

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ В ВОЗДУХЕ НЕСТАЦИОНАРНЫМ ИСТОЧНИКОМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ, НАХОДЯЩИМСЯ НА ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛОСКОСТИ

*Г. Г. Виленская, В. С. Имшенник, Ю. А. Медведев,
Б. М. Степанов, Л. П. Феокистов*

(Москва)

Рассматривается модельная задача о возбуждении радиосигнала нестационарным источником гамма-излучения. Существенно двумерная по пространству задача методом отображений сводится к ряду одномерных нестационарных задач. Обсуждаются результаты численного решения задачи.

Мощный источник гамма-излучения может генерировать электромагнитное поле значительной интенсивности. Гамма-кванты, распространяясь в среде, будут создавать направленный поток комптоновских электронов. Этот поток играет роль стороннего электрического тока и одновременно вызывает некоторую ионизацию и тем самым проводимость среды. Последнюю можно считать в начальном состоянии неионизованной и непроводящей. В результате в среде возникают, помимо сторонних комптоновских токов, еще токи проводимости.

В сферически-симметричном случае этими токами возбуждается, очевидно, лишь радиальное электрическое поле. В общем случае, когда имеются отклонения от сферической симметрии (они могут быть из-за неизотропности источника или из-за неоднородности и неизотропности среды), гамма-излучение будет возбуждать в окружающем источнике пространстве электромагнитное поле. Задача расчета этого поля серьезно осложняется необходимостью одновременного расчета кинетики ионизации в данной реальной среде. Большие трудности связаны с неоднородным характером процесса, если рассматривается общий случай генерации электромагнитного поля. Существенное значение имеет нестационарность источника гамма-излучения, которая приводит к нестационарности всего процесса. Данная работа посвящена физической постановке и численному решению такой общей задачи. Однако в постановке задачи сделан ряд упрощений и идеализаций, касающихся формулировки начальных и граничных условий, геометрии задачи, описания кинетики ионизации, аппроксимации нестационарного источника гамма-излучения и законов распространения гамма-квантов и комптоновских электронов.

Данная работа содержит решение модельной задачи о возбуждении электромагнитного поля импульсным источником гамма-излучения, расположенным на идеально проводящей плоской поверхности. В качестве среды взят воздух нормальной плотности на нулевой высоте. Электромагнитное поле в начальный момент времени равно нулю. Весьма существенно, что в данных физических условиях характерные частоты электромагнитного поля попадают в радиодиапазон, т. е. происходит генерация радиоимпульса. Рассматриваемая задача интересна тем, что к возбуждению радиоимпульса приводит целая цепочка связанных между собой разных физических явлений (гамма-кванты, комптоновские электроны, ионизация и токи проводимости, электромагнитное поле).

1. В [1,2] рассматривалась задача о возбуждении радиосигнала нестационарным источником гамма-излучения, угловая зависимость ко-

того близка к изотропной. Распределения токов комптоновских электронов j и проводимости σ имеют вид (использованы обозначения работы [2])

$$\begin{aligned} j(r, \theta, t) &= j_0(r, t) + \xi j_0(r, t) \cos \theta; \\ \sigma(r, \theta, t) &= \sigma_0(r, t) + \xi \sigma_0(r, t) \cos \theta, \end{aligned}$$

где ξ — малый параметр.

Такая зависимость не имеет универсального характера и неприемима, когда источник расположен вблизи или на границе проводящего полупространства. В [1, 2] используется ряд физических констант, соответствующих давлению воздуха на нулевой высоте. Физическая постановка задачи не учитывает искажение возникающих полей проводящей подстилающей поверхностью. Этот эффект учтен в [3, 4], но в этих работах рассматривается источник с не зависящей от времени интенсивностью.

В данной работе изложен метод сведения существенно двумерной по пространству задачи об электромагнитных полях, возбуждаемых в воздухе нестационарным источником гамма-излучения, находящимся непосредственно на границе проводящего полупространства, к ряду одномерных нестационарных задач; приводятся результаты решения некоторой модельной задачи.

