

А. Б. КУКАНОВ, Г. А. ЛАВРОВА, О. Г. ГОРЯГА

О ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ТОКОНЕСУЩЕГО ЗАРЯЖЕННОГО КОЛЬЦА, ПРОХОДЯЩЕГО ЧЕРЕЗ ТОНКУЮ ПРОЗРАЧНУЮ ПЛЕНКУ

После работы В. И. Векслера [1], указавшего на возможность осуществления новых механизмов ускорения частиц, был достигнут известный прогресс [2] в использовании для такого ускорения электронных колец. С целью детектирования электронного кольца, нагруженного ионами, можно использовать электромагнитное излучение, возникающее при пересечении таким кольцом плоской границы раздела двух сред или плоскопараллельной пластины. Такая постановка является вполне оправданной, если учесть эксперименты, выполненные в целом ряде работ (см., например, [3]) по переходному излучению электронов в тонких пленках, а с другой стороны, по исследованию когерентного синхротронного излучения [4, 5].

Следует отметить, что переходное излучение в случае точечной заряженной частицы, движущейся по винтовой линии $(r_p(t) = \{\xi_2 \cos \omega_0 t; \xi_2 \sin \omega_0 t; v_3 t\})$ и пересекающей плоскопараллельную ферродиелектрическую пластину толщины a , помещенную в вакуум (ось винтовой линии нормальна к плоскостям пластины), характеризуется непрерывным спектром. Выражение для спектральной плотности энергии этого излучения на частоте ω может быть представлено в виде бесконечной суммы по индексу ν . Член этой суммы, соответствующий $\nu=0$, в точности совпадает с выражением для спектральной плотности энергии переходного излучения, обусловленного бесконечно тонким токонесущим равномерно заряженным кольцом радиуса ξ_2 , пересекающим с постоянной скоростью v_3 плоскопараллельную пластину (ω_0 — угловая скорость вращения кольца). К этому выражению можно прийти, если в аргументы тригонометрических функций $r_p(t)$ ввести текущую фазу $\alpha (0 \leq \alpha \leq 2\pi)$, в выражениях для плотности заряда и тока вместо e положить $\frac{e}{2\pi} da$ и провести интегрирование по α в формулах для полей переходного излучения.

В. Н. Цытовичем впервые была рассмотрена задача о когерентном переходном излучении токонесущими заряженными сгустками при их прохождении через границу [6] и был исследован вопрос о возникающих при этом силах с точки зрения перемешивания массы.

В настоящей заметке мы рассмотрим следующую модельную задачу. Пусть токонесущий заряженный кольцевой сгусток движется поступательно и равномерно со скоростью $v_3 > 0$ вдоль оси z , пересекая по нормали плоскопараллельную ферродиелектрическую пластину толщины a . $\epsilon = \epsilon(\omega)$ и $\mu = \mu(\omega)$ суть ее диэлектрическая и магнитная проницаемости. Плоскости пластины считаем совмещенными с плоскостями $z=0$ и $z=a$. Пластина помещена в вакуум. Мы предполагаем, что потери энергии рассматриваемым объектом на единице длины пути пренебрежимо малы по сравнению с его кинетической энергией. Разлагаем векторы полей, индукций, выражения для плотности тока $j(r, t)$ и заряда $\rho(r, t)$ в уравнениях Максвелла в четырехкратные интегралы Фурье. Находим для Фурье-компонентов электрического и магнитного полей $E(k, \omega)$ и $H(k, \omega)$ как решений неоднородных уравнений Максвелла следующие формулы:

$$E(k, \omega) = \frac{4\pi i}{\epsilon} \frac{\frac{\omega}{c^2} \epsilon \mu j(k, \omega) - k\rho(k, \omega)}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu}; \quad H(k, \omega) = \frac{c}{\mu \omega} [kE(k, \omega)]. \quad (1)$$

Здесь i — мнимая единица, c — скорость света в вакууме.

Плотность распределения электрического заряда $\rho(r, t)$ и плотность тока $j(r, t)$ задаем в виде

$$\rho(r, t) = \frac{e}{2\pi h (\xi_2^2 - \xi_1^2)} \eta(h - |z - v_3 t|) \eta(\xi_2 - \xi) \eta(\xi - \xi_1), \quad (2)$$

$$j(r, t) = \rho(r, t) (v_3 e_z + \xi \omega_0 e_\varphi). \quad (3)$$

Здесь e — заряд ступка, равномерно распределенный по объему, ограниченному в цилиндрических координатах $\xi = \sqrt{x^2 + y^2}$, ψ , z координатными поверхностями

$$\xi = \xi_2; \quad \xi = \xi_1; \quad z_1 = v_3 t - h; \quad z_2 = v_3 t + h; \quad \eta(s) = \begin{cases} 1 & \text{при } s > 0 \\ 0 & \text{при } s < 0. \end{cases}$$

ω_0 — постоянная частота вращения ступка вокруг оси симметрии, совпадающей с осью z .

