

РАДИОФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА И ПЛАЗМЫ

УДК 537.531.3

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА, ПЕРЕСЕКАЮЩЕГО ПРОВОЛОЧНЫЙ ЭКРАН

Ю. О. Аверков, В. М. Яковенко

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: yuaver@online.kharkiv.com

Теоретически исследовано переходное излучение модулированного электронного потока при его прохождении через проволочный экран. Электронный поток движется вдоль нормали к экрану и представляет собой бесконечную периодическую последовательность отдельных сгустков. Каждый сгусток имеет вид отрезка заряженной нити, ориентированного перпендикулярно его скорости. Проволочный экран расположен в вакууме и представляет собой бесконечный периодический набор параллельных металлических проволок. Рассмотрены две различные взаимные ориентации сгустков и проволок – перпендикулярная и параллельная. Получено выражение для спектральной плотности потока энергии излучения, построена диаграмма направленности излучения и проведена численная оценка мощности излучения. Показано, что переходное излучение представляет собой набор гармоник на частотах, кратных обратному периоду пространственной модуляции потока, а диаграмма направленности излучения имеет максимум в направлении проволок для нерелятивистских когерентных сгустков. Ил. 5. Библиогр.: 15 назв.

Ключевые слова: модулированный электронный поток, электронные сгустки, проволочный экран, переходное излучение, плотность потока энергии.

С момента теоретического предсказания В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком в 1946 г. возможности излучения равномерно движущегося электрона при переходе из одной среды в другую опубликовано большое число теоретических и экспериментальных работ (см., например, [1–5]). В настоящее время интерес к переходному излучению связан с тем, что этот эффект имеет целый ряд важных применений. К примеру, в физике высоких энергий переходное излучение используется для детектирования заряженных частиц [1]. Бомбардировка электронными сгустками твердых мишеней [6] и прохождение таких сгустков через диафрагмы [7, 8] позволяют генерировать мощные короткие электромагнитные импульсы, применяющиеся в радиолокации. Переходное излучение используется для исследования свойств двумерных электронных слоев, которые являются физической основой устройств современной электроники [9, 10]. Кроме этого, переходное излучение модулированных электронных потоков, пересекающих границу плазмopodobной среды, является эффективным способом генерации поверхностных электромагнитных волн [11–12].

В настоящей работе теоретически исследуется переходное излучение бесконечной периодической последовательности локализованных электронных сгустков, пересекающих одномерный массив параллельных металлических проволок. Расстояние между проволоками полагается значительно меньше длины волны излучения. Сгустки имеют вид отрезков заряженных нитей. Рассмотрены две ориентации сгустков относи-

тельно проволок – перпендикулярная и параллельная. Показано, в частности, что в обоих случаях для нерелятивистских когерентных сгустков максимум интенсивности излучения ориентирован вдоль проволок. Частотный спектр излучения представляет собой дискретный набор гармоник, частоты которых обратно пропорциональны расстоянию между сгустками. Следует отметить, что переходное излучение одного электрона, пересекающего подобную структуру, исследовалось в работе [13]. В работе [14] теоретически показана возможность получения эллиптической поляризации переходного излучения точечного заряда, пересекающего набор проволочных экранов.

1. Постановка задачи и основные уравнения. Пусть бесконечный периодический массив параллельных идеально проводящих проволок расположен в плоскости (xz) (рис. 1). Ось (oz) направлена вдоль проволок. Диаметр проволок и расстояние между соседними проволоками намного меньше длины волны излучения λ . Бесконечная последовательность электронных сгустков движется в положительном направлении оси (oy) со скоростью v_0 . Расстояние между соседними сгустками равно L . Каждый сгусток представляет собой отрезок заряженной нити высотой h .

Рассмотрим случай, когда сгустки ориентированы вдоль оси (ox) (см. рис. 1). Объемную плотность заряда электронного потока $Q(\vec{r}, t)$ зададим следующим образом:

$$Q(\vec{r}, t) = eN_0 \delta(z) \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} dx_0 \delta(x - x_0) \times \sum_{s=-\infty}^{\infty} \delta(y - sL - v_0 t), \quad (1)$$

где e – заряд электрона; N_0 – число электронов в одном сгустке; $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