Численный метод решения задач такого типа изложен в [5]. Он основан на методе характеристик. В данной работе численное интегрирование уравнений Максвелла проводилось методом прогонки*, имеющим ряд преимуществ: он более удобен для счета, так как все уравнения интегрируются вдоль одной прямой, дает возможность правильно учитывать зааздывание источника, обладает слабой чувствительностью к вычислительным погрешностям.

2. Физический механизм трансформации импульса гамма-излучения в импульс электромагнитного поля связан с возбуждением токов комптоновских электронов в воздухе, облучаемом гамма-квантами источника (аналогично работам [1, 2]).

В анализируемой модельной задаче источник гамма-излучения предполагается точечным и изотропным, учитывается только электронная проводимость воздуха, а проводимость нижнего полупространства предполагается бесконечной.

Задача сводится к интегрированию уравнений Максвелла с токами комптоновских электронов, заданными в виде

$$\begin{aligned} j &= (j(r, \theta, t), 0, 0); \quad j(r, \theta, t) = j(r, t)\Phi(\theta); \\ \Phi(\theta) &= \begin{cases} 1, & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ -1, & \pi/2 \leq \theta \leq \pi. \end{cases} \end{aligned}$$

Представим эту зависимость в виде ряда из полиномов Лежандра

$$j(r, \theta, t) = j(r, t) \sum C_l P_l(\cos \theta),$$

где

$$C_l = [1 - (-1)^l] \frac{2l+1}{4} \frac{\pi^{1/2}}{\Gamma\left(\frac{2-l}{2}\right) \Gamma\left(\frac{3+l}{2}\right)}.$$

* Метод счета уравнений Максвелла был предложен А. А. Милютиним и Е. И. Динабургом.

Уравнениям и граничным условиям можно удовлетворить, если искать решение для отличных от нуля компонент электромагнитного поля E_r , E_θ , H_φ в виде

$$E_r = \sum_l E_{rl}(r, t) P_l(\cos \theta); \quad E_\theta = \sum_l \frac{1}{r} E_{\theta l}(r, t) P_l^i(\cos \theta);$$

$$H_\varphi = \sum_l \frac{1}{r} H_{\varphi l}(r, t) P_l^i(\cos \theta),$$

где $P_l^i(x) = (1-x^2)^{1/2} dP_l(x)/dx$ — присоединенный полином Лежандра.

В этом случае угловая зависимость в уравнениях отделяется, и задача сводится к интегрированию одномерных нестационарных уравнений для коэффициентов разложений E_{rl} , $E_{\theta l}$, $H_{\varphi l}$ для каждого из l

$$(2.1) \quad \frac{1}{c} \frac{\partial E_{rl}}{\partial t} = \frac{l(l+1)}{r^2} H_{\varphi l} - \frac{4\pi}{c} [\sigma(r, t) E_{rl} - j(r, t) C_l];$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_{\theta l}}{\partial t} = -\frac{\partial H_{\varphi l}}{\partial r} - \frac{4\pi}{c} \sigma(r, t) E_{\theta l}; \quad \frac{1}{c} \frac{\partial H_{\varphi l}}{\partial t} = -\frac{\partial E_{\theta l}}{\partial r} - E_{rl}.$$

Решение уравнений ищется в области ($a \leq r \leq ct$; $a/c \leq t \leq T$); a , T — const. Каждая из функций должна удовлетворять нулевым начальным условиям. Краевые условия $E_{\theta l} = 0$ при $r = a$; $E_{\theta l} - H_{\varphi l} = 0$ и $E_{rl} = 0$ при $r = ct$ определяют единственное решение системы (2.1). Первое из этих условий физически означает, что источник окружен идеально проводящей сферой радиуса a , два других условия должны быть выполнены на фронте возмущения, распространяющемся со скоростью света [6].

В дальнейшем будем использовать безразмерную координату $x = \mu r$ и время $y = \mu ct$ и, следуя [1, 2], плотность тока комптоновских электронов запишем выражением

$$j(r, t) = e \mu^3 l_e N \mu c e^{-x} x^{-2} f(y - x) / 4\pi,$$

где $l_e \approx 3$ м и $\mu^{-1} \approx 250$ м — средний пробег комптоновского электрона и гамма-кванта соответственно; e — заряд электрона; N — полное число гамма-квантов, испущенных источником; функция $f(y)$ описывает интенсивность потока гамма-излучения в зависимости от времени ($\int_0^\infty f(y) dy = 1$).

