

# ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛЕ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО КАНАЛА

*В. А. Астапенко\**, *А. С. Батулин*, *Е. В. Коростылев*

*Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 22 июля 2009 г.

Работа посвящена теоретическому исследованию тормозного излучения, возникающего при рассеянии нерелятивистских электронов в металлической мишени, с учетом поляризационного вклада. Учитываются интерференция обычного и поляризационного тормозного излучения, поглощение излучения в материале мишени, потери энергии и упругое рассеяние электрона на атомах среды, а также когерентные эффекты при взаимодействии излучающего электрона с мишенью. Анализируется влияние на процесс толщины мишени и вклад поляризационного тормозного излучения в полный выход тормозных фотонов в зависимости от параметров задачи.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Поляризационное тормозное излучение (ТИ) является фундаментальным радиационным процессом, возникающим при рассеянии частицы на мишени, обладающей внутренними степенями свободы. В простейшем случае рассеяния заряженной частицы на атоме поляризационное ТИ можно интерпретировать как конверсию собственного поля заряда в реальный фотон на атомных электронах. Оно, как правило, сопутствует обычному ТИ, обусловленному ускорением заряда в поле мишени. Поэтому при расчете полной интенсивности излучения необходимо учитывать интерференцию обоих каналов процесса. Поляризационный механизм ТИ обладает рядом характеристических свойств, отличающих его от обычного ТИ. Наиболее яркое отличие заключается в том, что сечение поляризационного ТИ не зависит от массы налетающей частицы, в то время как сечение обычного ТИ обратно пропорционально квадрату ее массы. В случае релятивистской налетающей частицы угловая направленность поляризационного ТИ сохраняет дипольный характер в отличие от узконаправленного обычного ТИ. При рассеянии релятивистских зарядов в среде поляризационное ТИ не подвержено эффекту плотности, возника-

ющему из-за роста фазовой скорости фотона в веществе. Интенсивность поляризационного ТИ определяется динамической поляризуемостью мишени, а не ее кулоновским потенциалом как в случае обычного ТИ.

Поляризационный механизм ТИ весьма полно исследовался теоретически и частично экспериментально для атомарных мишеней и для излучения релятивистских зарядов в тонких пленках [1–7]. В первом случае эффекты среды вообще отсутствуют, а во втором при расчете процесса это влияние обычно учитывалось в первом порядке теории возмущений. Ситуация радикально меняется при рассмотрении ТИ нерелятивистских электронов в твердотельных мишенях в мягком и умеренном рентгеновских диапазонах:  $\hbar\omega = 0.1\text{--}10$  кэВ. Тогда на выход тормозных фотонов будет оказывать существенное влияние рассеяние и потери энергии электронов, а также поглощение электромагнитного излучения в веществе. Указанная ситуация имеет место в ряде технических приложений (в рентгеновских трубках, электронных микроскопах, приборах СВЧ), когда поляризационный механизм ТИ обычно не принимается во внимание [8].

Настоящая работа посвящена исследованию характерных черт и особенностей ТИ в практически важном случае рассеяния нерелятивистских электронов в металлических мишенях различной тол-

\*E-mail: astval@mail.ru

щины с учетом поляризационного ТИ, межканальной интерференции и влияния среды на излучающие электроны и фотоны.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫХОДА ФОТОНОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ

Спектрально-угловое распределение фотонов ТИ, возникающих при рассеянии нерелятивистского электрона в толстой металлической мишени, моделировалось с помощью следующего выражения:

$$\frac{dN_{ph}}{d\omega d\Omega} = \iint d\tilde{\chi} d\varphi \frac{\exp(-\tilde{\chi}^2)}{\pi\sqrt{\pi}} \times \int_{E_{min}(\omega, L, E_0)}^{E_0} \frac{dN_{tot}(E, \omega, \theta)}{d\omega d\Omega_{\mathbf{k}} dx} \times \exp\left(-\frac{\mu(\omega)x(E, E_0)}{\cos\beta}\right) \left(-\frac{dx}{dE}\right) dE, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — азимутальный угол плоскости траектории электрона,  $\tilde{\chi} = \chi/\sqrt{\langle\chi^2\rangle}$ ,  $\chi$  — угол рассеяния электрона в материале мишени,  $\langle\chi^2\rangle$  — средний квадрат угла рассеяния электрона,  $dN_{tot}(E, \omega, \theta)/d\omega d\Omega_{\mathbf{k}} dx$  — полное число фотонов частоты  $\omega$ , излучаемых электроном с энергией  $E$  с единицы длины пути в металле в заданном спектрально-угловом интервале,  $E_0$  — начальная энергия электрона,  $\beta$  — угол между нормалью к поверхности мишени и направлением на фотодетектор (угол наблюдения),  $E_{min}(\omega, L, E_0)$  — минимальная энергия электрона на выходе из мишени, при которой еще возможно испускание фотона заданной частоты,  $\mu(\omega)$  — коэффициент фотопоглощения в материале мишени,  $L$  — толщина мишени,  $dx/dE$  — величина обратных потерь энергии электрона на единице длины. Как следует из равенства (1), при вычислении выхода фотонов интегрирование по длине пути заменено на интегрирование по энергии электрона  $E$ , а суммирование по траекториям осуществляется с помощью гауссовой функции, определяющей вероятность рассеяния электрона на заданный угол  $\chi$ .

