

УДК 537.862:537.533.2

## МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ИСТОЧНИКОВ И РАСЧЕТ ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ НА ТЕЛАХ, ИНЖЕКТИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНЫ

Э.Г.Доильницына, В.Н.Красильников

Методом эквивалентных источников электромагнитных полей рассчитываются точки растекания на металлических телах, с поверхности которых происходит интенсивная эмиссия электронов во внешнее пространство.

1. При облучении тел потоком ионизирующего излучения с их поверхности происходит вылет электронов в окружающее пространство [1]. В окрестности тела возникают электромагнитные поля, а вдоль поверхности проводящего тела будут протекать наведенные этими полями токи. Ниже предполагается, что проводящее тело окружено достаточно разреженным газом, так что можно пренебречь влиянием столкновений на движение электронов эмиссии, и токами среды по сравнению с токами инжекции.

В зависимости от интенсивности эмиссии характер вызываемых электродинамических эффектов может существенно различаться. Простейший режим почти свободного удаления электронов реализуется тогда, когда запас кинетической энергии улетающих электронов существенно превосходит запас энергии в индуцированном поле. Если с тела испущено  $N$  электронов с энергией  $\epsilon$ , то оно приобретает заряд  $eN$ , а энергия образовавшегося поля может быть оценена соотношением  $e^2 N^2 / 2L$ , где  $L$  — характерный размер тела, определяющий его емкость. То есть режим свободного вылета электронов имеет место при выполнении неравенства:

$$N\epsilon \gg \frac{N^2 e^2}{2L}. \quad (1)$$

С ростом числа вылетевших электронов  $N$  неравенство (1) нарушается. В случае обратного неравенства вылетевшие электроны быстро тормозятся и возвращаются на поверхность тела. Далее под интенсивной эмиссией будем понимать такой режим, когда вылетевшие электроны удаляются от тела на расстояния  $\delta$ , малые по сравнению с его линейными размерами  $L$ . Тогда интенсивное электрическое поле существует в тонком слое  $\delta$  у поверхности тела и направлено нормально к ней.

Именно для режима интенсивной эмиссии возможно с помощью метода эквивалентных источников [2] построить достаточно простой алгоритм расчета токов, наводимых на поверхности проводников, облучаемых потоком ионизирующего излучения.

2. Наличие малого параметра  $\mu = \delta/L$  позволяет при расчете электромагнитных полей, вызываемых эмиссионными эффектами, искать их в виде рядов типа:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \mu \vec{E}_1 + \mu^2 \vec{E}_2 + \dots \quad (2)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu \vec{B}_1 + \mu^2 \vec{B}_2 + \dots$$

Нулевое приближение соответствует пределу  $\mu \rightarrow 0$ , что при малом, но конечном  $\delta$  означает, что  $L \rightarrow \infty$ . То есть задача оказывается плоской. Если ток эмиссии ориентирован по нормали и его изменением вдоль поверхности на расстояниях порядка  $\delta$  можно пренебречь, то электрическое поле нормально к поверхности тела, а магнитное поле отсутствует.

В нулевом приближении учитывается самосогласованное движение вылетевших электронов, но не в полном поле  $\vec{E}$ , а только в поле  $\vec{E}_0$ . Каждый электрон пребывает в слое  $\delta$  в течение времени  $\tau \approx \delta/V_0$  (где  $V_0 = \sqrt{2e/m}$  — скорость его вылета с поверхности), после чего возвращается на поверхность.

Решение задачи в нулевом приближении позволяет найти (кроме электрического поля  $\vec{E}_0$ , плотности зарядов  $\rho_0$  и плотности тока  $\vec{j}_0$ ) и дипольный электрический момент, возникающий из-за эмиссии электронов над поверхностью тела. Его величина (на единицу поверхности) определяется характеристиками токов и зарядов в слое следующим образом:

$$\vec{P}_0(\vec{r}, t) = \int_0^\infty \rho_0(\vec{r}, t) n \, dn, \quad (3)$$

где  $\vec{r}$  — координата точки на теле,  $n$  — расстояние от поверхности вдоль нормали к ней. Объемные плотности заряда и тока связаны соотношением неразрывности:

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \frac{\partial j_n}{\partial n} = 0; \quad \vec{j}_0 = j_n \vec{e}_n. \quad (4)$$

