

А. Ц. Амагуни

Переходное излучение периодически следующих друг за другом сгустков заряженных частиц

Связи с возможным использованием переходного излучения для генерации волн нужного диапазона, например, миллиметрового — имеет смысл более детально, чем это делалось до сих пор (Аскарян [1], см. также [2]) рассмотреть переходное излучение от сгустков заряженных частиц.

Поскольку на практике часто реализуются периодически следующие друг за другом сгустки заряженных частиц, естественно рассмотреть также вопросы интерференции излучения от отдельных сгустков.

Такого типа задачи рассматривались ранее в работах Франка [3] и Гинзбурга [4] в применении к другим видам излучения. Полученные ниже результаты качественно схожи с результатами, приведенными в [4], но содержат некоторые конкретные особенности, присущие явлению интерференции переходного излучения.

Пусть вместо точечного заряда величины e , рассматриваемого в работах по теории переходного излучения [5—11] мы имеем дело с отрезком заряженной нити, расположенной, например, вдоль оси z и имеющей длину a_z . Пусть сгусток такой формы имеет линейную плотность заряда q и движется с постоянной скоростью $\vec{v}$ вдоль оси z , перпендикулярно к поверхности (или системе параллельных поверхностей) раздела сред с различными диэлектрическими и магнитными свойствами.

Плотности заряда и тока, входящие в правые части уравнений Максвелла, в этом случае запишутся в виде

$$\rho = q \delta(x) \delta(y) \sigma(z - vt), \quad \vec{j} = \rho \vec{v},$$

$$\sigma(z) = \begin{cases} 0, & |z| > a_z/2, \\ 1, & |z| < a_z/2. \end{cases} \quad (1)$$

Разлагая, как в [6], поля и токи в трехкратные интегралы Фурье, например

$$\rho(\vec{r}, t) = \int_{\vec{k}} \rho_{\vec{k}} e^{i \vec{k} \cdot \vec{r} - i \omega t} d\vec{k}, \quad \vec{k} = (\vec{x}, k_z), \quad \omega = k_z v; \quad (2)$$

и т. д., будем иметь для Фурье-компоненты плотности заряда выражение

$$\rho_{\vec{k}} = \frac{q}{(2\pi)^2} \frac{\sin(k_z a_3/2)}{\pi k_z} \quad (3)$$

При $a_3 \rightarrow 0$ и $qa_3 \rightarrow e$ мы приходим к выражению для случая точечного заряда.

Используя (3) нетрудно видеть, что переход от случая точечного заряда к случаю рассматриваемому здесь, сводится к замене $e/2$ в выражении для полей переходного излучения [6–8, 10, 11] на фактор

$$\frac{q}{k_z} \sin \frac{k_z a_3}{2} \rightarrow \frac{e}{2} \quad (4)$$

Аналогичным образом нетрудно получить правила перехода для полей излучения в случае отрезка нити длины a_2 , расположенного вдоль оси y , или отрезка нити длины a_1 , расположенного вдоль оси x (в обоих случаях линейная плотность заряда равна q и отрезок движется, как целое, вдоль оси z с постоянной скоростью v)

$$\begin{aligned} \frac{q}{x \cos \varphi} \sin \left(\frac{x a_1 \cos \varphi}{2} \right) &\rightarrow \frac{e}{2}, \\ \frac{q}{x \sin \varphi} \sin \left(\frac{x a_2 \sin \varphi}{2} \right) &\rightarrow \frac{e}{2}. \end{aligned} \quad (5)$$

В (5) $x = |\vec{x}|$, $x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} - \lambda_{1,2}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} \sin^2 \theta$, θ — угол излучения в первую (1) или вторую (2) среду (см. [5]), φ — полярный угол в плоскости xy , отсчитываемый от оси x .

Если

$$\frac{\omega a_3}{2v} \ll 1, \quad a_3 \ll \frac{2v}{\omega} = \beta \lambda / \pi, \quad (6)$$

то $qa_3 \rightarrow e$, и излучение с длиной волны λ (в вакууме) будет генерироваться полным зарядом qa_3 нити, перпендикулярной границе раздела.

В случае нитей, расположенных параллельно плоскости раздела [формула (5)], отметим зависимость излучения от полярного угла. Отрезок нити будет излучать как один заряд величины qa_1 (qa_2) при условиях

$$\frac{x a_1 \cos \varphi}{2} \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{x a_2 \sin \varphi}{2} \ll 1. \quad (7)$$

Если

$$a_{1,2} \ll \frac{2}{x} = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{\varepsilon_{1,2} \mu_{1,2}}} \sin \theta, \quad (8)$$

то условия (7) выполнены для всех углов φ .

