

Иванов, 85, 308015, e-mail: nnn@bsu.edu.ru

Предложена модель процесса тормозного излучения релятивистских электронов в тонком по сравнению с длиной формирования фотона слое вещества, учитывающая влияние поляризации вещества слоя, которая показала существенность такого влияния. Теоретические предсказания количественно согласуются с данными измерений.

: тормозное излучение, длина формирования, тонкая мишень.

1. Длина формирования тормозного кванта, в процессе столкновения релятивистского электрона с атомом, существенно превышает размер атома почти во всей области излучаемых частот, что открывает возможность использования чрезвычайно простого и эффективного описания тормозного излучения (ТИ) [1]. В рамках такого подхода (приближение траектории излучающей частицы в виде угла) достаточно знать лишь скорости электрона до и после столкновения. Позднее, этот подход был распространен на описание ТИ в тонком слое вещества [2]. При этом угол отклонения скорости быстрого электрона трактовался как полный угол многократного рассеяния в слое вещества, толщина которого полагалась малой по сравнению с длиной формирования. Исследования выявили ряд особенностей ТИ в тонком слое вещества, в частности, эффект подавления низкочастотного выхода ТИ [2,3], зафиксированный экспериментально [4,5].

Необходимо иметь в виду, что как в работе [1], так и в [2] не учитывалась диэлектрическая восприимчивость среды. При этом из рассмотрения выпадают эффект Тер-Микаэляна диэлектрического подавления ТИ [6], также обнаруженный экспериментально [7], и вклад переходного излучения. Эксперименты с тонкими мишенями [7] показали важную роль указанных эффектов.

Учет восприимчивости приводит к принципиальному затруднению в рамках приближения траектории в виде угла. Сечение ТИ вычисляется формально в пределе $\omega \rightarrow 0$, когда длина формирования в вакууме $l_{coh} \approx 2\gamma^2/\omega$ неограниченно возрастает и может стать больше любой конечной толщины слоя L . Однако, в среде $l_{coh} \approx 2\omega/\omega_0^2 \rightarrow 0$ при $\omega \rightarrow 0$ условие $l_{coh} \gg L$ не может быть выполнено (здесь γ -Лоренц фактор электрона, ω_0 -плазменная частота среды). Таким образом, сечение излучения в тонком слое диспергирующего вещества в пределе $\omega \rightarrow 0$ не может соответствовать ТИ, возникающему только вследствие рассеяния электрона слоем. Ниже будет показано что, например, в простейшем случае ТИ в безграничной среде в приближении траектории в виде угла сечение подавляется эффектом Тер-Микаэляна в области частот $\omega < \gamma\omega_0$ и выходит на свой «вакуумный» предел только в области частот $\omega > \gamma\omega_0$.

Мы используем далее систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

2. Рассмотрим простейший процесс тормозного излучения, связанный с одиночным столкновением падающего электрона с атомом в неограниченной среде. Обобщение результата работы [1] посредством учёта диэлектрической проницаемости среды мишени (мы используем универсальную функцию $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_0^2/\omega^2$ в рентгеновском диапазоне частот) приводит к следующей формуле для спектра излучения:

$$F_1(x, z) \equiv \omega \frac{dN}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi} \frac{1 + (zx)^2/2(1+x^2)}{1 + (zx)^2/4(1+x^2)} \cdot \frac{2\sqrt{1+x^2}}{zx} \times$$

$$\times \ln \left(\frac{1 + (zx)^2/4(1+x^2)}{1 + (zx)^2/4(1+x^2) + \frac{zx}{2\sqrt{1+x^2}}} - 1 \right), \quad (4.1)$$

$$x = \frac{\omega}{\gamma\omega_0}, \quad z = \gamma,$$

где θ – угол рассеяния частицы. Легко видеть, что в области частот $\omega \geq \gamma\omega_0$ формула (1) переходит в результат (2), не зависящий от частоты, однако в области низких частот $\omega < \gamma\omega_0$ спектр ТИ резко подавляется эффектом Тер-Микаэляна, как показывают спектральные кривые на Рис. 1, демонстрирующие формулу (1) [1,2] в указанной области частот.