В работе [7] зависимость $f(t)$ в стадии начального возрастания выражена функцией $e^{\alpha t}$, где $\alpha = 10^8 \text{ с}^{-1}$, а в [1, 2] и других стадия затухания источника описана функцией $e^{-\beta t}$, где $\beta = 10^6 \text{ с}^{-1}$.

В данной работе используем для функции $f(y)$ простую интерполяцию (Ω , Δ , A — const), приближенно описывающую данные, приведенные американскими авторами [2, 7]

$$(2.2) \quad f(y) = \frac{1}{I} \frac{\mu e^{2y}}{A + e^{(\Omega + \Delta)y}};$$

$$I = \int_0^\infty \frac{y e^{2y}}{A + e^{(\Omega + \Delta)y}} dy.$$

Электронная проводимость воздуха, которая только и учитывается, дана в виде

$$\sigma(r, t) = e k \mu^3 \nu N e^{-x} x^{-2} r(y - x) / 4\pi,$$

где безразмерная функция $r(y)$ находится из уравнения

$$\frac{dr}{dy} + \frac{\gamma}{\mu c} r = \varphi(y), \quad r(0) = 0.$$

Здесь $k \approx 10^6 CGSE$; $\gamma \approx 1,1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ [8] — подвижность и коэффициент прилипания вторичного электрона соответственно; $\nu = 3 \cdot 10^4$, а функция $\varphi(y)$ описывает временную зависимость плотности источников вторичных электронов (поглощенной в единицу времени энергии гамма-излучения).

Временная зависимость источников ионизации в каждой точке пространства описывается импульсом с несколько большим характерным временем, чем у функции $f(y)$, описывающей зависимость комптоновских токов (из-за разного вклада эффектов многократного рассеяния квантов в величину токов комптоновских электронов и поглощенной энергии). Для функции $\varphi(y)$ принимаем интерполяцию того же вида (2.2) с параметром $\Delta_1 < \Delta$. При такой интерполяции токов и проводимости отношение j/σ , определяющее величину радиального поляризованного поля, в каждой точке пространства убывает со временем при больших t . Это существенно влияет на временную эволюцию возникающего электромагнитного поля.

В качестве масштаба полей выберем величину $E_0 = l_e \mu c / kv$. При принятых значениях констант $E_0 \approx 3,6 \cdot 10^2 \text{ В/м}$

$$E_{r1} = E_0 E_l; \quad E_{\theta 1} = \frac{E_0}{\mu} \varepsilon_l; \quad H_{\varphi 1} = \frac{E_0}{\mu} h_l.$$

Тогда безразмерные функции E_l , ε_l и h_l должны удовлетворять уравнениям

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \frac{\partial E_l}{\partial y} &= \frac{l(l+1)}{x^2} h_l - \frac{4\pi}{\mu c} \left[\sigma'(x, y) E_l - \frac{1}{E_0} j'(x, y) C_l \right]; \\ \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial y} &= -\frac{\partial h_l}{\partial x} - \frac{4\pi}{\mu c} \sigma'(x, y) \varepsilon_l; \\ \frac{\partial h_l}{\partial y} &= -\frac{\partial \varepsilon_l}{\partial x} - E_l \end{aligned}$$

и нулевым начальным данным и граничным условиям

$$\varepsilon_l(x_0, y) = 0; \quad \varepsilon_l(x=y, y) = h_l(x=y, y); \quad x_0 = \mu a.$$

В уравнениях (2.3)

$$\begin{aligned} \sigma'(x, y) &= \frac{4\pi}{\mu c} \sigma(x, y) = R e^{-x} x^{-2} r(y-x); \\ j'(x, y) &= \frac{4\pi}{\mu c E_0} j(x, y) = R e^{-x} x^{-2} f(y-x); \\ R &= ek\mu^2 \nu N/c. \end{aligned}$$

В таком виде задача сформулирована полностью и подлежит численному интегрированию.