Модельное выражение (1) получено в предположении, что в каждой точке траектории ТИ электрона может быть описано с помощью дифференциальной характеристики — числа фотонов, излучаемых с единицы длины пути. При этом считается, что кинематические параметры электрона (энергия, направление распространения) определяются

процессами его безызлучательного рассеяния в мишени. Данное предположение представляется оправданным для достаточно быстрых, но нерелятивистских электронов с энергией от 1–3 примерно до 500 кэВ. Энергия излучаемого фотона предполагается существенно меньшей начальной энергии налетающего электрона. Верхняя граница интересующего нас диапазона энергий фотона не превышает 10 кэВ, поскольку для больших энергий вклад поляризационного канала в общий выход тормозных фотонов мал.

Формула (1) справедлива для расстояний между областью излучения и фотодетектором много больших размера области взаимодействия, а также для достаточно малых углов рассеяния электрона  $\chi$ . В этом приближении угол излучения фотона ТИ  $\theta$  для нормального падения электрона на поверхность мишени следующим образом связан с другими угловыми параметрами задачи:

$$\theta(\beta, \varphi, E, \tilde{\chi}) = \arccos \left[ \frac{\cos\beta \cos\varphi \operatorname{tg}(\tilde{\chi}\sqrt{\langle\chi^2(E)\rangle}) - \sin\beta}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(\tilde{\chi}\sqrt{\langle\chi^2(E)\rangle})}} \right]. \quad (2)$$

В качестве мишени в дальнейшем будем предполагать медную пластину толщиной от нескольких нанометров до нескольких микрон. Средний квадрат угла рассеяния электрона с заданной энергией в меди (здесь энергия измерена в килоэлектронвольтах, угол рассеяния — в радианах) равен

$$\langle\chi^2(E)\rangle \approx \frac{0.654}{E} \ln(25E), \quad E \gg 0.3 \text{ кэВ}. \quad (3)$$

В общем случае

$$\langle\chi^2(E)\rangle \approx \frac{0.07Z^{2/3}}{E} \ln\left(\frac{230E}{Z^{2/3}}\right)$$

для  $E \gg 0.035Z^{2/3}$  кэВ, где  $Z$  — зарядовое число ядер атомов мишени. Равенство (3) получено с помощью борновской формулы для транспортного сечения рассеяния электрона на атоме.

Аппроксимационное выражение для обратной величины потерь энергии на единицу пути электрона в меди (путь измерен в сантиметрах, энергия — в килоэлектронвольтах), полученное с помощью формулы Бете, имеет вид

$$\frac{dx}{dE} \approx -1.754x_{max}(E_0) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{0.754}, \quad (4)$$

где

$$x_{max}(E_0) \approx 3.4 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E_0}{30}\right)^{1.75} \quad (5)$$

— длина пробега электрона в меди (в сантиметрах) с заданной начальной энергией  $E_0$  (в килоэлектронвольтах). Из равенства (5), в частности, следует, что для начальной энергии 30 кэВ длина пробега электрона в меди составляет 3.4 мкм. Для сравнения укажем, что длина пробега электрона в меди по Канайе–Окаяме равна 2.89 мкм [8].

Нижний предел интегрирования по энергии электрона в формуле (1) равен

$$E_{min}(\omega, L, E_0) = \max\{\hbar\omega, E(L, E_0)\}. \quad (6)$$

Зависимость энергии электрона, рассеивающегося в меди, от длины пути и начальной энергии дается приближенным равенством

$$E(x, E_0) \approx E_0 \left(1 - \frac{x}{x_{max}(E_0)}\right)^{0.57}. \quad (7)$$

Выражение для длины пути электрона в медной мишени с заданной начальной энергией, фигурирующее в правой части равенства (1), которое можно получить с помощью решения уравнения (4), имеет вид

$$x(E, E_0) \approx x_{max}(E_0) \left[1 - \left(\frac{E}{E_0}\right)^{1.754}\right]. \quad (8)$$

Формулы (4)–(8), описывающие потери энергии быстрой заряженной частицы в среде, получены в рамках подхода Бете. Сравнение результатов этого метода с другими подходами [8] показывает, что характерная величина погрешности полученных выражений составляет 10–15 %. Границы применимости выражений (3)–(8) те же, что и формулы (1).