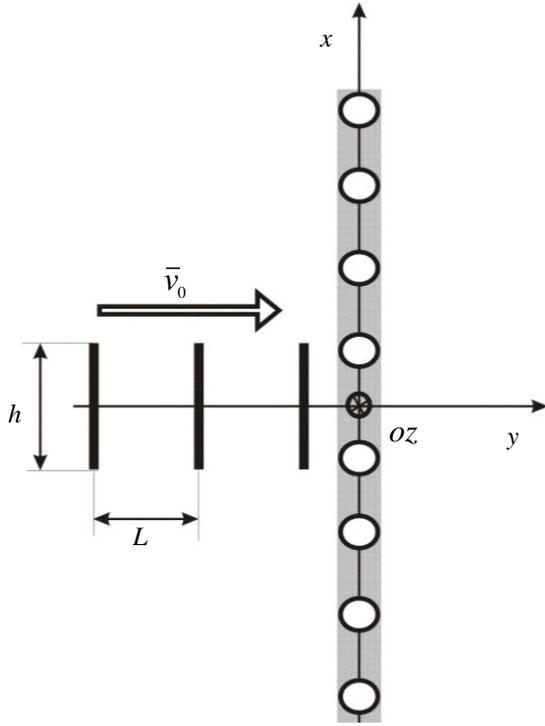


Рис. 1. Геометрия системы

Изменением формы сгустков вследствие кулоновского взаимодействия образующих их электронов, а также обратным влиянием переходного излучения на модуляцию плотности заряда потока $Q(\vec{r}, t)$ будем пренебрегать. Для расчета собственных полей электронного потока $\vec{E}^{(b)}(\vec{r}, t)$, $\vec{H}^{(b)}(\vec{r}, t)$ воспользуемся системой уравнений Максвелла для вакуума:

$$\text{rot} \vec{E}^{(b)}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}^{(b)}(\vec{r}, t)}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\text{rot} \vec{H}^{(b)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}^{(b)}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} Q(\vec{r}, t) \vec{v}_0; \quad (3)$$

$$\text{div} \vec{E}^{(b)}(\vec{r}, t) = 4\pi Q(\vec{r}, t); \quad (4)$$

$$\text{div} \vec{H}^{(b)}(\vec{r}, t) = 0, \quad (5)$$

где c – скорость света в вакууме. Собственные поля электронного потока представим в виде следующих интегралов Фурье:

$$\vec{E}^{(b)}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_z d \frac{\omega}{v_0} \vec{E}^{(b)}(\vec{k}, \omega) \times \exp \left[i(\vec{k} \vec{\rho} + k_y^{(b)} y - \omega t) \right]; \quad (6)$$

$$\vec{H}^{(b)}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_z d \frac{\omega}{v_0} \vec{H}^{(b)}(\vec{k}, \omega) \times \exp \left[i(\vec{k} \vec{\rho} + k_y^{(b)} y - \omega t) \right], \quad (7)$$

где $k_y^{(b)} = \omega/v_0$; $\vec{k} = (k_x, k_z)$ и $\vec{\rho} = (x, z)$ – составляющие в плоскости (xz) волнового вектора и радиус-вектора соответственно. Из уравнений Максвелла (2)–(5) с учетом (6), (7) получаем следующие выражения для фурье-компонент собственных полей потока:

$$E_x^{(b)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{4\pi k_x Q(\vec{k}, \omega)}{\kappa^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2} (1 - \beta^2)}; \quad (8)$$

$$E_y^{(b)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{\kappa^2}{k_x k_y^{(b)}} E_x^{(b)}(\vec{k}, \omega); \quad (9)$$

$$E_z^{(b)}(\vec{k}, \omega) = \frac{k_z}{k_x} E_x^{(b)}(\vec{k}, \omega); \quad (10)$$

$$H_x^{(b)}(\vec{k}, \omega) = \frac{\omega}{c} \frac{k_z}{k_x k_y^{(b)}} E_x^{(b)}(\vec{k}, \omega); \quad (11)$$

$$H_y^{(b)}(\vec{k}, \omega) = 0; \quad (12)$$

$$H_z^{(b)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{\omega}{c} \frac{1}{k_y^{(b)}} E_x^{(b)}(\vec{k}, \omega), \quad (13)$$

где $\beta = v_0/c$;

$$Q(\vec{k}, \omega) = \frac{eN_0}{4\pi^2} f(k_x) \delta(\omega T - 2\pi M); \quad (14)$$

$$f(k_x) = \frac{\sin(k_x h/2)}{k_x h/2}. \quad (15)$$

Здесь $M = 1, 2, 3, \dots$ – целое число; $T = L/v_0$ – временной период следования сгустков в потоке. Заметим, что в силу симметричного диэлектрического (вакуумного) окружения экрана собственные поля электронного потока по обе стороны от экрана описываются выражениями (8)–(15).