Легко оценить порядки величин, описывающих решение задачи в нулевом приближении. Если вне поверхности находится  $n_e$  вылетевших с единицы поверхности электронов, то дипольный момент на единицу поверхности  $P \approx n_e \delta e$ . Электрическое поле  $E_0$  в слое порядка  $4\pi e n_e$ . Поскольку энергия

электрического поля обусловлена энергией  $\epsilon$  вылетевших электронов, то из принципа сохранения энергии вытекает оценка:

$$n_e \epsilon \approx \frac{E_0^2}{4\pi} \cdot \delta. \quad (5)$$

Отсюда следует, что при  $\delta \rightarrow 0$ ,  $n_e \sim (\delta^{-1})$  и  $E_0 \sim (\delta^{-1})$ , а величиной, не зависящей от толщины слоя оказывается дипольный момент, отнесенный к единице поверхности и именно его наиболее разумно определять в нулевой приближении. Заметим, что с помощью этой характеристики состояние облака инжектированных с некоторого тела электронов начал описывать еще У.Карвас [3].

3. В первом приближении следует решать уравнения Максвелла в среде около тела при соответствующих условиях на его поверхности. С учетом его высокой проводимости положим:

$$E_\tau \Big|_s = 0. \quad (6)$$

В среде около тела уравнения Максвелла записываются в виде

$$\text{rot } \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \quad (7)$$

$$\text{rot } \vec{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_0. \quad (8)$$

Плотность электрического тока  $\vec{j}_0(E_0)$  считается известной из нулевого приближения. После определения поля первого приближения можно уточнить функцию  $\vec{j}_0$ , затем перейти ко второму приближению для полей и так далее. В первом приближении магнитное поле  $\vec{B}_1$  отлично от нуля и по его касательной компоненте можно найти интересующий нас поверхностный ток, индуцированный на идеально проводящем теле:

$$\vec{i}_e = \frac{c}{4\pi} [\vec{e}_n \cdot \vec{B}_1]. \quad (9)$$

В уравнении (8) в режиме интенсивной эмиссии источник  $\vec{j}_0(E_0)$  оказывается заданным в тонком слое около поверхности проводящего тела, причем его толщина  $\delta$  много меньше остальных пространственных масштабов задачи. Поэтому можно говорить не об объемном, а о поверхностном источнике, который характеризуется плотностью дипольного момента  $\vec{P}_0$ . В таких условиях удобно перейти от электрических источников поля к эквивалентным магнитным [2]. Согласно [2] в области вне токов одинаковое магнитное поле возбуждается как реальными электрическими токами

$\vec{j}_e$ , так и эквивалентными им магнитными, если последние удовлетворяют соотношению

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{j}_m}{\partial t} = -\text{rot } \vec{j}_e. \quad (10)$$

При этом граничные и начальные условия для поля не изменяются. Условие эквивалентности (10) можно выразить через объемную плотность электрического момента  $\vec{p}_e$ , учитывая, что

$$\vec{j}_e = \frac{\partial \vec{p}_e}{\partial t}. \quad (11)$$

Из (10) получается другая запись условия эквивалентности:

$$\vec{j}_m = -c \text{rot } \vec{p}_e. \quad (12)$$

Если объемные источники вырождаются в поверхностные, то поверхностная плотность магнитного тока  $\vec{\mathfrak{J}}_m$  определяется через поверхностную плотность электрического дипольного момента  $\vec{P}_0$  аналогичной формулой

$$\vec{\mathfrak{J}}_m = -c \text{rot } \vec{P}_0. \quad (13)$$

В ситуации с интенсивной эмиссией, поверхность, занятая эквивалентным поверхностным магнитным током, вплотную примыкает к поверхности идеального проводника. При этом возможен еще один принципиальный шаг, хорошо известный из теории щелевых антенн, — заданная на поверхности тела касательная составляющая электрического поля эквивалентна поверхностному магнитному току; связь этих величин дается формулой [4]:

$$\vec{\mathfrak{J}}_m = -\frac{c}{4\pi} \left[ \vec{e}_n \cdot \vec{E}_\tau \right]_S. \quad (14)$$

Умножая (14) векторно на орт внешней нормали  $\vec{e}_n$  слева, получим:

$$\vec{E}_\tau \Big|_S = -4\pi \left[ \vec{e}_n \cdot \text{rot } \vec{P}_0 \right]_S. \quad (15)$$

Поскольку плотность дипольного момента направлена всюду по нормали к облучаемой поверхности, т.е.  $\vec{P}_0 = P_0 \vec{e}_n$ , то соотношение (15) можно представить в виде

$$\vec{E}_\tau = -4\pi \nabla_S P_0, \quad (16)$$

где  $\nabla_S$  — поверхностный градиент.