На рис. 1 представлена спектральная зависимость длины пробега фотона  $L_{ph}(\omega) = 1/\mu(\omega)$  и длина пробега электрона в меди для начальной энергии 30 кэВ<sup>1)</sup>.

Для вычисления спектрально-углового распределения тормозных фотонов, излучаемых электроном с единицы длины пути, нужно принять во внимание, что взаимодействие электрона с поликристаллической мишенью может носить когерентный и некогерентный характер. В когерентном случае электрон

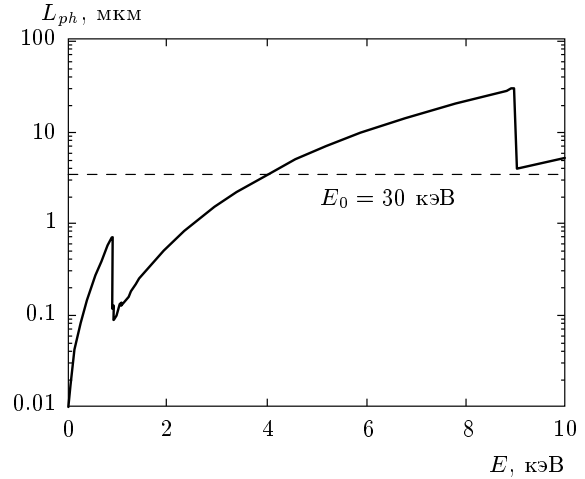


Рис. 1. Длина пробега фотона в меди (сплошная кривая) в зависимости от энергии фотона. Для сравнения показана длина пробега электрона в меди с энергией 30 кэВ (штриховая прямая)

передает мишени волновой вектор  $\mathbf{q}$ , равный вектору обратной решетки  $\mathbf{g}$ , т. е. имеет место взаимодействие электрона со всеми атомами мишени в целом. Во втором случае фотон излучается при парном столкновении электрона с атомом мишени. Подробное рассмотрение этих вопросов дано в работе [6]. На основании проведенного в цитированной статье анализа в борновском приближении по взаимодействию налетающего электрона с мишенью можно получить необходимые формулы. Так, спектрально-угловое распределение фотонов ТИ, излученных с единицы длины пути в процессе когерентного рассеяния нерелятивистского электрона в поликристалле, дается выражением

$$\begin{aligned} \frac{dN_{tot}^{(coh)}}{d\omega d\Omega_{\mathbf{k}} dx} &= \frac{n_a^2 e^6}{\pi \hbar \omega v m^2 c^3} \times \\ &\times \int \sum_{\mathbf{g}} S^2(\mathbf{g}) \delta(\omega + \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \times \\ &\times \exp(-u^2 g^2) \left| Z \left(1 - \tilde{F}_a(g)\right) - \frac{m\omega^2}{e^2} \alpha(\omega) \tilde{F}_a(g) \right|^2 \times \\ &\times \frac{[\mathbf{s} \times \mathbf{g}]^2}{g^4} \frac{d\Omega_{\mathbf{g}}}{4\pi}, \quad (9) \end{aligned}$$

где  $n_a$  — концентрация атомов мишени,  $e$  — элементарный заряд,  $c$  — скорость света,  $m$  — масса электрона,  $v$  — скорость электрона,  $S(\mathbf{g})$  — геометрический структурный фактор кристалла,  $\mathbf{g}$  — вектор обратной решетки,  $\omega$  — частота тормозного фотона,  $\alpha(\omega)$  — динамическая поляризуемость атомов мишени,  $u$  — среднеквадратическое отклонение ато-

<sup>1)</sup> Данные для частотной зависимости коэффициента фотопоглощения меди  $\mu(\omega)$  взяты с сайта Национального института стандартов США ([www.nist.gov](http://www.nist.gov)) (см. также работу [9]).