3. Сделаем замену независимых переменных $x=x$, $\tau=y-x$, тогда система (2.3) принимает вид

$$(3.1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial E_l}{\partial \tau} &= \frac{l(l+1)}{x^2} h_l - \sigma'(x, \tau) E_l + j'(x, \tau) C_l; \\ \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial \tau} &= -\frac{\partial h_l}{\partial x} + \frac{\partial h_l}{\partial \tau} - \sigma'(x, \tau) \varepsilon_l; \\ \frac{\partial h_l}{\partial \tau} &= -\frac{\partial \varepsilon_l}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial \tau} - E_l \end{aligned}$$

с краевыми условиями

$$\text{при } x=x_0 \quad \varepsilon_l=0; \quad \text{при } \tau=0 \quad \varepsilon_l - h_l=0, \quad E_l=0.$$

В новой плоскости (x, τ) расчетная область была дополнена до прямоугольника $(x_0 \leq x \leq x_k; 0 \leq \tau \leq \tau_k)$, где $\tau_k = \mu c T$, и указанных условий стало недостаточно для получения однозначного решения системы (3.1). На прямой $x=x_k$ (где x_k — достаточно большая величина) задавалось дополнительное условие $\varepsilon_l = h_l$.

Для дальнейшего удобно, складывая и вычитая второе и третье уравнения системы (3.1), привести ее к виду

$$(3.2) \quad \begin{aligned} \frac{\partial E_l}{\partial \tau} &= \frac{l(l+1)}{x^2} h_l - \sigma'(x, \tau) E_l + j'(x, \tau) C_l; \\ \frac{\partial (\varepsilon_l + h_l)}{\partial x} &= -\sigma'(x, \tau) \varepsilon_l - E_l; \\ 2 \frac{\partial (\varepsilon_l - h_l)}{\partial \tau} &= \frac{\partial (\varepsilon_l - h_l)}{\partial x} - \sigma'(x, \tau) \varepsilon_l + E_l \end{aligned}$$

с начальными и граничными условиями

$$\text{при } \tau=0 \quad \varepsilon_l=0, \quad h_l=0, \quad E_l=0; \quad \text{при } x=x_0 \quad \varepsilon_l=0; \quad \text{при } x=x_k \quad \varepsilon_l=h_l.$$

Для численного решения поставленной выше задачи была выбрана прямоугольная сетка $\tau_n = n \Delta \tau$, $x_i = x_0 + i \Delta x$, где $n=1, 2, \dots, N$; $i=1, 2, \dots, I$. Использовалась симметричная аппроксимация производных, а искомые функции в точке $i+1/2$ — среднее арифметическое между значениями этих функций в точках i и $i+1$. Тогда система уравнений (3.2) может быть записана в конечных разностях в виде

$$(3.3) \quad \begin{aligned} \frac{i}{\Delta \tau} [(E_l)_{i+1/2}^{n+1} - (E_l)_{i+1/2}^n] &= (zh_l)_{i+1/2}^{n+1} - (\sigma' E_l)_{i+1/2}^{n+1} + (j')_{i+1/2}^{n+1} C_l, \\ z &= l(l+1)x^{-2}; \\ \frac{1}{\Delta x} [(\varepsilon_l + h_l)_{i+1}^{n+1} - (\varepsilon_l + h_l)_i^{n+1}] &= -(\sigma' \varepsilon_l)_{i+1/2}^{n+1} - (E_l)_{i+1/2}^{n+1}; \\ \frac{2}{\Delta \tau} [(\varepsilon_l - h_l)_{i+1/2}^{n+1} - (\varepsilon_l - h_l)_{i+1/2}^n] &= \frac{1}{\Delta x} [(\varepsilon_l - h_l)_{i+1}^{n+1} - \\ &- (\varepsilon_l - h_l)_i^{n+1}] - (\sigma' \varepsilon_l)_{i+1/2}^{n+1} + (E_l)_{i+1/2}^{n+1}. \end{aligned}$$

Уравнения относительно ε_l и h_l , полученные из системы (3.3) после исключения из нее функции E_l , решались методом прогонки, а функция E_l досчитывалась по конечно-разностному аналогу первого уравнения системы (3.2).