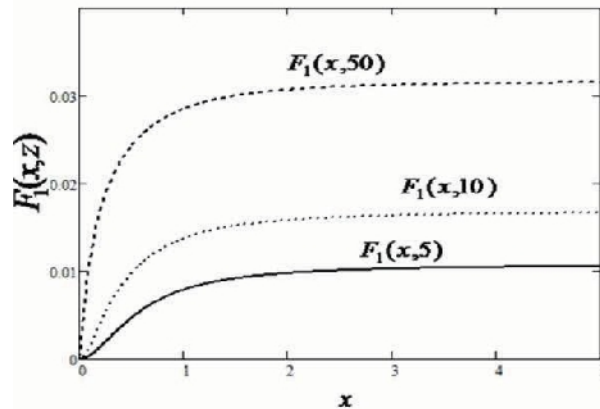


Рис. 1. Спектр ТИ низких частот в безграничной среде.

3. Перейдем теперь к анализу ТИ в тонком слое вещества. Используя приближение траектории в виде угла, рассмотрим простую модель: быстрый электрон влетает в слой вещества, двигаясь равномерно до середины слоя, затем испытывает рассеяние на угол ψ и вылетает из слоя, двигаясь вновь с постоянной скоростью. Амплитуда излучения следует в данном случае из общего выражения [8]

$$A^{\text{rad}} = \frac{e}{\pi} \frac{1}{\gamma^{-2} + u_i^2} \frac{u_i}{\gamma^{-2} + u_f^2} \exp \frac{i\omega}{2} \int_0^L dt \left(\gamma^{-2} - \chi(\omega) + \frac{u^2}{t} \right) +$$

$$+ \frac{i\omega}{2} \int_0^L dt u_t \exp \frac{i\omega}{2} \int_0^t d\tau \left(\gamma^{-2} - \chi(\omega) + u_t^2 \right) \exp \left(i\omega \chi(\omega) L/2 \right), \quad (4.2)$$

учитывающего вклад тормозного и переходного механизмов излучения, а так же эффекты Тер-Микаэляна и Ландау-Померанчука-Мигдала. Здесь L – толщина слоя, $\chi(\omega)$ – диэлектрическая восприимчивость вещества мишени, $u_t = v_t/c$, углы θ_t и θ_r определяют текущую скорость электрона $V_t = e(1 - \beta_t^2/2) + \beta_t$, $e_{\theta_t} = 0$ и единичный вектор в направлении излучения $n = e(1 - \beta_t^2/2) + \beta_t$, $e_{\theta_r} = 0$, e_{θ} – нормаль к поверхности слоя, индексами i и f обозначены значения соответствующих величин на входной и выходной поверхностях слоя.

В рамках рассматриваемого приближения интегралы в (2) легко вычисляются, что приводит в следующем простом выражении для амплитуды

$$A^{\text{rad}} = \frac{e}{\pi} \frac{12}{\gamma^{-2} - \chi(\omega) + \beta^2} \frac{2}{\gamma^{-2} + \beta^2} \frac{1}{\gamma^{-2} - \chi(\omega) + (\beta - \beta_t)^2} \frac{1}{\gamma^{-2} + (\beta - \beta_r)^2} \times$$

$$\times \exp(i\omega L/4) \frac{2}{\gamma^{-2} - \chi(\omega) + \beta^2} \frac{1}{\gamma^{-2} - \chi(\omega) + (\beta - \beta_t)^2} \exp(i\omega L/4) \frac{2}{\gamma^{-2} - \chi(\omega) + \beta^2} \frac{1}{\gamma^{-2} - \chi(\omega) + (\beta - \beta_r)^2} \exp(i\omega L/4) \quad (4.3)$$

Первое и второе слагаемые в квадратных скобках в (3) описывают соответственно переходное излучение на входной и выходной поверхностях слоя, третье слагаемое отвечает тормозному излучению. Обратим внимание, что в областях частот, в которой аргументы экспонент малы (длина формирования существенно превышает толщину слоя), результат (3) в точности совпадает с «вакуумным» пределом [1,2]

$$A^{\text{rad}} = \frac{e}{\pi} \frac{2}{\gamma^{-2} + (\beta - \beta_t)^2} \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2}, \quad (4.4)$$

так что спектр излучения в указанной области частот определяется только тормозным механизмом и является константой $F_1(\infty, z)$.