мов мишени от положения равновесия (для меди  $u = 0.077 \text{ \AA}$  при  $T = 293 \text{ K}$ ),  $\tilde{F}_a(q)$  — нормированный формфактор атомов среды,  $\mathbf{s} = c\mathbf{k}/\omega$  — единичный вектор в направлении излучения фотона,  $d\Omega_{\mathbf{g}}$  — элемент телесного угла вокруг направления вектора обратной решетки  $\mathbf{g}$ . В правой части равенства (9) проведено усреднение по направлениям векторов обратной решетки, что соответствует переходу от монокристалла к поликристаллической мишени [4, 6].

Формула (9) адекватно описывает ТИ в границах применимости борновского приближения по взаимодействию налетающего электрона с мишенью. В данном случае это соответствует энергиям электрона в несколько килоэлектронвольт и выше и энергиям излучаемых фотонов, много меньшим начальной энергии электрона. Характерная погрешность использования борновского приближения в области его применимости, как правило, не превышает 10–20% [3].

Выражение (9) описывает ТИ нерелятивистского электрона по обычному и поляризационному каналам, а также межканальную интерференцию. Соответствующая формула для обычного ТИ может быть получена из формулы (9), если положить поляризуемость атомов мишени равной нулю:

$$\frac{dN_{ord}^{(coh)}}{d\omega d\Omega_{\mathbf{k}}dx} = \frac{n_a^2 e^6 Z^2}{\pi \hbar \omega v m^2 c^3} \times \int \sum_{\mathbf{g}} S^2(\mathbf{g}) \delta(\omega + \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \times \exp(-u^2 g^2) \left| \left( 1 - \tilde{F}_a(g) \right) \right|^2 \frac{[\mathbf{s} \times \mathbf{g}]^2}{g^4} \frac{d\Omega_{\mathbf{g}}}{4\pi}. \quad (10)$$

Аналогичное выражение для частотно-углового распределения фононов когерентного поляризационного ТИ с единицы длины пути нерелятивистского электрона в поликристалле получается из формулы (9) в пределе  $Z = 0$ .

На когерентный характер ТИ указывает присутствие в выражениях (9), (10) квадрата концентрации атомов мишени  $n_a^2$ . Для некогерентного ТИ с учетом двух каналов имеем

$$\frac{dN_{tot}^{(incoh)}}{d\omega d\Omega_{\mathbf{k}}dx} = n_a \frac{e^6}{\hbar \omega} \frac{1 + \cos^2 \theta}{\pi v^2 m^2 c^3} \times \int_{q_{min}}^{q_{max}} \sum (1 - \exp(-u^2 q^2)) \times \left| Z \left( 1 - \tilde{F}_a(q) \right) - \frac{m\omega^2}{e^2} \alpha(\omega) \tilde{F}_a(q) \right|^2 \frac{dq}{q}, \quad (11)$$

$$q_{min} = \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right) \frac{\omega}{v}, \quad q_{max} = \frac{2mv}{\hbar}.$$

Частотно-угловое распределение фононов некогерентного обычного ТИ с единицы длины пути нерелятивистского электрона в поликристалле дается равенством

$$\frac{dN_{ord}^{(incoh)}}{d\omega d\Omega_{\mathbf{k}}dx} = n_a \frac{Z^2 e^6}{\hbar \omega} \frac{1 + \cos^2 \theta}{\pi v^2 m^2 c^3} \times \int_{q_{min}}^{q_{max}} \sum (1 - \exp(-u^2 q^2)) \left| \left( 1 - \tilde{F}_a(q) \right) \right|^2 \frac{dq}{q}, \quad (12)$$

которое получается из (11), если положить  $\alpha(\omega) = 0$ .

Полный выход фотонов ТИ с единицы длины  $dN_{tot}(E, \omega, \theta)/d\omega d\Omega_{\mathbf{k}}dx$ , фигурирующий в формуле (1), равен сумме когерентного и некогерентного вкладов (9) и (11). То же самое относится и к выходу фотонов без учета поляризационного канала  $dN_{ord}(E, \omega, \theta)/d\omega d\Omega_{\mathbf{k}}dx$ .

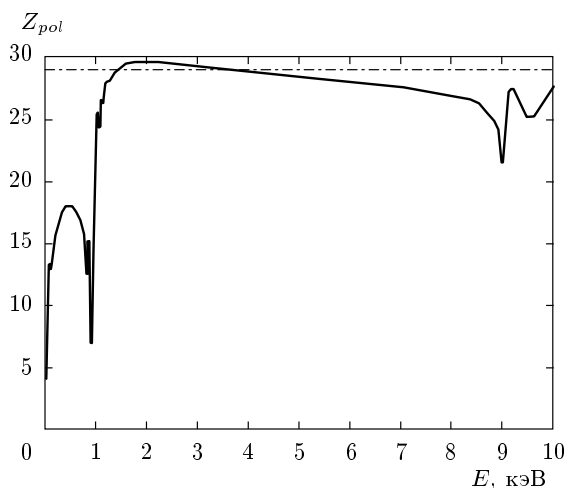
Величина под знаком квадрата в формулах (9), (11) может быть названа эффективным зарядовым числом атома:

$$Z_{eff}(\omega, q) = \left| Z \left( 1 - \tilde{F}_a(q) \right) - \frac{m\omega^2}{e^2} \alpha(\omega) \tilde{F}_a(q) \right|. \quad (13)$$