Итак, можно перейти к следующей эквивалентной постановке задачи. На поверхности  $S$ , геометрически совпадающей с поверхностью проводящего тела, но принципиально заключающей внутри себя и поверхностную дипольную поляризацию, задано не граничное условие  $E_\tau = 0$ , а условие (16). Вне поверхности  $S$  уравнения Максвелла уже однородны. Таким образом, в режиме интенсивной эмиссии существует возможность в

первом приближении расчет токов, индуцированных на проводящем теле, осуществлять по хорошо известной в теории антенн схеме: нужно найти токи на проводнике, к которому приложено заданное формулой (16) распределение электродвижущих сил. Кстати, из соотношения (16) следует, что возбуждающие токи электродвижущие силы максимальны там, где максимально изменение дипольного момента вдоль поверхности, а не его величина, если же  $P_0$  постоянно вдоль тела, то никаких компенсационных токов по его поверхности не протекает.

4. Свойства дипольного момента, возникающего при эмиссии электронов в вакуум с поверхности проводящего тела, исследованы в ряде работ [3, 5, 6, 7]. При этом физические процессы, вызывающие ток эмиссии, в данном случае не являются принципиальными, поскольку динамика движения выходящих электронов определяется только параметрами, характеризующими их поток у поверхности тела. Важно лишь, что у поверхности тела задается зависящая от времени плотность тока электронов, имеющих среднюю направленную скорость, ортогональную поверхности тела. Поэтому мы не станем подробно останавливаться на процессах взаимодействия излучения с веществом и на детальном описании распределения выходящих электронов. Этот круг проблем довольно хорошо изучен, обзор исследований на эту тему дан, например, в работе [1]. Для описания же свойств возникающего дипольного момента мы обратимся к результатам работы [3], где исследована импульсная эмиссия электронов с энергией в несколько сотен килоэлектронвольт с поверхности проводящего тока. Зависимость от времени тока эмиссии в работе [3] описывается двумя экспонентами с постоянными времени  $\alpha^{-1}$ ,  $\beta^{-1}$ ,  $\alpha \gg \beta$ :

$$j_n \Big|_s = \begin{cases} j_0 e^{\alpha t}; & -\infty < t < T; \\ j_0 e^{-\beta(t-T) + \alpha T}; & t \geq T; \quad T = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{\beta}{\alpha + \beta}. \end{cases} \quad (17)$$

Для плотности дипольного момента, возникающего в результате эмиссии электронов, характерно прежде всего то, что его максимальное значение определяется только энергией электронов эмиссии  $\epsilon$  и равно  $P_{\max} = \epsilon / \pi e$ , а зависимость  $P_0$  от времени имеет вид однополярного импульса, аналитическое представление которого в работе [3] предложено в следующем виде

$$P_0(t) = -\frac{\epsilon}{\pi e 8} \left\{ 1 + \tanh \left[ \alpha(t - t_0) \right] + 8 \operatorname{sech} \left[ \alpha(t - t_0) \right] \right\}, \quad (18)$$

где  $\alpha t_0 = \ln \frac{\alpha^2 m}{\pi e^2 n_0}$ ,  $n_0$  — плотность электронов в токе эмиссии. Выражение (18) имеет максимум в момент  $\alpha t_{\max} = 0,125 + \alpha t_0$  и применимо для описания основной части импульса  $P_0(t)$  при условии, что его максимум наступает раньше максимума тока эмиссии с поверхности тела, т.е. при  $t_{\max} < T$ .

