среде (39) в случаях как захвата, так и 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 $\sin \theta > 1/\sqrt{\varepsilon}$, т.е. когда $(1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta)^{1/2}$ в формулах (39) и (40) принимает мнимое значение. Аналогичное влияние эффекта полного "внешнего отражения" при $\varepsilon < 1$ на излучение "назад" описывается формулами (37) и (38), когда $(\varepsilon - \sin^2 \vartheta)^{1/2}$ принимает мнимое значение.

В частности, для случая излучения "назад" влетающей в среду нейтральной частицы, теряющей электрон в среде, спектрально-угловая плотность излучения описывается формулой

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega'} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta' \cos^2 \vartheta'}{\pi^2 c} \times \left| \frac{\beta}{(\varepsilon \cos \vartheta' + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'})(1 + \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'})} \right|^2. \quad (43)$$

Однако если однократно заряженный ион при влёте в среду подхватывает один электрон, то вместо (43) будем иметь

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega'} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta' \cos^2 \vartheta'}{\pi^2 c} \times \left| \frac{\beta(\varepsilon - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'})}{(\varepsilon \cos \vartheta' + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'})(1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta')} \right|^2. \quad (44)$$

5. Что и как измерять?

Наиболее удобным объектом для проведения измерений являются многозарядные ускоренные до релятивистских скоростей ионы, имеющие на своих оболочках один или два остаточных электрона. Такие ионы при влёте в среду быстро потеряют электроны. Электромагнитное излучение в направлении "назад" будет иметь характерные особенности, отсутствующие при излучении без потери электронов. Некоторые результаты расчётов приведены на рис. 3 (спектрально-угловая плотность излучения в безразмерных единицах $e^2/\pi^2 c$). Узкие максимумы в излучении "назад" в рентгеновском диапазоне при углах, близких к $\pi/2$ (вдоль поверхности раздела), связаны с эффектом полного внешнего отражения³.

Известно, что полное число излучённых квантов переходного излучения логарифмически расходится при малых частотах [12]. С другой стороны, не все излучённые частоты распространяются в среде. Для металлов, например, это частоты меньше плазменной частоты ω_p , которая для большинства веществ не превышает величины, соответствующей энергии в 15–20 эВ. Тогда число

³ В расчётах использованы данные по частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости золота Центра рентгеновской оптики Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли (<http://henke.lbl.gov/optical-constants/index>).

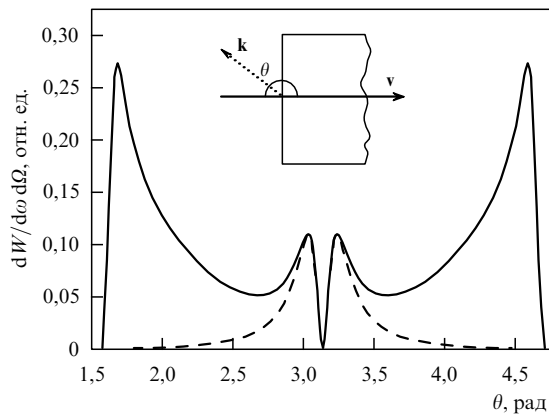


Рис. 3. Угловое распределение излучения "назад" в спектральном диапазоне 0,5 кэВ релятивистских ионов аргона ($\beta = 0,995$) при влёте в золотую пластинку в случаях полностью ионизованных ионов ($Z_1 = 18$, $Z_2 = 18$, штриховая кривая) и ионов с отрывом одного электрона ($Z_1 = 17$, $Z_2 = 18$, сплошная кривая).

излучённых квантов в диапазоне энергий от $\hbar\omega_1$ до $\hbar\omega_2$ можно оценить, полагая, что верхняя граница интервала $\hbar\omega_2$ не превышает указанного во введении ограничения на использование гипотезы "мгновенности" изменения заряда, а нижняя больше плазменной частоты. Таким образом, число излучённых "назад" квантов в таком интервале энергий можно оценить из соотношений (37), (38):

$$\Delta N = \int_{\omega_1}^{\omega_2} d\omega d\Omega \frac{1}{\hbar\omega} \frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega}. \quad (45)$$

Используя приведённые данные, нетрудно убедиться в том, что по порядку величины в диапазоне энергий фотонов, например, от 1 до 2 кэВ, согласно (45), излучается примерно 0,001 фотон на один релятивистский ($\beta = 0,995$, $\gamma = 10$) ион аргона. При токе пучка ионов порядка 10 мА будет излучаться несколько фотонов в секунду, что достаточно для уверенной регистрации эффекта.

6. Заключение

Итак, подводя итог, можно сделать вывод о том, что процессы перезарядки ускоренных многозарядных ионов в среде приводят к некоторым характерным особенностям в сопутствующем электромагнитном излучении. К аналогичным эффектам приводят процессы перезарядки в так называемых перезарядных ускорителях, что отмечалось в работе [23]. Физически это связано с возникновением дополнительного вклада электронов, которые захватывает или теряет многозарядный ион в среде, в

выход излучения. Как следует из проведённого анализа, этот вклад аналогичен вкладу мгновенно стартующих или останавливающихся зарядов. Поэтому на вопрос, вынесенный в название настоящей статьи, можно дать утвердительный ответ.