Поля излучения, удовлетворяющие однородным уравнениям Максвелла, должны быть найдены из граничных условий непрерывности тангенциальных составляющих векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} , нормальных составляющих векторов \mathbf{D} и \mathbf{B} и с учетом принципа излучения. В расчетах будем следовать методу, предложенному Г. М. Гарибяном [7, 8] и модифицированному В. Е. Пафомовым [9]. В интегральных представлениях для компонентов вектора электрического поля излучения, введя в пространстве волновых чисел цилиндрические координаты $\kappa = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}$, φ , k_3 , проведем интегрирование по φ в пределах от 0 до 2π , которое приведет к функциям Бесселя $J_0(\kappa\xi)$ или $J_1(\kappa\xi)$. Переходя от цилиндрических координат точки наблюдения ξ , ψ , z к ее сферическим координатам R , θ , ψ ($\xi = R \sin \theta$, $z = R \cos \theta$) и используя асимптотические формулы для указанных функций Бесселя при $\kappa\xi = \kappa R \sin \theta \gg 1$, проводим интегрирование по κ методом стационарной фазы при $R \rightarrow \infty$ и по переменной k_3 за счет дельта-функции $\delta(\omega - k_3 v_3)$. Мы найдем:

$$\begin{pmatrix} E'_{1\xi} \\ E'_{3\xi} \end{pmatrix} = -\frac{e \cos^2 \theta}{\pi R c \sin \theta} \beta \int_{-\infty}^{+\infty} QS \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{1n} \\ \mathcal{E}_{3n} \end{pmatrix} e^{i\omega \left(\frac{R}{c} - t\right)} d\omega; \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} E'_{1\psi} \\ E'_{3\psi} \end{pmatrix} = -\frac{ie\omega_0 \cos \theta}{\pi R c^2} \beta \int_{-\infty}^{+\infty} PS \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{1l} \\ \mathcal{E}_{3l} \end{pmatrix} e^{i\omega \left(\frac{R}{c} - t\right)} d\omega; \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} E'_{1z} \\ E'_{3z} \end{pmatrix} = \frac{e \cos \theta}{\pi R c} \beta \int_{-\infty}^{+\infty} QS \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{1n} \\ \mathcal{E}_{3n} \end{pmatrix} e^{i\omega \left(\frac{R}{c} - t\right)} d\omega; \quad (6)$$

Здесь

$$P = \frac{2 \left[\xi_2^2 J_2 \left(\xi_2 \frac{\omega}{c} \sin \theta \right) - \xi_1^2 J_2 \left(\xi_1 \frac{\omega}{c} \sin \theta \right) \right]}{\frac{\omega}{c} \sin \theta (\xi_2^2 - \xi_1^2)}; \quad (7)$$

$$Q = \frac{2 \left[\xi_2 J_1 \left(\xi_2 \frac{\omega}{c} \sin \theta \right) - \xi_1 J_1 \left(\xi_1 \frac{\omega}{c} \sin \theta \right) \right]}{\frac{\omega}{c} \sin \theta (\xi_2^2 - \xi_1^2)}, \quad S = \frac{\sin \left(\frac{\omega h}{v_3} \right)}{\frac{\omega h}{v_3}}; \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{1n} = & \frac{\sin^2 \theta \exp \left\{ i \frac{\omega z}{v_3} (1 - \beta y) \right\}}{(1 - \beta^2 x^2)(1 - \beta^2 y^2) \left[(x - \varepsilon y)^2 e^{i \frac{\omega a x}{c}} - (x + \varepsilon y)^2 e^{-i \frac{\omega a x}{c}} \right]} \times \\ & \times \{ (x - \varepsilon y) [\beta^2 (1 - n^2)(\varepsilon - \beta x) + (\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 y^2)] e^{i \frac{\omega a x}{c}} + \\ & + (x + \varepsilon y) [\beta^2 (1 - n^2)(\varepsilon + \beta x) + (\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 y^2)] e^{-i \frac{\omega a x}{c}} - \\ & - 2x [\varepsilon \beta^2 (1 - n^2)(1 + \beta y) + (\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 y^2)] e^{-i \frac{\omega a}{v_3}} \}; \quad (9) \end{aligned}$$