При импульсном облучении тела потоком ионизирующего излучения плотность тока эмиссии в каждой точке облучаемой поверхности повторяет временную зависимость потока квантов. (Это справедливо в том случае, когда характерное время изменения потока излучения много больше времени пробега возникающих фото-комптоновских электронов в материале мишени, которое порядка  $R_e/V_0$ , где  $R_e$  — длина пробега электронов в веществе мишени,  $V_0$  — их скорость.) Поэтому все расчеты, в которых будет использована зависимость от времени дипольного момента в виде (18), будут относиться к импульсному облучению потоков квантов, изменение которого во времени может быть описано функцией, близкой к аппроксимации (17). При этом плотность электронов в токе эмиссии должна быть такова, чтобы выполнялось неравенство  $n_0 > \alpha^2 m(\alpha + \beta) 1,13 / (\pi \epsilon^2 \beta)$ , вытекающее из условия  $t_{\max} < T$ . Учтем далее, что при облучении тела потоком квантов, во-первых, ток эмиссии возникает только на освещенной части поверхности и его величина практически не зависит от угла падения квантов  $\Psi$  на поверхность тела. Поскольку размер переходной области свет-тень очевидно порядка длины пробега квантов в материале мишени, то это означает, что зависимость  $P_0(t)$  от угла  $\Psi$  можно описать ступенчатой функцией  $\eta(\pi/2 - \Psi)$ . Во-вторых, при импульсном облучении и при наклонном падении квантов плотность тока эмиссии приобретает характер бегущей волны, так как фронт излучения распространяется со скоростью света, а фронт волны тока вдоль поверхности бежит со скоростью  $c / \sin \Psi$ . (Вообще говоря, при наклонном падении квантов кроме нормальной составляющей тока эмиссии возникает и тангенциальная составляющая тока, однако при условии, что средняя направленная скорость электронов много меньше скорости света можно показать, что влиянием этой составляющей тока на формирование плотности дипольного момента можно пренебречь.) С учетом этих обстоятельств зависимость плотности дипольного момента от угла падения квантов можно представить в виде

$$P_0(t, \vec{r}) = P_0 \left( t - \int \frac{dl \sin \Psi}{c} \right) \cdot \eta \left( t - \int \frac{dl \sin \Psi}{c} \right) \cdot \eta \left( \frac{\pi}{2} - \Psi \right). \quad (19)$$

5. После предварительных замечаний о характере зависимости плотности дипольного момента от времени и от угла падения квантов, можно перейти к конкретному расчету токов, индуцированных на проводящих телах при эмиссии электронов с их поверхности.

Для примера рассмотрим металлическое тело в виде длинного цилиндра, когда его радиус  $a$  много меньше его длины  $l$ , в первую очередь мы обращаемся к длинному цилиндру, поскольку численные расчеты индуцированных токов на коротком цилиндре уже проводились в различных работах [8, 9], а токи на длинном цилиндре, насколько нам известно, не

рассматривались.

При облучении цилиндрического тела потоком квантов в принципе могут возникнуть две различные ситуации: когда облучается только торец цилиндра и когда облучению подвергается как торец, так и боковая поверхность цилиндра. При этом возникает существенная разница в распределении плотности дипольного момента по поверхности цилиндра.

При торцевом облучении цилиндра вектор плотности образующегося дипольного момента направлен перпендикулярно поверхности торца и практически не изменяется вдоль этой поверхности. Лишь вблизи кромки торца, очевидно, происходит резкое уменьшение числа вылетающих электронов и, следовательно, плотности дипольного момента. Распределение  $P_0$  по поверхности вблизи торца цилиндра схематически показано на рис.1, где изображено продольное сечение облучаемого конца цилиндра, причем кромка его торца скруглена окружностью малого радиуса  $r_0 \ll a$ . Область, в пределах которой плотность дипольного момента изменяется от его значения на торце  $P_0$  до нуля, имеет вид кольца толщиной порядка  $r_0 \frac{\pi}{2}$ , в пределах этого кольца, согласно (16), и сосредоточено возбуждающее токи электрическое поле. В теории тонких антенн действие такого сосредоточенного поля описывается введением интегральной характеристики — приложенной э.д.с., величина которой связана с напряженностью электрического поля:

$$V = \int_{l_1}^{l_2} E_r dl, \quad (20)$$

где интеграл вычисляется вдоль линии напряженности поля;  $l_1, l_2$  — границы области, где  $E_r \neq 0$ .