Исследуя выбранную разностную схему на устойчивость, можно показать, что она устойчива при любых $\Delta \tau$ и Δx и имеет второй порядок аппроксимации по Δx и первый по $\Delta \tau$.

Описанный алгоритм применялся к частному случаю задачи о возбуждении радиоимпульса в непроводящей среде, допускающей в некоторых частных случаях аналитическое решение, одно из которых приведено в работе [9]. Численное решение совпало с аналитическим вплоть до 5 знака, что свидетельствует о высокой точности описанного выше алгоритма.

4. Конкретные расчеты были проведены при следующих значениях безразмерных параметров: $\Omega=250$; $\Lambda=8,3$; $\Delta_1=4^*$; $A=2,93 \cdot 10^9$; $x_0=$

* Примерно такое соотношение параметров Λ и Δ_1 получается при прямом расчете токов комптоновских электронов и поглощенной энергии от мгновенного источника методом Монте-Карло.

$=0,01$; $x_h=140$ и при значениях безразмерного коэффициента R , равного $1,54 \times 10^5$; $1,54 \cdot 10^6$; $1,54 \cdot 10^7$; $1,54 \cdot 10^8$, соответствующих различным интенсивностям источника.

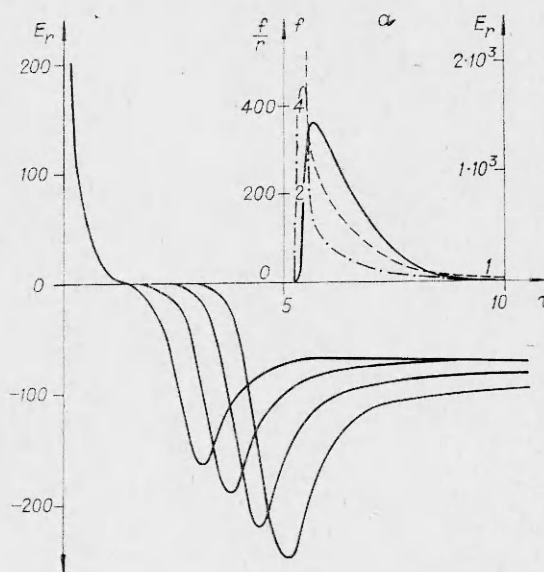
Результаты вычислений приведены на фиг. 1 — 7. Основываясь на полученных результатах, можно отметить следующие особенности:

1. У всех компонент поля есть начальный короткий всплеск, имеющий характерное время изменения порядка масштаба времени, характеризующий фронт импульса токов комptonовских электронов. (Кривые при разных интенсивностях источника на фиг. 1—3 для $x=0,4$, на фиг. 6—для $x=60$; $l=1$.)

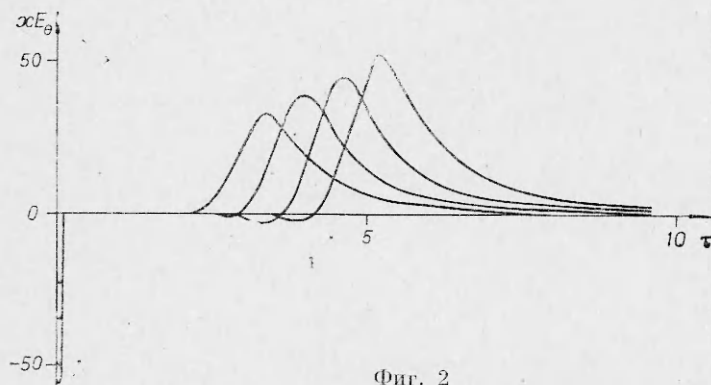
2. Компонента поля E_r преобладает в начальном всплеске на малых расстояниях, причем величина поля E_r достигает максимального значения ($E_r \approx 1,76 \cdot 10^3$ при $x \approx 0,4$) в те моменты, когда ток комptonовских электронов продолжает нарастать. Это показано на фиг. 1, а, где сплошная линия — функция f ; штриховая — f/r ; штрихпунктирная — первая гармоника $E_{r1}(\tau)$ при $x=0,4$; $R=1,54 \cdot 10^5$.