Как известно [6, 10], в случае релятивистских частиц переходное излучение (в вакууме) в основном испускается под малыми углами $\theta \sim \frac{m}{E}$ к траектории частицы. Поэтому протяженный заряд будет излучать как точечный в случае

$$a \ll \frac{\lambda}{\pi \sqrt{\epsilon_{1,2} \mu_{1,2}}} \cdot \frac{E}{m}, \quad (8)$$

т. е. на поперечные размеры сгустка в релятивистском случае накладываются относительно слабые ограничения (см. также [2]).

Условия (7) будут выполнены также и при $ax \lesssim 1$, если исследовать излучение в области равноудаленной от концов отрезка, т. е. при φ близком к $\frac{\pi}{2}$ и $\frac{3\pi}{2}$ [первая формула (7)] или при φ близком к π и 0 (в случае отрезка нити, параллельного оси y). Интервал углов вокруг этих направлений

$$\Delta\varphi \ll \frac{1}{\kappa a} \quad (\Delta\varphi \ll 1) \quad (9)$$

характерен тем, что излучение в этот интервал углов создается всем зарядом нити qa .

При рассмотрении случаев

$$a) k_1 a_1 \gg 1, \quad б) \kappa a_1 \cos \varphi \gg 1, \quad в) \kappa a_2 \sin \varphi \gg 1 \quad (10)$$

обратим внимание на то, что в интенсивность излучения входят квадраты факторов (4), (5) и выделим остающуюся после усреднения по небольшому интервалу частот неосциллирующую часть интенсивности.

Тогда, в спектральном и угловом распределении интенсивности излучения для перехода от точечного заряда к случаю заряженного протяженного отрезка нити нужно произвести [соответственно условиям (10)] замену

$$\frac{e^2}{2} \rightarrow \frac{q^2 v^2}{\omega^2}, \quad \frac{q^2 c^2}{\omega^2 \epsilon_{1,2} \mu_{1,2} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi} \rightarrow \frac{q^2 c^2}{\omega^2 \epsilon_{1,2} \mu_{1,2} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}. \quad (11)$$

Кратко результат можно сформулировать следующим образом.

При условиях (6), (7) ($k_i a_i \ll 1$, $i = 1, 2, 3$) спектральная интенсивность излучения пропорциональна квадрату полного заряда сгустка Q^2 ; при условиях (10) интенсивность излучения пропорциональна величине $Q^2/(k_i a_i)^2 = \frac{e^2 N^2}{(k_i a_i)^2}$, где N — полное число электронов в сгустке. Видно, что даже если $k_i a_i \gg 1$, можно добиться заметной интенсивности излучения в заданном интервале частот, используя сгустки частиц с большим N .

Необходимо заметить, что приведенные выше результаты справедливы, если расстояния между отдельными зарядами в сгустке таковы, что допустимо его макроскопическое описание с помощью понятия линейной плотности заряда. Макроскопическое описание возможно в том случае, если расстояния между отдельными зарядами сгустка Δx , Δy , Δz , подчинены условиям

$$x_z \Delta x \ll 1, \quad x_y \Delta y \ll 1, \quad k_z \Delta z \ll 1. \quad (12)$$

Если имеют место неравенства обратные (12), то осуществляется независимое излучение N зарядов, составляющих сгусток (ср. [2]).

Ясно, что к случаю макроскопического сгустка в форме параллелепипеда с ребрами a_1 , a_2 , a_3 , переход от случая точечного заряда будет осуществляться следующей заменой в полях излучения

$$\frac{e}{8} \rightarrow \frac{Q}{(k_1 a_1)(k_2 a_2)(k_3 a_3)} \sin(k_1 a_1) \sin(k_2 a_2) \sin(k_3 a_3),$$

где Q — полный заряд сгустка.

Рассмотрим теперь случай m сгустков (каждый протяженности a_3), центры которых отстоят друг от друга на расстоянии $d = a_2 + b$. Вся совокупность сгустков расположена вдоль оси z и движется со скоростью $\vec{v}$ перпендикулярно границе (или границам) раздела сред.

Имея в виду, что поле излучения есть сумма полей излучения от отдельных сгустков и, что фурье-компонента поля излучения l -сгустка (учитывая сдвиг во времени пролета через границу среды) есть

$$\vec{H}_{1,2}^{(l)} = \vec{H}_{1,2}^{(1)} e^{-i(l-1)k_z d}, \quad (13)$$

где $\vec{H}_{1,2}^{(1)}$ — поле излучения первого сгустка, нетрудно получить суммарное поле излучения

$$\vec{H}_{1,2} = \vec{H}_{1,2}^{(1)} \frac{1 - e^{-imk_z d}}{1 - e^{-ik_z d}}$$

и общую спектральную интенсивность излучения m -сгустков

$$dS^{(m)}(\omega, \theta, \varphi) = dS^{(1)}(\omega, \theta, \varphi) \cdot \frac{\sin^2 \frac{m\omega d}{2v}}{\sin^2 \frac{\omega d}{2v}}, \quad (14)$$

где $dS^{(1)}$ — интенсивность излучения одного сгустка. Отметим близость формулы (14) к формуле теории дифракции на m щелях (ср. [4]).