Принимая во внимание (16) получаем, что величина э.д.с. зависит лишь от разности значений дипольного момента на границах интервала воздействия, которые совпадают с границами изменения плотности ди-

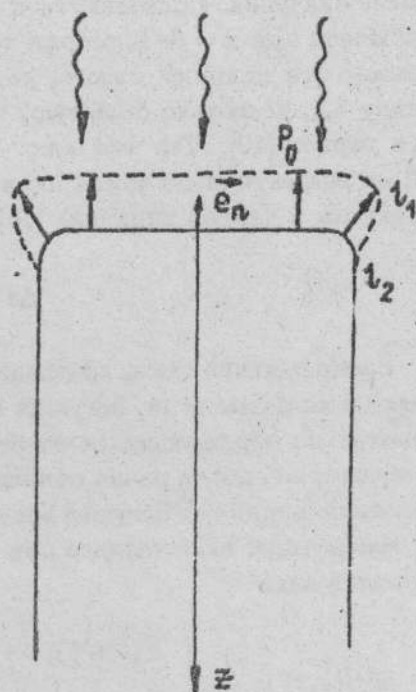


Рис.1.

полного момента вдоль поверхности:

$$V = -4\pi \int_{l_1}^{l_2} \nabla_S P_0 dl = 4\pi \cdot P_0(t, l_1). \quad (21)$$

При этом конкретный закон распределения  $P_0$  внутри интервала  $l_1, l_2$  не имеет значения. Поскольку  $r_0 \ll a \ll l$ , то можно положить, что э.д.с. (21) включена при  $z = 0$ . В теории тонких антенн (длинных линий) известно также, что цилиндр малого, но конечного радиуса имеет эффективную длину  $l_{\text{эф}}$ , несколько большую, чем его истинная длина  $l$ , за счет емкости торцов [10]. Так что э.д.с. оказывается включенной на расстоянии  $\Delta l$  от эффективного конца цилиндра, причем величина  $\Delta l$  определяется радиусом и длиной цилиндра [10]:

$$\Delta l = \frac{2a}{\pi} \ln \frac{l}{a}. \quad (22)$$

Распределение тока, создаваемого точечным генератором, складывается из системы волн, бегущих со скоростью  $c$  вдоль цилиндра и последовательно отражающихся от его торцов [11]. Величина тока в каждой элементарной волне равна отношению значения э.д.с. к волновому сопротивлению линии для бегущей волны  $Z_0$ . Первую пару волн, разбегающихся от генератора, включенного при  $z = 0$  в момент времени  $t = 0$  можно записать в виде

$$\mathfrak{F}^{(1)}(z, t) = \frac{1}{Z_0} \begin{cases} V(t + \frac{z}{c}); & -\Delta l < z < 0; \\ V(t - \frac{z}{c}); & 0 < z; \end{cases} \quad \text{при } 0 < t < \Delta l/c. \quad (23)$$

Величина волнового сопротивления отрезка цилиндра определяется отношением его длины  $l$  к радиусу  $a$  [10]:

$$Z_0 = \frac{4}{c} \ln \frac{l}{a}.$$

Учитывая последовательно отражение волн от концов цилиндра с коэффициентом отражения, равным  $-1$  (без учета потерь на излучение), распределение тока можно записать в виде

$$\mathfrak{F} = \frac{\pi c}{\ln l/a} \sum_{k=0}^{\infty} \left\{ P_0 \left( t - \frac{\Delta l}{c} - \frac{2kl_{\text{эф}}}{c} + \frac{\zeta}{c} \right) + P_0 \left( t + \frac{\Delta l}{c} - \frac{2kl_{\text{эф}}}{c} - \frac{\zeta}{c} \right) - \right. \\ \left. - P_0 \left( t - \frac{\Delta l}{c} - \frac{2kl_{\text{эф}}}{c} - \frac{\zeta}{c} \right) - P_0 \left( t + \frac{\Delta l}{c} - \frac{2(k+1)l_{\text{эф}}}{c} + \frac{\zeta}{c} \right) \right\}, \quad (24)$$



причем, каждая функция  $P_0(t_k)$  отлична от нуля только тогда, когда ее аргумент больше нуля;  $\zeta = z + \Delta l$ ,  $l_{\text{эф}} = l + 2\Delta l$ . Оценку потерь на излучение можно провести известным в теории антенн способом с помощью так называемого сопротивления излучения [10]. При величине отношения  $l/a$  порядка  $10 \div 10^2$  затухание импульса тока происходит за время, равное  $2 \div 3$  пробегам волны вдоль цилиндра.