Поле переходного излучения электронного потока представим в виде суперпозиции полей TM ($H_y^{(TM)} = 0$) и TE ($E_y^{(TE)} = 0$) поляризаций. Запишем поля излучения в виде TM :

$$\vec{E}_{1,2}^{(TM)}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_z d \frac{\omega}{v_0} \vec{E}_{1,2}^{(TM)}(\vec{k}, \omega) \times \exp \left[i(\vec{k} \vec{\rho} + k_{y,1,2} y - \omega t) \right] \quad (16)$$

и аналогично для остальных составляющих суммарного поля излучения. Здесь

$$k_{y1} = -k_y^{(R)}; \quad k_{y2} = k_y^{(R)}; \quad (17)$$

$$k_y^{(R)} = \sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2 - k_z^2}. \quad (18)$$

Граничные условия представляют собой условия непрерывности компонент E_x , E_z , H_y , H_z суммарных электрического и магнитного полей в плоскости $y = 0$. Компоненты E_y и H_x суммарных электрического и магнитного полей терпят разрыв в плоскости $y = 0$, связанный с возбуждением токов в проволоках экрана. Из граничных условий с учетом (8)–(13) и (16)–(18), получим искомые выражения для фурье-компонент полей излучения:

$$\begin{aligned} E_{x1}^{(TM)}(\vec{k}, \omega) &= E_{x2}^{(TM)}(\vec{k}, \omega) = \\ &= E_x^{(TM)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{k_z^2 k_y^{(R)2} E_x^{(b)}(\vec{k}, \omega)}{k_z^2 k_y^{(R)2} + k_x^2 \omega^2/c^2}; \end{aligned} \quad (19)$$

$$E_{y1,2}^{(TM)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{\kappa^2}{k_x k_{y1,2}} E_x^{(TM)}(\vec{k}, \omega); \quad (20)$$

$$E_z^{(TM)}(\vec{k}, \omega) = \frac{k_z}{k_x} E_x^{(TM)}(\vec{k}, \omega); \quad (21)$$

$$H_{x1,2}^{(TM)}(\vec{k}, \omega) = \frac{\omega}{c} \frac{k_z}{k_x k_{y1,2}} E_x^{(TM)}(\vec{k}, \omega); \quad (22)$$

$$H_{z1,2}^{(TM)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{\omega}{c} \frac{1}{k_{y1,2}} E_x^{(TM)}(\vec{k}, \omega); \quad (23)$$

$$\begin{aligned} E_{x1}^{(TE)}(\vec{k}, \omega) &= E_{x2}^{(TE)}(\vec{k}, \omega) = \\ &= E_x^{(TE)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{k_y^{(R)2}} E_x^{(TM)}(\vec{k}, \omega); \end{aligned} \quad (24)$$

$$E_z^{(TE)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{k_x}{k_z} E_x^{(TE)}(\vec{k}, \omega); \quad (25)$$

$$H_{x1,2}^{(TE)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{c}{\omega} \frac{k_x k_{y1,2}}{k_z} E_x^{(TE)}(\vec{k}, \omega); \quad (26)$$

$$H_y^{(TE)}(\vec{k}, \omega) = \frac{c \kappa^2}{\omega k_z} E_x^{(TE)}(\vec{k}, \omega); \quad (27)$$

$$H_{z1,2}^{(TE)}(\vec{k}, \omega) = -\frac{c}{\omega} k_{y1,2} E_x^{(TE)}(\vec{k}, \omega). \quad (28)$$

Для расчета интегралов вида (16) введем в рассмотрение сферическую систему координат

$$x = R \sin \theta \cos \varphi; \quad y = -R \cos \theta; \quad (29)$$

$$z = R \sin \theta \sin \varphi, \quad (30)$$

где $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ – величина пространственного радиус-вектора; φ – азимутальный угол (в плоскости экрана), отсчитываемый от оси (ox); θ – угол места, отсчитываемый от нормали к эк-

рану. Полагая, что угловые зависимости интенсивности излучения являются периодическими функциями углов φ и θ , рассмотрим следующие области значений углов: $\varphi \in [0, \pi/2]$, $\theta \in [0, \pi/2]$. При $R \gg c/\omega$ для расчета полей излучения воспользуемся методом стационарной фазы для двумерных интегралов [15]. Выражения для компонент электромагнитного поля излучения в координатном представлении в области пространства $y < 0$ имеют вид

$$\begin{aligned} E_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t) &= -\frac{eN_0 \omega_1 \beta}{R \pi c} \times \\ &\times \sin \left[\frac{\omega_M h}{2c} \sin \theta \cos \varphi \right] \left(\frac{\omega_M h}{2c} \right)^{-1} \times \\ &\times \frac{\sin^2 \varphi \cos^3 \theta}{[1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi]} [1 - \beta^2 \cos^2 \theta]^{-1} \times \\ &\times \exp \left[i \omega_M \left(\frac{R}{c} - t \right) \right]; \end{aligned} \quad (31)$$