Подробное экспериментальное исследование рассмотренных явлений позволит изучить характеристики электромагнитного излучения внезапно стартующих или останавливающихся зарядов.

Список литературы

1. Болотовский Б М, Давыдов В А, Рок В Е *УФН* **126** 311 (1978); Bolotovskii B M, Davydov V A, Rok V E *Sov. Phys. Usp.* **21** 865 (1978)
2. Фейнберг Е Л *УФН* **132** 255 (1980); Feinberg E L *Sov. Phys. Usp.* **23** 629 (1980)
3. Шульга Н Ф *УФН* **138** 345 (1982); Shul'ga N F *Sov. Phys. Usp.* **25** 774 (1982)
4. Ландау Л Д, Померанчук И Я *ДАН СССР* **92** 535 (1953); Ландау Л Д, Померанчук И Я *ДАН СССР* **92** 735 (1953); Пер. на англ. яз.: Landau L, Pomeranchuk I, in Landau L *The Collected Papers of L.D. Landau* (New York: Pergamon Press, 1965) p. 589
5. Тер-Микаелян М Л *УФН* **173** 1265 (2003); Ter-Mikhaelyan M L *Phys. Usp.* **46** 1231 (2003)
6. Терновский Ф Ф *ЖЭТФ* **39** 171 (1960); Ternovskii F F *Sov. Phys. JETP* **12** 123 (1961)
7. Шульга Н Ф, Фомин С П *Письма в ЖЭТФ* **27** 126 (1978); Shul'ga N F, Fomin S P *JETP Lett.* **27** 117 (1978)
8. Thomsen H D et al. *Phys. Rev. D* **81** 052003 (2010)
9. Амагуни А Ц, Гарибян Г М, Элбакян С С *Известия АН Арм. ССР* **16** (6) 101 (1963)
10. Малышевский В С *Письма в ЖТФ* **40** (8) 1 (2014); Malyshevsky V S *Tech. Phys. Lett.* **40** 320 (2014)
11. Малышевский В С, Фомин Г В, Иванова И А *ЖЭТФ* **149** 243 (2016); Malyshevsky V S, Fomin G V, Ivanova I A *JETP* **122** 209 (2016)
12. Гинзбург В Л, Цитович В Н *Переходное излучение и переходное рассеяние: некоторые вопросы теории* (М: Наука, 1984); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L, Tsytovich V N *Transition Radiation and Transition Scattering* (Bristol: A. Hilger, 1990)
13. Wu C S et al. *Phys. Rev.* **105** 1413 (1957)
14. Ruzicka J et al. *Vacuum* **63** 591 (2001)
15. Bohr N, Lindhard J *Mat. Fys. Medd. Kong. Danske Vid. Selsk.* **28** (7) (1954)
16. Tamm I E *J. Phys. USSR* **1** 439 (1939); Пер. на русск. яз.: Тамм И Е *Собрание научных трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1975) с. 77
17. Франк И М *Излучение Вавилова – Черенкова. Вопросы теории* (М: Наука, 1988)
18. Mišković Z L et al. *Phys. Rev. B* **60** 14478 (1999)
19. Малышевский В С, Сербя П В *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* (5) 101 (2011); Malyshevsky V S, Serba P V *J. Surf. Investig. X-ray, Synchr. Neutron Tech.* **5** 500 (2011)
20. Базылев В А, Жеваго Н К *Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях* (М: Наука, 1987)
21. Атекия Т А *Теория вероятностей для астрономов и физиков* (М: Наука, 1974)
22. Malyshevsky V S *Phys. Lett. A* **372** 2133 (2008)
23. Shchagin A V, in *11th Intern. Symp. on Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures, September 6–11, 2015, Saint Petersburg, Russia. Book of Abstracts* (2015) p. 105

Is it possible to measure the electromagnetic radiation of an instantly started charge?

V.S. Malyshevsky

Southern Federal University, Faculty of Physics, ul. Zorge 5, 344090 Rostov-na-Donu, Russian Federation

E-mail: vsmalyshevsky@srfedu.ru

In considering the propagation of high-energy multiply charged ions through a condensed medium, the paper looks at how the emerging electromagnetic radiation is influenced by the processes in which the ions capture (or lose) electrons. The changes in radiation characteristics are due to the additional contribution to the output from the emission of the electrons captured or lost by multiply charged ions. This contribution is similar to that from instantly started or stopped charges.

Keywords: multiply charged ions, Vavilov–Cherenkov radiation, transition radiation

PACS numbers: 03.50.De, **41.60. – m**

Bibliography — 23 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (12) 1393–1400 (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.06.038157>

Received 8 February 2017, revised 27 May 2017

Physics – Uspekhi **60** (12) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.06.038157>