В том случае, когда потоком ионизирующего излучения облучается не только торец, но и боковая поверхность цилиндра, плотность дипольного момента на освещенной части поверхности имеет вид бегущей волны (19). Приложенное эффективное электрическое поле в этом случае, согласно (16), имеет две составляющие,  $E_\varphi$  и  $E_z$ :

$$\vec{E}_r = 4\pi \left\{ \frac{1}{a} \frac{\partial P_0}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi + \frac{\partial P_0}{\partial z} \vec{e}_z \right\}. \quad (25)$$

То есть возбуждаются, вообще говоря, как продольные, так и круговые токи. Продольные токи, однако, при  $l \gg a$  имеют наибольший масштаб растекания, поэтому для длинного цилиндра именно продольные токи являются определяющими.

Расчет продольных токов можно также осуществить на основе теории тонких антенн, которая в нулевом приближении сводится к теории длинных линий. Распределение тока вдоль цилиндра описывается решением волнового уравнения [12]:

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{I}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathfrak{I}}{\partial t^2} = -\frac{1}{2 \ln l/2a} \cdot \frac{\partial E_z^0}{\partial t}, \quad (26)$$

где  $E_z^0$  — осесимметричная составляющая возбуждающего ток электрического поля:

$$E_z^0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E_z d\varphi = 2\pi \frac{\partial P_0}{\partial z}. \quad (27)$$

Решение уравнения (26) легко строится, например, методом Даламбера [13]. При нулевых граничных условиях на концах цилиндра для продольной волны тока получим следующую компактную формулу:

$$\mathfrak{I} = \frac{-\pi c}{2 \ln l/2a} \int_0^t dt' \int_{\zeta-c(t-t')}^{\zeta+c(t-t')} \frac{\partial^2 P_0(\tau)}{\partial t' \partial \zeta'} d\zeta', \quad (28)$$

где  $\zeta = z + \Delta l$ ;  $\tau = t' - \frac{\zeta \cos \Theta_{\pm}}{c}$ , — угол между направлением движения потока квантов и осью цилиндра,  $\Delta l$  — эффективное удлинение концов цилиндра за счет емкости торцов.

Для простоты вычислений мы пренебрегли изменением аргумента  $\tau$  по поперечному сечению цилиндра.

После вычисления интеграла получим, что и в данном случае наведенный ток представляет собой систему бегущих волн, лишь в аргументе функций, описывающих каждую волну тока, появляется зависимость от угла  $\Theta_x$ :

$$\mathfrak{F} = B \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \left[ P_0(t - t_{2i}) - P_0(t - t_{2i+1}) \right];$$

$$B = \frac{\pi c}{\ln l / 2a} \cdot \frac{\cos \Theta_x}{\sin^2 \Theta_x};$$

$$t_0 = \frac{\zeta}{c} \cdot \cos \Theta_x; \quad t_1 = \frac{\zeta}{c};$$

$$t_2 = t_0 + \frac{(l_{0\phi} - \zeta)(1 + \cos \Theta_x)}{c}; \quad t_3 = t_1 + \frac{2(l_{0\phi} - \zeta)}{c};$$

$$t_4 = t_1 + \frac{l_{0\phi}(1 + \cos \Theta_x)}{c};$$

$$k \geq 5; \quad t_k = t_{k-4} + \frac{2l_{0\phi}}{c}.$$
(29)

Таким образом, как при облучении только торца цилиндра, так и при облучении его боковой поверхности импульс наведенного тока определяется суперпозицией бегущих волн тока, по форме совпадающих с плотностью дипольного момента. Максимум амплитуды тока определяется энергией электронов эмиссии  $\varepsilon$ , зависит от угла  $\Theta_x$  между направлением движения потока квантов и осью цилиндра, а также логарифмически зависит от отношения длины цилиндра к его радиусу:

$$\mathfrak{F}_{\max} = \frac{\cos \Theta_x}{\sin^2 \Theta_x} \cdot \frac{c\varepsilon}{e} \cdot \frac{1}{\ln l / 2a}. \quad (30)$$

Затухание импульса тока, как и в предыдущем случае можно оценить обычным способом и происходит оно за время, равное 2-3 пробегам импульса тока вдоль цилиндра. Распределение индуцированного тока вдоль цилиндра длиной 10 м и радиусом 0,5 м в различные моменты времени показано на рис.2 и 3.