$$E_{y1}^{(TM)}(\vec{r}, t) = \frac{\tan \theta}{\cos \varphi} E_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t); \quad (32)$$

$$E_{z1}^{(TM)}(\vec{r}, t) = \tan \varphi E_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t); \quad (33)$$

$$H_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t) = -\frac{\tan \varphi}{\cos \theta} E_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t); \quad (34)$$

$$H_{z1}^{(TM)}(\vec{r}, t) = \frac{E_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t)}{\cos \theta}; \quad (35)$$

$$E_{x1}^{(TE)}(\vec{r}, t) = -\frac{E_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t)}{\cos^2 \theta}; \quad (36)$$

$$E_{z1}^{(TE)}(\vec{r}, t) = \frac{E_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t)}{\tan \varphi \cos^2 \theta}; \quad (37)$$

$$H_{x1}^{(TE)}(\vec{r}, t) = -\frac{E_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t)}{\tan \varphi \cos \theta}; \quad (38)$$

$$H_{y1}^{(TE)}(\vec{r}, t) = -\frac{\sin(\theta) E_{x1}^{(TM)}(\vec{r}, t)}{\cos^2 \theta \sin \varphi}; \quad (39)$$

$$H_{z1}^{(TE)}(\vec{r}, t) = -H_{z1}^{(TM)}(\vec{r}, t), \quad (40)$$

где

$$\omega_M = \frac{2\pi c}{\lambda} M \quad (41)$$

частота гармоник переходного излучения; $\lambda = L/\beta$. Поток энергии суммарного поля излучения в области $y < 0$ находим с помощью известного выражения для среднего по периоду колебаний поля вектора Пойнтинга

$$\langle \vec{S} \rangle_1 = \frac{c}{8\pi} [\vec{E}_1, \vec{H}_1^*]. \quad (42)$$

Подставив в (42) выражения (31)–(40), получим следующее выражение для радиальной компоненты $\langle S \rangle_{R1}$:

$$\langle S \rangle_{R1} = \frac{e^2 \omega_1^2 \beta^2}{8\pi^3 R^2 c} \sigma_{\perp, M}^2(\varphi, \theta) \times \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \varphi}{[1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi][1 - \beta^2 \cos^2 \theta]^2}, \quad (43)$$

где

$$\sigma_{\perp, M}(\varphi, \theta) = N_0 \frac{\sin \left[\frac{\omega_M h}{2c} \sin \theta \cos \varphi \right]}{\frac{\omega_M h}{2c} \sin \theta \cos \varphi}. \quad (44)$$

Поток энергии через удаленную полусферу в области $y < 0$ находим с помощью формулы

$$W = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \langle S \rangle_{R1} R^2 \sin \theta d\theta. \quad (45)$$

Подставив в (45) выражения (43) и (44), получим

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \varphi \partial \theta} = \frac{e^2 \omega_1^2 \beta^2}{8\pi^3 c} \sigma_{\perp, M}^2(\varphi, \theta) \times \frac{\sin^3 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \varphi}{[1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi][1 - \beta^2 \cos^2 \theta]^2}. \quad (46)$$

В силу симметрии задачи выражения для среднего по времени вектора Пойнтинга и потока энергии через удаленную полусферу в области $y > 0$ будут совпадать с выражениями (43) и (46) соответственно.

В случае, когда сгустки ориентированы параллельно проволокам, собственные поля электронного потока будут по-прежнему характеризоваться выражениями (8)–(13), в которых фурье-компонента плотности электронного потока будет задаваться следующим выражением:

$$Q(\vec{k}, \omega) = \frac{eN_0}{4\pi^2} f(k_z) \delta(\omega T - 2\pi M); \quad (47)$$

$$f(k_z) = \frac{\sin(k_z h/2)}{k_z h/2}. \quad (48)$$

Расчет полей излучения производится таким же образом, как и для взаимно ортогональной ориентации сгустков и проволок. Угловое распределение потока энергии переходного излучения через удаленную полусферу будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \varphi \partial \theta} = \frac{e^2 \omega_1^2 \beta^2}{8\pi^3 c} \sigma_{\parallel, M}^2(\varphi, \theta) \times \frac{\sin^3 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \varphi}{[1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi][1 - \beta^2 \cos^2 \theta]^2}, \quad (49)$$