В общем случае приходится использовать для расчета спектра полную формулу (3). При этом удобно представить $\omega \frac{dN}{d\omega}$ в виде суммы «вакуумного» и интерференционного слагаемых

$$\omega \frac{dN}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi} \frac{1 + z^2/2}{1 + z^2/4} \cdot \frac{2}{z} \ln \frac{1 + z^2/4 + z/2}{1 - z/2} + F_2(x, y, z),$$

$$\begin{aligned}
F_2(x, y, z) = & \frac{2e^2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{(2x)^{-1} t - xz^2/4}{x + (2x)^{-1} t + xz^2/4} \times \\
& \times \frac{1}{x + t + xz^2/4} \cdot \frac{1}{(x + t + xz^2/4)^2 - txz^2} - \\
& - \frac{1}{x + x^{-1} + t + xz^2/4} \cdot \frac{1}{(x + x^{-1} + t + xz^2/4)^2 - txz^2} \times \\
& \times \frac{1 - \cos y(x + x^{-1} + t + xz^2/4)}{1 - \cos y(x + x^{-1} + t)} - \frac{1}{x + t} - \frac{1}{x + x^{-1} + t} \times \\
& \times \frac{x + x^{-1} - t + xz^2}{(x + x^{-1} + t + xz^2)^2 - 4txz^2} - \frac{x + x^{-1} - t}{x + x^{-1} + t} \cdot \frac{1 - \cos (x + x^{-1} + t)y/2}{dt}. \quad (4.5)
\end{aligned}$$

Интерференционное слагаемое, описывающее как эффект Тер-Микаэляна и вклад переходного излучения, так и интерференционные члены, зависит от нового параметра $y = \omega_0 L / 2\gamma$, равного отношению толщины слоя к максимальной величине длиной формирования (с учетом дисперсии диэлектрической проницаемости) и играющего важную роль в процессе излучения. Нетрудно, например, убедиться, что в случае $y \gg 1$ области частот, в которой мишень может рассматриваться как тонкий слой вещества, не существует. С другой стороны, при $y \rightarrow 0$ спектр не зависит от частоты и определяется формулами [1,2].

4. Обратим внимание на экспериментальные свидетельства существенности влияния диэлектрических свойств мишени на характеристики ТИ, следующие из измеренных спектров ТИ [9]. Для количественного сравнения следует использовать формулу (5), усредненную по углу многократного рассеяния электрона на выходе слоя [3]. Будем использовать простейшее гауссово распределение

$$\omega \frac{dN}{d\omega} = \int_0^{\infty} \frac{2z}{z_L^2} \exp\left(-\frac{z^2}{z_L^2}\right) \omega \frac{dN}{d\omega} dz, \quad z_L^2 = \left(\frac{21 \text{ МэВ}}{m}\right)^2 \frac{L}{L_R} \approx 1700 \frac{L}{L_R}. \quad (4.6)$$

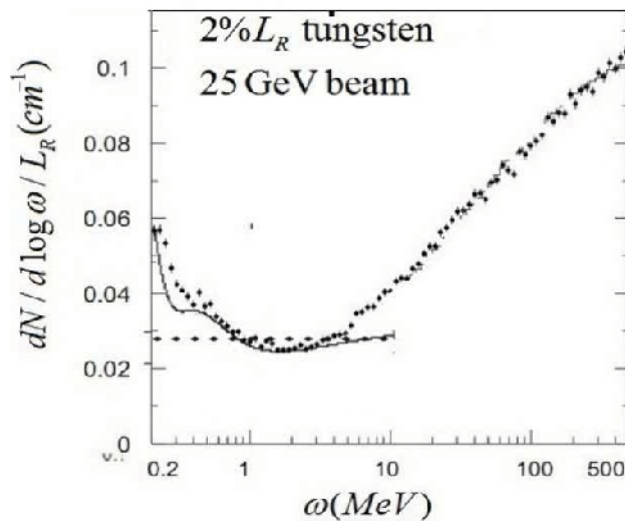


Рис. 2. Низкочастотный спектр ТИ 25 ГэВ электронов в мишени вольфрама ($L = 0.02L_R$).