3. Вслед за начальным всплеском на малых расстояниях в течение некоторого времени ($\sim 1 \div 3$ при $x \approx 0,4$) компоненты электрического поля малы, тогда как магнитное поле велико и проявляет характер «насыщения», особенно заметный при больших интенсивностях источника (фиг. 1—3).

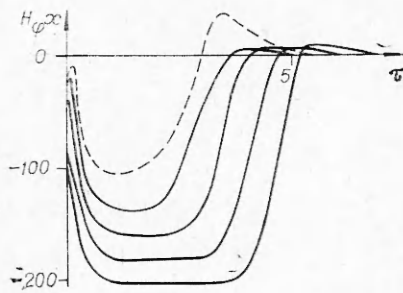
4. После затухания источника при больших t магнитное поле на малых расстояниях исчезает, а электрическое поле остается (фиг. 1, 4, 5 для $l=1$; фиг. 4 — пространственное распределение первых гармоник $H_{\varphi 1}(x)$ (штрих) и $E_{\vartheta 1}(x)$ (сплошная линия) в момент времени, когда фронт возмущения достиг расстояний, равных 5, 10 и 20 ($R=1,54 \cdot 10^5$); фиг. 5 — то же для $E_{r1}(x)$).



Фиг. 1



Фиг. 2



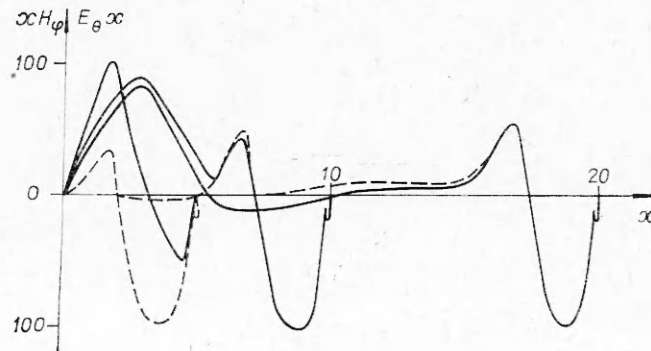
Фиг. 3

5. С возрастанием номера гармоники уменьшается амплитуда и возрастает число смен знака поля в излученном импульсе (фиг. 7, где $l=1$ — штрихпунктирная линия; $l=3$ — сплошная линия; $l=5$ — штриховая линия).

Видно, что начальный всплеск поля обусловлен временным запаздыванием развивающейся проводимости воздуха относительно токов комптоновских электронов. Из уравнения для радиального поляризованного поля, которое получается из первого уравнения системы (2.3) после пренебрежения величиной $l(l+1)x^{-2}h_l$ и достаточно хорошо описывает результаты решения полной системы уравнений в моменты времени, соответствующие начальному всплеску, следует, что при малых τ проводимость незначительна, воздух поляризуется импульсом гамма-излучения и радиальное поле возрастает. С некоторого момента времени проводимость ограничивает рост поля на малых расстояниях и, наконец, приводит к уменьшению радиального поля, хотя ток комптоновских электронов продолжает нарастать. Из-за несимметрии задачи очевидно, что в зоне токов начальный всплеск поля с аналогичными временными особенностями будет и у компонент E_θ и H_ϕ и эти особенности будут распространяться на большие расстояния, как это и видно из фиг. 4, 6.

Основные из отмеченных выше особенностей эволюции полей в зоне источника в моменты τ порядка нескольких единиц на различных расстояниях проявляются в течение времени, когда на этих расстояниях выполнено условие большой проводимости $2\pi\sigma t \gg 1$ (например, для $R=1,54 \cdot 10^7$ при $x \approx 0,4$ это условие выполнено при $\tau \approx 1 \div 2$). Граница области с большой проводимостью распространяется со скоростью, близкой к скорости света. Учитывая это, а также используя результаты работы [6] о расширении шара с конечной проводимостью со скоростью света во внешнем поле, можно показать, по крайней мере качественно, что поведение в эти моменты времени полей, найденных в результате численного решения, совпадает с поведением полей, созданных импульсом гамма-излучения перед движущейся околосветовой скоростью границей области с большой проводимостью. Количественная оценка показывает, что энергии радиального поля в начальном всплеске достаточно, чтобы на основе такой модели объяснить найденные численным интегрированием амплитуду и длительность излученного сигнала.