где

$$\sigma_{\parallel, M}(\varphi, \theta) = N_0 \frac{\sin \left[\frac{\omega_M h}{2c} \sin \theta \sin \varphi \right]}{\frac{\omega_M h}{2c} \sin \theta \sin \varphi}. \quad (50)$$

2. Обсуждение результатов. Выясним вопрос, связанный с когерентностью излучения электронов, принадлежащих одному сгустку. Условия когерентности излучения в заданном направлении (т. е. при заданных φ и θ) для выбранной модели сгустка имеют вид

$$\Lambda_{\perp} = \frac{\omega_M h}{2c} \sin \theta \cos \varphi < \pi \quad (51)$$

для взаимно ортогональной ориентации сгустков и проволок и

$$\Lambda_{\parallel} = \frac{\omega_M h}{2c} \sin \theta \sin \varphi < \pi \quad (52)$$

для параллельной взаимной ориентации сгустков и проволок. В дальнейшем будем рассматривать нерелятивистские сгустки.

Из выражения (46) следует, что направление наибольшей интенсивности излучения соответствует значениям углов $\varphi = \theta = \pi/2$. В этом направлении условие когерентности (51) выполняется и не зависит от соотношения между высотой сгустка и длиной волны излучения (т. е. от величины $\omega_M h/(2c) = \pi h M/\lambda$). Из выражения (49) следует, что направление наибольшей интенсивности излучения соответствует отличным от нуля (конечным) значениям углов φ и θ . Это означает, что условие когерентности (52) становится зависящим от параметра $\omega_M h/(2c) = \pi h M/\lambda$.

Зависимости потока энергии переходного излучения от угла θ для взаимно ортогональной ориентации сгустков и проволок для $M = 1$ и ряда значений угла φ приведены на рис. 2.

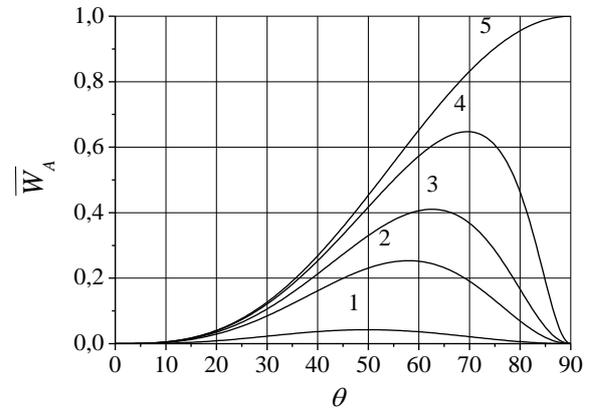


Рис. 2. Угловые зависимости потока энергии переходного излучения через удаленную полусферу для ряда значений угла φ при взаимно ортогональной ориентации сгустков и проволок

По оси ординат отложена величина $\bar{W}_A = W_0^{-1} \partial^2 W / \partial \varphi \partial \theta$, где

$$W_0 = \frac{e^2 \omega_1^2 N_0^2 \beta^2}{8\pi^3 c}. \quad (53)$$

На рис. 2 кривой 1 соответствует значение $\varphi = 30^\circ$, кривой 2 – $\varphi = 60^\circ$, кривой 3 – $\varphi = 70^\circ$, кривой 4 – $\varphi = 80^\circ$, кривой 5 – $\varphi = 90^\circ$. Видно, что при $\varphi \rightarrow 0$, т. е. в направлениях, лежащих в плоскости (xy) , поток энергии стремится к нулю. Наибольшее значение ($\bar{W}_{A,\max} = 1$) поток энергии имеет при $\varphi = \theta = 90^\circ$.

Численный расчет по формуле (49) показывает, что при параллельной взаимной ориентации сгустков и проволок для $M = 1$ при $h \leq \lambda/2$ направлению наибольшей интенсивности излучения соответствует значение углов $\varphi = \theta = \pi/2$. При этом величина относительного максимума излучения меньше единицы. С увеличением высоты сгустков положения максимумов величины \bar{W}_A начинают зависеть от величины $\pi h/\lambda$.

На рис. 3 приведены угловые зависимости \bar{W}_A , рассчитанные по формуле (49), для $h = \lambda$.