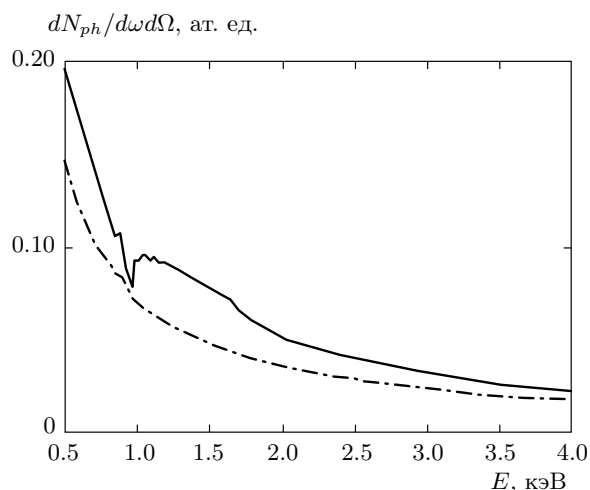
Оно зависит от частоты фотона и переданного волнового вектора. Эффективное зарядовое число (13) определяет интенсивность ТИ нерелятивистского электрона на атоме с учетом обычного и поляризационного каналов, а также межканальной интерференции. Интересно отметить, что для достаточно высоких энергий фотонов,  $\hbar\omega \gg I_a$  ( $I_a$  — потенциал ионизации атома) имеет место приближенное равенство  $Z_{eff}(\omega, q) \approx Z$ . Замена  $Z_{eff}(\omega, q) \rightarrow Z$  при вычислении интенсивности ТИ нерелятивистского электрона на атоме называется «раздеванием» атома [10] или приближением деэранировки. Величина

$$Z_{pol}(\omega) = \left| \frac{m\omega^2}{e^2} \alpha(\omega) \right| \quad (14)$$

может быть названа поляризационным зарядовым числом, поскольку она определяет ТИ по поляризационному каналу. Поляризационное зарядовое число атома меди как функция энергии фотона представлено на рис. 2. Штрихпунктиром показано число электронов в атоме меди,  $Z = 29$ . Минимумы на кривой рис. 2 соответствуют порогам ионизации электронных оболочек  $L$  и  $K$ . Видно, что для энергии фотона, большей 1.5 кэВ, поляризационное зарядовое число практически совпадает с числом атомных электронов.



**Рис. 2.** Поляризационное зарядовое число атома меди как функция энергии фотона (сплошная кривая). Штрихпунктиром обозначен уровень  $Z = 29$ , соответствующий числу электронов в атоме меди



**Рис. 3.** Спектр ТИ электрона с начальной энергией 30 кэВ из тонкой (10 нм) медной мишени, рассчитанный с учетом поляризационного ТИ (сплошная кривая) и без его учета (штрихпунктир)

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Применим выражения, полученные в предыдущем разделе, для расчета выхода фотонов ТИ при нормальном падении электронного пучка на медную мишень для угла наблюдения  $35^\circ$  с учетом поглощения фотонов, потерь энергии и рассеяния электронов в материале мишени.

Спектр полного и обычного ТИ при рассеянии электрона с начальной энергией 30 кэВ на тонкой медной пластине толщиной 10 нм приведен на рис. 3.