$$\mathcal{E}_{1l} = \frac{\exp \left\{ i \frac{\omega a}{v_3} (1 - \beta y) \right\}}{(1 - \beta^2 x^2) (1 - \beta^2 y^2) [(x - \mu y)^2 e^{i \frac{\omega a}{c} x} - (x + \mu y)^2 e^{-i \frac{\omega a}{c} x}]} \times$$

$$\times \{ (x - \mu y) [\beta (1 - n^2) (\mu - \beta x) + x (\mu - 1) (1 - \beta^2 y^2)] e^{i \frac{\omega a}{c} x} +$$

$$+ (x + \mu y) [\beta (1 - n^2) (\mu + \beta x) - x (\mu - 1) (1 - \beta^2 y^2)] e^{-i \frac{\omega a}{c} x} -$$

$$- 2 \mu x [\beta (1 - n^2) (1 + \beta y) - y (\mu - 1) (1 - \beta^2 y^2)] e^{-i \frac{\omega a}{v_3}} \}, \quad (10)$$

$$x = \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}; \quad y = \cos \theta; \quad n = \sqrt{\epsilon \mu}; \quad \beta = \frac{v_3}{c}. \quad (11)$$

Индекс 1 соответствует полям за пластиной, индекс 3 — полям перед пластиной. Формулы \mathcal{E}_{3n} и \mathcal{E}_{3l} получаются из (9)–(11) умножением на $-\exp \left\{ i \frac{\omega a}{v_3} (\beta y - 1) \right\}$ и последующей заменой a на $-a$. Формулы для \mathcal{E}_{1n} и \mathcal{E}_{3n} при $\mu=1$ совпадают с ранее полученными результатами [10].

Для спектральной плотности энергии переходного излучения вперед ($\cos \theta > 0$), назад ($\cos \theta < 0$) получаем следующую формулу:

$$\frac{dW_{(3)}^{(1)}}{d\Omega d\omega} = cR^2 |E'_{\omega(3)}|^2 = \frac{e^2 \beta^2}{c\pi^2} \cos^2 \theta S^2 \left\{ \frac{Q^2}{\sin^2 \theta} \left(\frac{|\mathcal{E}_{1n}|^2}{|\mathcal{E}_{3n}|^2} \right) + \frac{\omega_0^2}{c^2} P^2 \left(\frac{|\mathcal{E}_{1l}|^2}{|\mathcal{E}_{3l}|^2} \right) \right\}. \quad (12)$$

При $\xi_1 \rightarrow 0$ формула (12) дает спектральную плотность энергии переходного излучения токонесящим заряженным диском радиуса ξ_2 и толщины $2h$. При $\xi_1 \rightarrow \xi_2$ и $h \rightarrow 0$

$$P \rightarrow \xi_2 J_1 \left(\xi_2 \frac{\omega}{c} \sin \theta \right), \quad Q \rightarrow J_0 \left(\xi_2 \frac{\omega}{c} \sin \theta \right),$$

$S \rightarrow 1$, а формула (12) будет соответствовать излучению бесконечно тонким токонесящим заряженным кольцом. Разлагая последние функции Бесселя в ряды и ограничиваясь только первыми членами разложения, получаем результаты [10].

Если $a \rightarrow \infty$, одновременно считая, что затухание конечно, $\text{Re}(ix) > 0$, то получающийся для точечной частицы результат сводится к [11, 12] при наличии одной границы раздела.

Случай $\left(\frac{na\omega}{c} \ll 1 \right)$ соответствует переходному излучению, возникающему при пересечении объектом тонкой пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Veksler V. I. Symposium, CERN, **1**, 80, 1956; Векслер В. И. «Атомная энергия», **5**, 427, 1957.
2. Иванов И. Н., Кузнецов А. Б. и др. Коллективное ускорение ионов. В сб.: «Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра», **1**, вып. 2, 1971, стр. 391.
3. Силин В. П., Фетисов Е. П. Phys. Rev. Lett., **7**, 374, 1961; ЖЭТФ, **45**, 1573, 1963.
4. Прохоров А. М. «Радиотехника и электроника», **1**, 71, 1956.
5. Адо Ю. М., Елян В. В. «Атомная энергия», **9**, 455, 1960.
6. Цытович В. Н. ЖТФ, **31**, 766, 1961; **31**, 932, 1961.
7. Гарибян Г. М. ЖЭТФ, **33**, 1403, 1957.
8. Гарибян Г. М., Чаликян Г. А. ЖЭТФ, **35**, 1282, 1958; «Изв. АН АрмССР», физ.-мат. науки, **12**, 3, 1959.
9. Пафомов В. Е. Тр. ФИАН, **16**, 94, 1961.
10. Пафомов В. Е. ЖЭТФ, **33**, 1074, 1957.