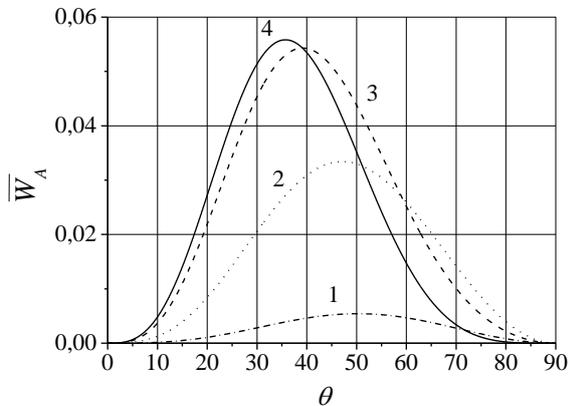


Рис. 3. Угловые зависимости потока энергии переходного излучения через удаленную полусферу для ряда значений угла φ при параллельной взаимной ориентации сгустков и проволок при $h = \lambda$

Кривой 1 соответствует значение $\varphi = 10^\circ$, кривой 2 – $\varphi = 30^\circ$, кривой 3 – $\varphi = 60^\circ$, кривой 4 – $\varphi = 90^\circ$. Из рис. 3. видно, что направлению наибольшей интенсивности излучения соответствуют значения углов $\varphi = 90^\circ$ и $\theta \approx 35^\circ$. На рис. 4 приведены угловые зависимости \bar{W}_A , рассчитанные по формуле (49), для $h = 2\lambda$.

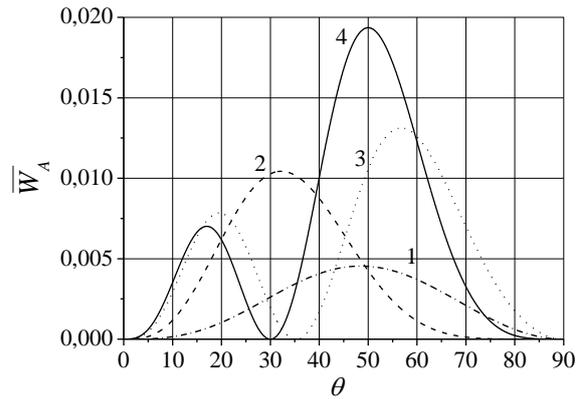


Рис. 4. Угловые зависимости потока энергии переходного излучения через удаленную полусферу для ряда значений угла φ при параллельной взаимной ориентации сгустков и проволок при $h = 2\lambda$

Кривой 1 соответствует значение $\varphi = 10^\circ$, кривой 2 – $\varphi = 30^\circ$, кривой 3 – $\varphi = 60^\circ$, кривой 4 – $\varphi = 90^\circ$. Из рис. 4 видно, что направлению наибольшей интенсивности излучения соответствуют значения углов $\varphi = 90^\circ$ и $\theta \approx 50^\circ$.

На рис. 5 приведены угловые зависимости \bar{W}_A , рассчитанные по формуле (49), для $h = 4\lambda$.

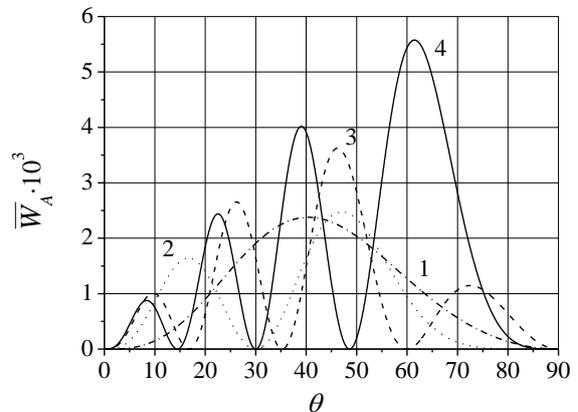


Рис. 5. Угловые зависимости потока энергии переходного излучения через удаленную полусферу для ряда значений угла φ при параллельной взаимной ориентации сгустков и проволок при $h = 4\lambda$

Кривой 1 соответствует значение $\varphi = 10^\circ$, кривой 2 – $\varphi = 30^\circ$, кривой 3 – $\varphi = 60^\circ$, кривой 4 – $\varphi = 90^\circ$. Из рис. 5 видно, что направлению наибольшей интенсивности излучения соответствуют значения углов $\varphi = 90^\circ$ и $\theta \approx 62^\circ$. Из рис. 3–5 следует, что для некогерентных сгустков ($\Lambda_{\parallel} > \pi$) направление наибольшей интенсивности излучения лежит в плоскости (yz) . При

этом некоторому фиксированному значению угла φ могут соответствовать несколько значений угла θ , при которых поток энергии имеет максимум. Относительная величина максимумов \bar{W}_A уменьшается с ростом высоты сгустков.