Основные из отмеченных выше особенностей эволюции полей в зоне источника в моменты τ порядка нескольких единиц на различных расстояниях проявляются в течение времени, когда на этих расстояниях выполнено условие большой проводимости $2\pi\sigma t \gg 1$ (например, для $R=1,54 \cdot 10^7$ при $x \approx 0,4$ это условие выполнено при $\tau \approx 1 \div 2$). Граница области с большой проводимостью распространяется со скоростью, близкой к скорости света. Учитывая это, а также используя результаты работы [6] о расширении шара с конечной проводимостью со скоростью света во внешнем поле, можно показать, по крайней мере качественно, что поведение в эти моменты времени полей, найденных в результате численного решения, совпадает с поведением полей, созданных импульсом гамма-излучения перед движущейся околосветовой скоростью границей области с большой проводимостью. Количественная оценка показывает, что энергии радиального поля в начальном всплеске достаточно, чтобы на основе такой модели объяснить найденные численным интегрированием амплитуду и длительность излученного сигнала.

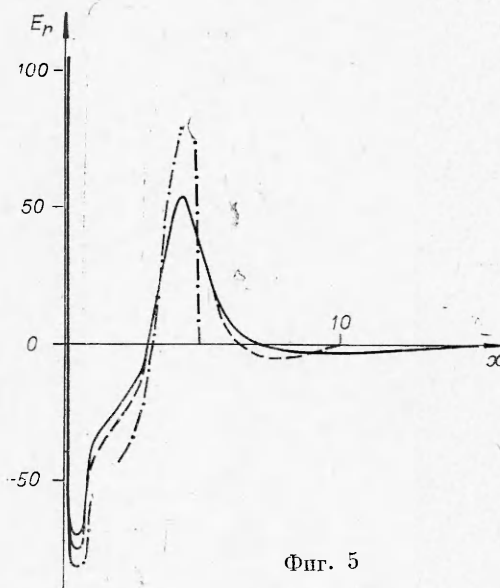


Фиг. 4

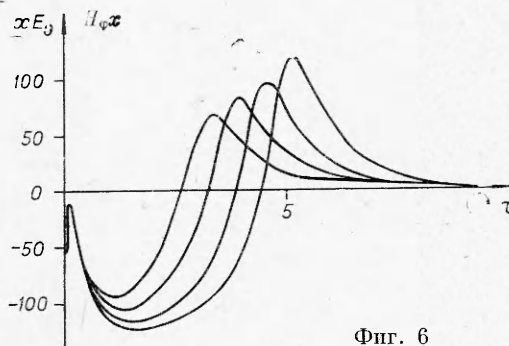
Очевидно, что при наличии поля в нестационарной проводящей среде возникает объемный заряд из-за поляризации неоднородного проводящего объема и этот заряд не исчезает полностью при $\sigma \rightarrow 0$; поэтому в зоне источника, где была проводимость, при больших t остается статическое распределение электрического поля. Этот факт — следствие исходной модели, в которой источник экспоненциально затухает со временем. В другой модели, например, когда интенсивность подобного источника спадает не до нуля, а до конечной величины, остаточные поля от нестационарного импульса гамма-излучения будут исчезать, но в зоне токов при больших t возникает другое распределение полей, рассмотренное в работе [3].

Отметим, что в первой гармонике разложений по полиномам Лежандра волнового поля содержится $\sim 95\%$ энергии излученного сигнала, в третьей $\sim 3\%$ и т. д. Факт увеличения числа нулей в излученном импульсе с увеличением номера l достаточно очевиден, поскольку в этом случае угловое распределение полей и токов в зоне источника приобретает многолепестковый характер, что при суммировании результирующего сигнала с соответствующим запаздыванием приводит к большему числу смен знака в волновой зоне.