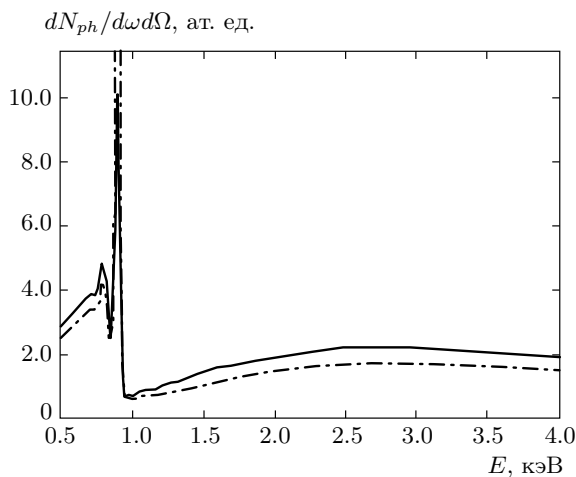
В данном случае толщина мишени меньше длины пробега фотона и электрона, так что фотопоглощение и потери энергии электрона пренебрежимо малы. На рис. 3 видно, что в отличие от монотонно убывающего спектра обычного ТИ спектр полного ТИ имеет провал для энергий фотонов порядка 1 кэВ, за которым следует пологий максимум. Этот провал и максимум связаны с поляризационным механизмом ТИ и отражают частотную зависимость поляризационного заряда атома меди (14) вблизи порога ионизации  $L$  подболочки (рис. 2). Заметим, что без учета рассеяния электрона в мишени спектр ТИ имеет «частотные ступеньки», отвечающие «выключению» вклада данного вектора обратной решетки в процесс с ростом энергии фотона [6]. Эти ступеньки связаны с вкладом когерентного поляризационного ТИ. Для параметров задачи, соответствующих рис. 3, первая частотная ступенька в спектре ТИ приходится на энергию фотона около 1.7 кэВ, вторая ступенька на энергию фотона порядка 1.9 кэВ. Рассеяние электрона на атомах мишени приводит к «замазыванию» частотных ступенек, так что на рис. 3 они практически неразличимы.

Спектр обычного ТИ в случае тонкой мишени вдали от коротковолновой границы  $\hbar\omega \ll E_0$  хорошо описывается зависимостью  $E_0/\hbar\omega$ , следующей из простейшего рассмотрения ТИ, основанного на использовании формулы Крамерса. Эта формула, обобщенная на учет потерь энергии электроном в толстой мишени, имеет вид [11]

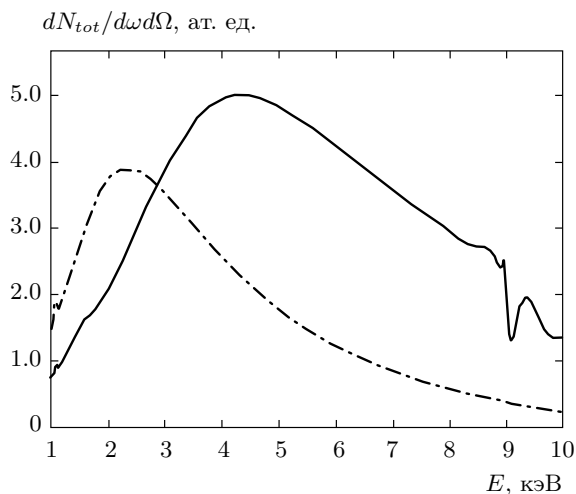
$$\frac{dN_{ph}}{d\omega d\Omega} = kZ \frac{E_0 - \hbar\omega}{\hbar\omega}, \quad (15)$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности. Отметим, что равенство (15) не учитывает поляризационный канал ТИ, поглощение излучения в мишени и справедливо для толщины мишени, большей длины пробега электрона в ней.

На рис. 4 представлены результаты расчета спектра полного и обычного ТИ электрона с начальной энергией 30 кэВ в относительной толстой медной мишени ( $L = 1$  мкм), когда  $L > L_{ph}$ . Видно, что в отличие от спектров на рис. 3 оба спектра подобны и различаются лишь абсолютной величиной. Это обстоятельство связано с тем, что в данном случае спектр ТИ в основном определяется частотной зависимостью фотопоглощения, одинаковой для обоих механизмов ТИ. Острый максимум вблизи энергии фотона 800 эВ отвечает максимуму длины пробега фотона в меди (рис. 1). Пологий максимум спектра ТИ вблизи энергии фотона равной 2.9 кэВ связан с конкуренцией двух процессов: уменьшением выхода



**Рис. 4.** Спектр полного ТИ (сплошная кривая) и обычного ТИ (штрихпунктир) при рассеянии электрона с начальной энергией 30 кэВ на медной пластине толщиной 1 мкм



**Рис. 5.** Спектр ТИ электрона с начальной энергией  $E_0 = 30$  кэВ (сплошная кривая) и 12.7 кэВ (штрихпунктир) из медной мишени толщиной 10 мкм

фотонов с единицы длины пути в мишени и увеличением длины пробега фотона с ростом его энергии в диапазоне от 1 до 9 кэВ (рис. 1). Таким образом, характер спектра ТИ меняется с изменением толщины мишени от 10 нм до 1 мкм в основном из-за влияния фотопоглощения.