Для сравнения приведем выражения для спектральных плотностей энергии излучения одного сгустка $\partial^3 W^{(b)} / \partial \omega \partial \varphi \partial \theta$, пересекающего проволочный экран:

$$\frac{\partial^3 W^{(b)}}{\partial \omega \partial \varphi \partial \theta} = \frac{e^2 \beta^2}{2\pi^2 c} \sigma_{\perp, \parallel}^2(\varphi, \theta) \times \frac{\sin^3 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \varphi}{[1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi][1 - \beta^2 \cos^2 \theta]^2}, \quad (54)$$

где

$$\sigma_{\perp}(\varphi, \theta) = N_0 \frac{\sin \left[\frac{\omega h}{2c} \sin \theta \cos \varphi \right]}{\frac{\omega h}{2c} \sin \theta \cos \varphi} \quad (55)$$

соответствует взаимно ортогональной ориентации сгустка и проволочек, а

$$\sigma_{\parallel}(\varphi, \theta) = N_0 \frac{\sin \left[\frac{\omega h}{2c} \sin \theta \sin \varphi \right]}{\frac{\omega h}{2c} \sin \theta \sin \varphi} \quad (56)$$

соответствует параллельной взаимной ориентации сгустка и проволочек. При $h \rightarrow 0$ и $N_0 \rightarrow 1$ величины $\sigma_{\perp, \parallel}(\varphi, \theta)$ стремятся к единице и (54) переходит в соответствующее выражение для спектральной плотности энергии излучения одного электрона:

$$\frac{\partial^3 W^{(e)}}{\partial \omega \partial \varphi \partial \theta} = \frac{e^2 \beta^2}{2\pi^2 c} \times \frac{\sin^3 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \varphi}{[1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi][1 - \beta^2 \cos^2 \theta]^2}, \quad (57)$$

полученное в работе [13]. Из выражений (46) и (49) следует, что возникновение дискретного спектра излучения для бесконечной последовательности сгустков объясняется интерференцией излучений от каждого сгустка в последовательности. Оценим величину потока энергии через удаленную полусферу для следующих параметров пучка: $h = 0,35$ см, диаметр заряженной нити $d \approx 0,01$ см, $N_0 \approx 8 \cdot 10^6$ (плотность сгустка $n_0 \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$), $\omega_1 \approx 2,2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ($\lambda = 0,85$ см), $v_0 = 0,1c$. Для выбранных параметров получим: $W_0 \approx 84$ мкВт; $W \approx 21$ мкВт при взаимно ортогональной ориентации сгустков и проволочек и $W \approx 15,6$ мкВт при параллельной взаимной ориен-

тации сгустков и проволочек. При параллельной взаимной ориентации сгустков и проволочек при $h = \lambda = 0,85$ см, $n_0 \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($N_0 \approx 2 \cdot 10^7$) при неизменных прочих параметрах пучка имеем: $W_0 \approx 0,5$ мВт, $W \approx 19,6$ мкВт, $W/W_0 \approx 0,04$.

Выводы. Исследовано переходное излучение бесконечной последовательности локализованных электронных сгустков, пересекающих проволочный экран. Каждый сгусток имел вид отрезка заряженной нити. Рассмотрены две различные взаимные ориентации сгустков и проволочек – перпендикулярная и параллельная. Установлено, что интерференция излучений отдельных сгустков в бесконечной последовательности приводит к появлению дискретного спектра излучения потока в целом. Исследованы диаграммы направленности излучения для нерелятивистских сгустков. Показано, что направление наибольшей интенсивности излучения при взаимно ортогональной ориентации сгустков и проволочек совпадает с соответствующим направлением для одного электрона. Этим направлением является направление проволочек экрана. При параллельной взаимной ориентации сгустков и проволочек направление наибольшей интенсивности излучения совпадает с направлением проволочек для когерентных сгустков. Для некогерентных сгустков направление наибольшей интенсивности излучения, в общем случае, не совпадает с направлением проволочек, но лежит в плоскости, параллельной проволочкам и содержащей нормаль к экрану.