11. Гинзбург В. Л., Франк И. М. ЖЭТФ, 16, 15, 1946.
 12. Амагуни А. Ц. «Изв. АН АрмССР», физ.-мат. науки, 13, 113, 1960.

Поступила в редакцию
 22.10 1973 г.

Кафедра
 теоретической физики

УДК 539.14

В. А. ИВАНОВ, К. И. ИГНАТЕНКО, А. В. СОМИКОВ, Б. С. СТАВНИВЕНКО

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ УРОВНЯ 478 КЭВ ${}^7\text{Li}^*$ ПО ДОПплЕР-ЭФФЕКТУ С ПРИМЕНЕНИЕМ $\text{Ge}(\text{Li})$ -СПЕКТРОМЕТРА

С появлением $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов γ -излучения, имеющих высокое энергетическое разрешение при хорошей эффективности регистрации, начался новый этап в γ -спектроскопии. В частности, наблюдение доплеровского смещения (или уширения) γ -линий и определение этим методом времен жизни стало несравненно более легкой задачей.

По результатам измерений доплеровского уширения γ -линии оценивается время жизни первого возбужденного уровня ${}^7\text{Li}$ (реакция ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* + 478 \text{ кэВ}$).

Схема опыта изображена на рис. 1. Установка состоит из $\text{Pu}-\alpha$ - Be источника нейтронов, боросодержащего вещества и $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора в криостате. Источник нейтронов и исследуемый образец помещены внутри бака с водой, который служит одно-

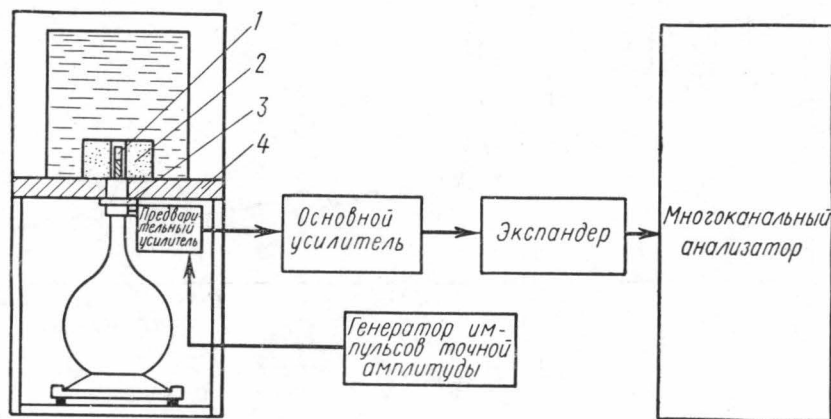


Рис. 1. Схема опыта: 1 — источник нейтронов, 2 — образец, 3 — $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор, 4 — свинец

временно замедлителем нейтронов и биологической защитой. При наблюдении γ -линии 478 кэВ от ${}^7\text{Li}$ между источником и детектором располагается свинцовый фильтр для уменьшения γ -фона от ${}^{239}\text{Pu}$. Импульсы с детектора поступают на малошумящий предварительный усилитель, затем на основной усилитель и экспандер, позволяющий регистрировать спектр частями. Амплитудный анализ производится с помощью 1024-канального анализатора. Используемый γ -спектрометр имеет разрешение 4 кэВ при 122 кэВ и 6 кэВ при 478 кэВ. Измерение энергий γ -линий производится с помощью генератора импульсов точной амплитуды.

Предварительно изучался спектр фона (рис. 2). В нем найдены γ -линии ${}^{239}\text{Pu}$, линия 4433 кэВ ${}^{12}\text{C}$ (реакция ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}^* \rightarrow 4433 \text{ кэВ}$), а также γ -линии, возбуждаемые нейтронами при неупругом рассеянии и радиационном захвате. Среди них аннигиляционная линия 511 кэВ и линия 2223 кэВ радиационного захвата нейтронов в водороде. Кроме того, в спектре фона присутствуют γ -линии от неупругого рассеяния быстрых нейтронов в германии детектора. Наиболее интенсивная линия связана с возбуждением при неупругом рассеянии нейтронов O^+ уровня в