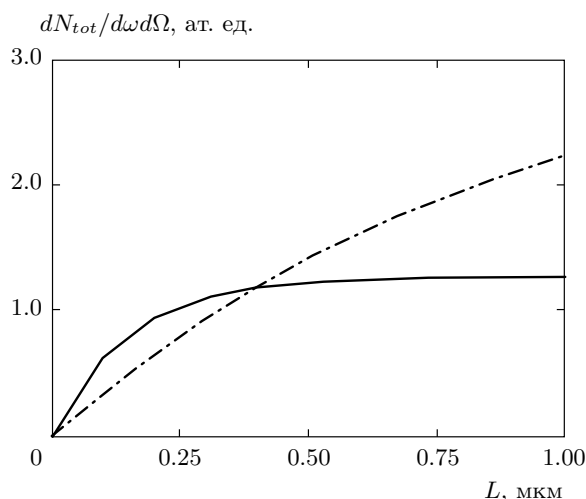
При анализе экспериментальных возможностей исследования вклада поляризационного канала в общий выход фотонов ТИ нужно иметь в виду, что сильная  $L$ -линия характеристического излучения меди будет маскировать ТИ в диапазоне энергий 0.9–1.1 кэВ.

С изменением начальной энергии электрона изменяется длина его пробега в веществе, что для достаточно толстых мишеней должно модифицировать спектр ТИ. Данное обстоятельство иллюстрируется рис. 5, на котором изображены спектральные зависимости выхода фотонов из медной мишени толщиной 10 мкм для электронов с начальной энергией 30 кэВ (сплошная кривая) и 12.7 кэВ (штрихпунктир) в широком диапазоне энергий фотона от 1 до 10 кэВ. Видно, что спектры ТИ в обоих случаях имеют максимумы, причем для меньшей начальной энергии электрона максимум сдвинут в область меньших частот, а при энергии фотона порядка 3 кэВ спектральные зависимости пересекаются. Сравнение спектров, представленных на рис. 4 и рис. 5, позволяет сделать вывод о том, что спектральные максимумы лучше выражены при излучении в более толстой мишени. Сдвиг максимумов кривых рис. 5 связан с тем обстоятельством, что при меньшей начальной энергии электрона ТИ «собирается» с меньшей длины пути (см. рис. 1), так что влияние поглощения излучения в мишени оказывается более слабым, и выход фотонов в длинноволновой области спектра оказывается выше. С ростом энергии фотона в диапазоне от 1 до 9 кэВ длина пробега фотона становится больше длины пробега электрона в мишени, тогда в первом приближении справедлива формула (15) для выхода тормозных фотонов, что и объясняет больший выход фотонов для большей начальной энергии электрона.

Расчет показывает, что поляризационный канал ТИ электрона с начальной энергией 30 кэВ дает наибольший вклад в выход числа фотонов из медной мишени (около 60 % с учетом межканальной интерференции) при энергии фотона порядка 1.5 кэВ. С возрастанием энергии фотона вклад поляризационного ТИ монотонно уменьшается, достигая 10 % для фотонов с энергией 10 кэВ. С уменьшением начальной энергии электрона максимум поляризационного вклада в ТИ смещается в область более низких энергий фотона.

На рис. 6 представлены зависимости выхода фотонов ТИ с энергией 1.36 кэВ (сплошная кривая) и 2.72 кэВ (штрихпунктир) от толщины медной мишени для начальной энергии электрона 30 кэВ. Видно, что для меньшей энергии фотона рост выхода фотонов ТИ с увеличением толщины мишени быстрее достигает насыщения, что связано с влиянием фотопоглощения (рис. 1). В то же время для мишени малой толщины выход фотонов меньшей энергии больше в соответствии с рис. 6.

Численный анализ отношения выхода фотонов



**Рис. 6.** Зависимости выхода фотонов полного ТИ от толщины мишени для двух энергий фотона 1.36 кэВ (сплошная кривая) и 2.72 кэВ (штрихпунктир) и начальной энергии электрона 30 кэВ

полного ТИ к вкладу обычного ТИ в зависимости от толщины мишени, проведенный в рамках настоящего подхода, говорит о слабой зависимости вклада поляризационного ТИ нерелятивистских электронов, рассеивающихся в поликристаллическом образце, от его толщины.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании развитого подхода проанализировано тормозное излучение, возникающее при рассеянии нерелятивистских электронов в металлической мишени, с учетом поляризационного канала, межканальной интерференции, поглощения фотонов, рассеяния и потерь энергии электронов в мишени.