Если $\frac{m\omega d}{2v} \ll 1$, то $dS^{(m)}$ будет в m^2 раз превышать излучение одного сгустка. Ясно, однако, что для больших m этот случай трудно реализовать практически.

Если $\omega = \frac{2\pi n v}{d}$, или $\lambda = \frac{d}{\beta n}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), то вблизи таких частот будем иметь максимумы излучения пропорциональные m^2 с шириной $\sim 1/m$. Относительная величина этих максимумов определится спектральным распределением интенсивности одного сгустка — $dS^{(1)}$.

Условие $\lambda = \frac{d}{n\beta}$ можно рассматривать, как условие на скорость $\beta = \frac{d}{n\lambda} < 1$, откуда $n > d/\lambda\beta$. В силу (4) $dS^{(1)} \sim \sin^2\left(\frac{\omega a_3}{2v}\right) \left(\frac{\omega}{v}\right)^2$, то есть величина максимума будет убывать в зависимости от его порядка как n^2 в полной аналогии с формулами дифракционной решетки. Тем не менее, имея достаточное число электронов в сгустке, можно получить заметную интенсивность и в максимумах высокого порядка.

Нетрудно видеть, что при $\frac{\omega d}{2v} \gg 1$, т. е. $d \gg \frac{\lambda\beta}{\pi}$, мы будем иметь дело с независимыми излучениями m сгустков. На практике, по-видимому, будет осуществляться именно этот случай.

Аналогично вышеприведенному, можно рассмотреть и другие случаи распределения сгустков. Например, нетрудно получить выражение для спектральной и угловой интенсивности в случае n -групп сгустков, причем, каждая группа состоит из m -сгустков, центры которых отстоят друг от друга на d , а расстояние между центрами соседних групп есть b

$$dS^{(m, n)} = dS^{(1)} \frac{\sin^2 \frac{m\omega d}{2v}}{\sin^2 \frac{\omega d}{2v}} \cdot \frac{\sin^2 \frac{n\omega b}{2v}}{\sin^2 \frac{\omega b}{2v}}. \quad (15)$$

В (15) $dS^{(1)}$, как и раньше, есть излучение одного сгустка.

Автор признателен Г. М. Гарибяну и Э. А. Лазиеву за обсуждение.

Ереванский государственный
университет

Поступила 12 VII 1961

Ա. Յ. ԱՄԱՏՈՒՅԻ

ՊԱՐԲԵՐԱԲԱՐ ՄԻՄՅԱՆՑ ՀԱՋՈՐԴՈՂ ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ
ԽՏԻԼՆԵՐԻ ԱՆՑՄԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոդվածում ավելի մանրամասն, քան աղ արված է նախկինում, հետազոտված է լիցքավորված մասնիկների խտիչների անցման հոտադարձումը: Ստացված են կետային լիցքի բաժանման լիցքի դեպքին ածանցյալ կանոնները:

ЛИТЕРАТУРА

1. Аскарян Г. А. Импульсная когерентная генерация миллиметровых радиоволн негравитистскими электронными сгустками. ЖЭТФ, **30**, 584, 1956.
2. Амагуни А. Ц. Переходное излучение дипольных моментов. Известия АН Армянской ССР, серия физ.-мат. наук, **13**, 1, 1960.
3. Франк И. М. Явление интерференции для радиации Черенкова. ДАН СССР, **32**, 354, 1944.
4. Гинзбург В. Л. Об излучении микрорадиоволн и их поглощении в воздухе. Известия АН СССР, **11**, 165, 1947.
5. Гинзбург В. Л. и Франк И. М. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую. ЖЭТФ, **16**, 15, 1948.
6. Гарибян Г. М. К теории переходного излучения. ЖЭТФ, **33**, 1403, 1957.
7. Гарибян Г. М. и Чаликян Г. А. Излучение заряженной частицы, пролетающей через пластинку. ЖЭТФ, **35**, 1282, 1958. Известия АН Армянской ССР, серия физ.-мат. наук, **12**, 3, 1959.
8. Гарибян Г. М. Излучение заряженной частицы, пролетающей через слоистую среду. ЖЭТФ, **35**, 1435, 1958.
9. Гарибян Г. М. К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицами. ЖЭТФ, **37**, 587, 1959.
10. Барсуков К. А. Переходное излучение в волноводе. ЖЭТФ, **37**, 1106, 1959.
11. Барсуков К. А. Переходное излучение в пластинке, помещенной в волновод. ЖЭТФ, **30**, 1337, 1960.