На Рис. 2. представлены спектры ТИ электронов с энергией 25 ГэВ в мишенях из вольфрама ($L = 0.02L_R$). Здесь точками показан измеренный спектр [9]; сплошной линией – спектр, рассчитанный по формулами (5) и (6); штриховой линией обозначен результат [1,2]. Результат аналогичного сравнения для 25 ГэВ электронов, пересекающих урановую мишень ($L = 0.03L_R$), приведены на Рис. 3. Согласие рассчитанных и измеренных спектров удовлетворительное.

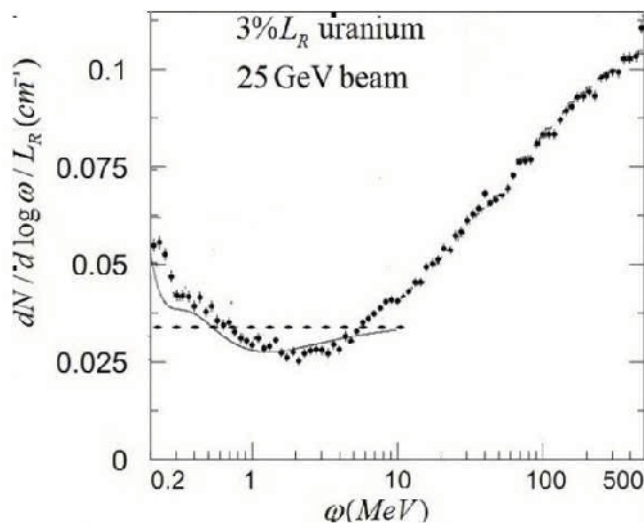


Рис. 3. Низкочастотный спектр ТИ 25 ГэВ электронов в мишени урана ($L = 0.03L_R$).

5. Таким образом, в настоящей работе проведена модификация известного в физике ТИ приближения траектории в виде угла, заключающаяся в учете вклада переходного

излучения и эффекта Тер-Микаэляна диэлектрического подавления ТИ. Показано, что указанные факторы могут оказывать существенное влияние на спектр ТИ в тонком слое вещества. Данный вывод находится в согласии с результатами измерений ТИ 25 ГэВ

электронов в тонких слоях вещества [9].

Авторы благодарны С.Р. Клейну, стимулировавшему выполнение данной работы, за обсуждение ее результатов.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля / М.: Наука, 1988.
2. Шульга Н.Ф., Фомин С.П. // Письма в ЖЭТФ. – 1987. – 27. – С.117.
3. Shulga N.F., Fomin S.F. // JETP. – 1998. – 86. – С.62.
4. Anthony P.L., Becker-Szendy R., Bosted P.E., Cacally-Sforza M., Keller L.P., Kelly L.A. et al // Phys. Rev.Lett.. – 1995 – 5. – P.1945.
5. Uggerhoj U.I., Knudsen Y., Ballestreri S. et al // Phys. Rev. D. – 1996. – 53. – P.6265.
6. Тер-Микаэлян М.Л. // ДАН СССР. – 1954. – 94. – С.1033.
7. Anthony P.L., Becker- Szendy R., Bosted P.E., Cacally-Sforza M., Keller L.P., Kelly L.A. et al // Phys. Rev.Lett. – 1996. – 76. – P.3550.
8. Nasonov N.N. // NIM B. – 2001. – 173. – P.203.
9. Klein S.R. // Rev. Mod. Phys. – 1999. – 71. – P.1501.

ON RELATIVISTIC ELECTRON
BREMSSTRAHLUNG IN THIN
TARGETS

Le Thi Hoai, N.N.

Nasonov

Belgorod State

University,

Studencheskaya St., 14, Belgorod, 308007, Russia, e-mail:

nnn@bsu.edu.ru

Abstract. Simple model of relativistic electron bremsstrahlung in thin target is presented at conditions when its thickness is less then the photon formation length. Results of our calculations obtained with the account of influence of target dielectric properties are in agreement with data at

25 GeV of electron bremsstrahlung in thin layers of different media.

Key words: bremsstrahlung, formation length, dielectric permeability.