1. Басс Ф. Г., Яковенко В. М. Теория излучения заряда, проходящего через электрически неоднородную среду // Успехи физ. наук. – 1965. – 86, вып. 2. – С. 189–230.
2. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. – М.: Наука, 1984. – 360 с.
3. Тер-Микаелян М. Л. Радиационные электромагнитные процессы при высоких энергиях в периодических средах // Успехи физ. наук. – 2001. – 171, вып. 6. – С. 597–624.
4. Платонов К. Ю., Флейшман Г. Д. Переходное излучение в случайно-неоднородных средах // Успехи физ. наук. – 2002. – 172, вып. 3. – С. 241–300.
5. Болотовский Б. М., Серов А. В. Особенности поля переходного излучения // Успехи физ. наук. – 2009. – 179, вып. 5. – С. 517–529.
6. Балакирев В. А., Онищенко И. Н., Сидоренко Д. Ю., Сотников Г. В. Широкополосное излучение релятивистского электронного сгустка в полубесконечном волноводе // Журн. техн. физики. – 2002. – 72, вып. 2. – С. 88–95.
7. Залобовский И. И., Бизюков Ю. А., Муратов В. И., Федорченко В. Д. Переходное излучение когерентных электронных сгустков // Доп. НАНУ. – 2000. – № 10. – С. 66–70.
8. Болотов В. Н., Кононенко С. И., Муратов В. И., Федорченко В. Д. Переходное излучение нерелятивистских электронных сгустков на диафрагмах // Журн. техн. физики. – 2004. – 74, вып. 4. – С. 89–93.
9. Белецкий Н. Н., Харьковский С. Н., Яковенко В. М. Переходное излучение электромагнитных волн зарядом, пересекающим двумерный электронный газ // Изв. вузов. Радиофизика. – 1983. – 26, № 9. – С. 1149–1153.

10. Аверков Ю. О., Яковенко В. М. Переходное излучение нестационарных волн электронным сгустком, пересекающим двумерный электронный газ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2006. – № 5. – С. 10–14.
11. Анисимов И. А., Левитский С. М. Возбуждение поверхностных волн модулированным электронным пучком, нормально падающим на границу плазмы // Радиотехника и электрон. – 1986. – 31, № 3. – С. 614–615.
12. Яковенко В. М., Яковенко И. В. О переходном излучении поверхностных поляритонов модулированным потоком заряженных частиц // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2001. – 6, № 1. – С. 97–102.
13. Барсуков К. А., Нарышкина Л. Г. Переходное излучение на анизотропно проводящей плоскости // Изв. вузов. Радиофизика. – 1965. – 8, № 5. – С. 936–941.
14. Болотовский Б. М., Серов А. В. О возможности получения эллиптической поляризации переходного излучения // Журн. техн. физики. – 2004. – 74, вып. 8. – С. 74–80.
15. Конторович М. И., Муравьев Ю. К. Вывод законов отражения геометрической оптики на основе асимптотической трактовки задачи дифракции // Журн. техн. физики. – 1952. – 22, вып. 3. – С. 394–407.

TRANSITION RADIATION OF MODULATED ELECTRON BEAM TRAVERSING THE WIRE SCREEN

Yu. O. Averkov, V. M. Yakovenko

The transition radiation of an electron beam traversing the wire screen has been theoretically investigated. The beam has the form of the periodical series of discrete bunches and moves along the normal to the screen. Each of the bunches by itself has the form of the segment of the charged filament which is directed normal to the beam velocity. The wire screen is located in vacuum and has the form of a one-dimensional array of parallel metal wires. Two different mutual arrangements of the bunches and the wires, namely, the perpendicular and the parallel arrangements

have been considered. The spectral energy density, the directional diagram, and the numerical estimations of the radiation power have been obtained. It has been demonstrated that the transition radiation is the series of harmonics. The harmonic frequencies are multiple of the reverse spatial period of the modulated beam. The directional diagram has maximum along the wires for the non-relativistic coherent bunches.

Key words: modulated electron stream, electron bunches, wire screen, transition radiation, energy flux density.

ПЕРЕХІДНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ МОДУЛЬОВАНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ, ЩО ПЕРЕТИНАЄ ДРОТЯНИЙ ЕКРАН

Ю. О. Аверков, В. М. Яковенко

Теоретично досліджено перехідне випромінювання модульованого електронного потоку при його проходженні через дротяний екран. Електронний потік рухається уздовж нормалі до екрану та є нескінченною періодичною послідовністю окремих згустків. Кожен згусток має вид відрізка зарядженої нитки, орієнтованого перпендикулярно його швидкості. Дротяний екран розташований у вакуумі та є нескінченним періодичним набором паралельних металевих дротів. Розглянуто дві різні взаємні орієнтації згустків і дротів – перпендикулярну й паралельну. Отримано вираз для спектральної щільності потоку енергії випромінювання, збудовано діаграму спрямованості випромінювання та проведено чисельну оцінку потужності випромінювання. Показано, що перехідним випромінюванням є набір гармонік на частотах, кратних зворотному періоду просторової модуляції потоку, а діаграма спрямованості випромінювання має максимум в напрямі дротів для нерелятивістських когерентних згустків.

Ключові слова: модульований електронний потік, електронні згустки, дротяний екран, перехідне випромінювання, щільність потоку енергії.

Рукопись поступила 13 июля 2009 г.