Показано, что с ростом толщины мишени характер спектра ТИ меняется. Для тонкой мишени при увеличении энергии фотона имеет место монотонное уменьшение выхода ТИ с особенностью вблизи порога ионизации электронной оболочки атомов мишени, обусловленной влиянием поляризационного ТИ. В случае толстой мишени спектр ТИ представляет собой кривую с максимумом, который хорошо выражен, если толщина мишени больше длины пробега фотона и электрона. При увеличении начальной энергии электрона положение спектрального максимума смещается в область больших энергий фотона. Физическая причина возникновения максимумов в спектре ТИ из толстой мишени заключается в конкуренции влияния поглощения фотонов и потерь энергии электроном на процесс ТИ.

Показано, что с ростом толщины мишени выход фотонов ТИ быстрее достигает насыщения для меньших энергий фотонов. Так, для  $\hbar\omega = 1.36$  кэВ и начальной энергии электрона 30 кэВ «толщина насыщения» составляет примерно 0.4 мкм. С уменьшением начальной энергии электрона «толщина насыщения» незначительно увеличивается.

Вклад поляризационного канала наиболее существенен вблизи порога ионизации  $L$ -оболочки атомов мишени, т. е. в рассмотренном случае для энергии фотона примерно 1.5 кэВ. Вариация начальной энергии электронного пучка приводит к изменению относительного вклада поляризационного ТИ в полный выход фотонов (с учетом межканальной интерференции) в пределах 45 %–65 %, причем максимум поляризационного вклада достигается для энергии  $E_0 = 30$  кэВ. С ростом энергии фотона вклад поляризационного ТИ уменьшается, так что для  $\hbar\omega = 10$  кэВ он не превышает 10 %. Изменение угла наблюдения  $\beta$  относительно слабо влияет на вклад поляризационного ТИ в полный выход фотонов. Расчет показывает, что с ростом угла  $\beta$  от  $10^\circ$  до  $80^\circ$  вклад поляризационного ТИ уменьшается примерно на 15 %.

Проведенный анализ говорит о том, что вклад поляризационного канала слабо зависит от толщины мишени.

Экспериментальная идентификация вклада поляризационного ТИ в полный выход фотонов в рассмотренном случае затруднена тем обстоятельством, что спектры поляризационного ТИ и обычного ТИ нерелятивистского электрона, вообще говоря, подобны. Различие в форме спектральных кривых наиболее существенно для тонких мишеней вблизи порога ионизации атомных оболочек, где ТИ маскируется мощным максимумом характеристического излучения. Вне этой спектральной области вклад поляризационного ТИ можно зарегистрировать с помощью проведения абсолютных измерений интенсивности спектра ТИ. Альтернативный подход к исследованию поляризационного ТИ может основываться на снятии спектров излучения в области порога ионизации атомных оболочек с временным разрешением для отделения практически мгновенного отклика ТИ от характеристического излучения, обладающего конечным временем релаксации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект № 2.1.1/2637).

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Поляризационное тормозное излучение атомов и частиц*, под ред. В. Н. Цытовича и И. М. Ойрингеля, Наука, Москва (1987).
2. В. А. Астапенко, Л. А. Буреева, В. С. Лисица, УФН **172**, 155 (2002).
3. А. В. Король, А. Г. Лялин, А. В. Соловьев, *Поляризационное тормозное излучение*, Изд-во СПбГПУ, Санкт-Петербург (2004).
4. N. N. Nasonov, NIM B **145**, 19 (1998).
5. E. T. Verkhovtseva, A. A. Gnatchenko, and V. A. Zon, Rad. Phys. Chem. **75**, 1115 (2006).
6. В. А. Астапенко, ЖЭТФ **126**, 1101 (2004).
7. В. А. Астапенко, А. С. Кубанкин, Н. Н. Насонов, В. В. Полянский, Г. П. Похил, В. И. Сергиенко, В. А. Хабло, Письма в ЖЭТФ **84**, 341 (2006).
8. J. I. Goldstein, D. E. Newbury, P. Echlin, D. C. Joy, C. Fiori, and E. Lifshin, *Scanning Electron Microscopy and X-ray Microanalysis*, Plenum Press, New York and London (1981).
9. C. T. Chantler, J. Phys. Chem. Ref. Data **24**, 71 (1995).
10. V. A. Astapenko, V. M. Buimistrov, Yu. A. Krotov, and N. N. Nasonov, Phys. Lett. A **332**, 298 (2004).
11. T. S. Rao-Sahib and D. B. Wittry, J. Appl. Phys. **45**, 5060 (1974).