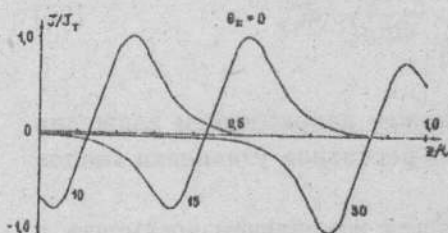


Рис.2.

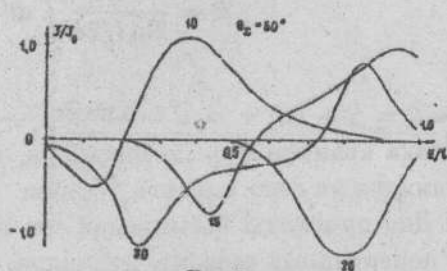


Рис.3.

Расчеты проводились для конкретной зависимости  $P_0(t)$  в виде (18), поэтому каждая кривая на рисунках помечена соответствующим значением безразмерной величины  $\alpha t$ . Распределение наведенного тока несущественно изменяется в зависимости от направления распространения потока квантов относительно оси цилиндра: на рис.2 приведен импульс тока при освещении только торца цилиндра, а на рис.3 — при освещении его боковой поверхности при  $\Theta_\alpha = 60^\circ$ ;  $\mathfrak{F}_T = \frac{c\epsilon}{c \ln l / 2a}$ ,  $\mathfrak{F}_0 = \mathfrak{F}_T \frac{\cos \Theta_\alpha}{\sin^2 \Theta_\alpha}$ .

Итак, примеры расчета тока показывают, что использование метода эквивалентных источников в достаточно сложной физической задаче оказывается весьма эффективным, поскольку позволяет использовать хорошо разработанные методы из теории антенн.

Кроме того, метод эквивалентных источников не только дает возможность альтернативного расчета наведенных токов, но и позволяет более наглядно представить картину их возбуждения, а также подсказывает пути постановки модельных экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием  $\gamma$ -квантов. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Красильников В.Н. // Проблемы дифракции и распространения волн. 1970. N 10. С.107.
3. Karzan W.J., Latter R. // Phys.Rev. 1962. V.126. N 6. P.1919.
4. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. — М.: Сов.радио, 1975. С.22.
5. Longmire C. // IEEE Jtrans.Nucl.Sci. 1975. V.NS-22. N 6. P.2340.
6. Parks D., Wilson A. // IEEE Jtrans.Nucl.Sci. 1975. V.NS-22. N 6. P.2368.
7. Carron N.J., Longmire C. // IEEE Jtrans.Nucl.Sci. 1978. V.NS-25. N 6. P.1329.
8. Woods A., Wenaas E. // IEEE Jtrans.Nucl.Sci. 1976. V.NS-23. N 6. P.1903.
9. Jumolillo T.A., Wondra J. // IEEE Jtrans..Nucl.Sci. 1977. V.NS-24. N 6. P.2449.
10. Щелкунов С., Фриис Г. Антенны. — М.: Сов.радио, 1955. С.254.
11. Красильников В.Н. // Проблемы дифракции и распространения волн. 1962. N 2. С.111.
12. Кинг С., Смит. Антенны в материальных средах. — М.: Мир, 1984.
13. Справочная математическая библиотека (СМБ). Линейные уравнения математической физики / Ред.С.Г.Михлин. — М.: Наука, 1964.

Санкт-Петербургский  
государственный университет

Поступила в редакцию  
23 июля 1992 г.

THE EQUIVALENT SOURCE METHOD AND THE CALCULATION OF  
CURRENTS INDUCED BY THE EMITTING ELECTRON BODIES

*E. G. Doil'nitsina, V. N. Krasil'nikov*

Currents induced by the metallic bodies, which intensively emit electrons from their surfaces, has been calculated by the equivalent electromagnetic field source method.