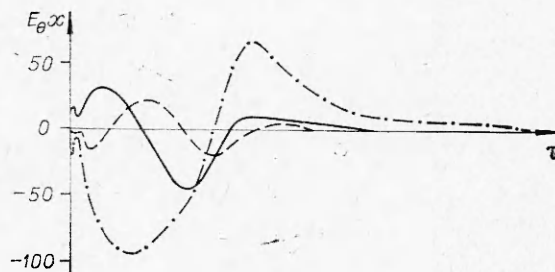
В заключение авторы благодарят А. А. Милютину и И. Е. Динабурга за разработку численного метода решения рассматриваемой задачи, а также И. Н. Михайлова и Г. М. Гандельмана за участие в развитии проблемы.



Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7

ЛИТЕРАТУРА

1. *Компанеиц А. С.* Радионизлучение атомного взрыва.— ЖЭТФ, 1958, т. 35, № 6 (12).
2. *Gilinsky V.* Kompaneets model for radio emission from a nucleare explosion.— «Phys. Rev.», 1965, vol. 137, N 1A.
3. *Медведев Ю. А., Федорович Г. В., Степанов Б. М.* Электромагнитное поле точечного источника длиннопребжного излучения в воздухе на проводящем экране.— ЖТФ, 1967, т. 37, № 11.
4. *Медведев Ю. А., Федорович Г. В., Степанов Б. М.* Электромагнитное поле приподнятого источника длиннопребжного излучения в воздухе над проводящим экраном.— ЖТФ, 1969, т. 39, № 5.
5. *Gilinsky V., Peebles G.* The Development of a radio signal from a nuclear explosion in the Atmosphere.— «J. Geophys. Res. Space Phys.», 1968, vol. 73, N 1.
6. *Бодулинский В. К., Медведев Ю. А., Федорович Г. В.* Возмущение внешних полей проводящими областями, расширяющимися со скоростью света.— «Радиотехника и электроника», 1972, т. 17, № 2.
7. *Karzas W. G., Latter R.* Electromagnetic radiation from a nuclear explosion in Space.— «Phys. Rev.», 1962, vol. 126, N 6.
8. *Кабанов Г. Л., Медведев Ю. А., Морозов И. И., Нешков Д. З., Степанов Б. М.* Измерение коэффициента прилипания электронов к молекулам кислорода в воздухе.— ЖТФ, 1973, т. 43, № 6.
9. *Козлов Н. И.* Точное решение одной задачи о распространении радиопульса в проводящей среде.— В кн.: Численные методы решения задач математической физики. М., «Наука», 1966.

УДК 537.5

О СНИЖЕНИИ ПРОБИВНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ГАЗА В ПОЛЕ СТАЦИОНАРНОГО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Данцер, В. А. Феоктистов

(Москва)

Проведено численное решение задачи о снижении электрической прочности газа, находящегося в поле внешнего стационарного ионизирующего излучения. Рассчитаны правые ветви кривой Пашена для гелия, аргона и ксенона. Расчет проводился с помощью так называемого метода пристрелок с использованием стандартной программы Рунге—Кутты.

При разработке различных систем автоматического регулирования ядерных силовых и энергетических установок возникает задача, связанная с оценкой работоспособности газоразрядных приборов в ионизирующем поле реакторного гамма-излучения с мощностью экспозиционной дозы $P_\gamma \sim 10^2 - 10^5$ Р/с. Одним из критических параметров в этих условиях является электрическая прочность.

Теоретическому и экспериментальному изучению влияния облучения на изменение пробивного напряжения промежутка посвящено много работ, перечень которых приведен в [1]. В частности, в работах Роговского и его сотрудников расчетным путем было показано, что относительное снижение пробивного напряжения $\eta = (U_0 - U^*)/U_0$ (где U_0 — статическое пробивное напряжение без учета объемного заряда; U^* — пробивное напряжение при наличии фототока с катода I_0) пропорционально $\sqrt{I_0}$. Получение этого результата связано с применением теории воз-