

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ, ИЗЛУЧАЕМЫЕ ПРИ ВЫХОДЕ ГАММА-КВАНТОВ В НЕОДНОРОДНУЮ АТМОСФЕРУ

Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов, Г. В. Федорович

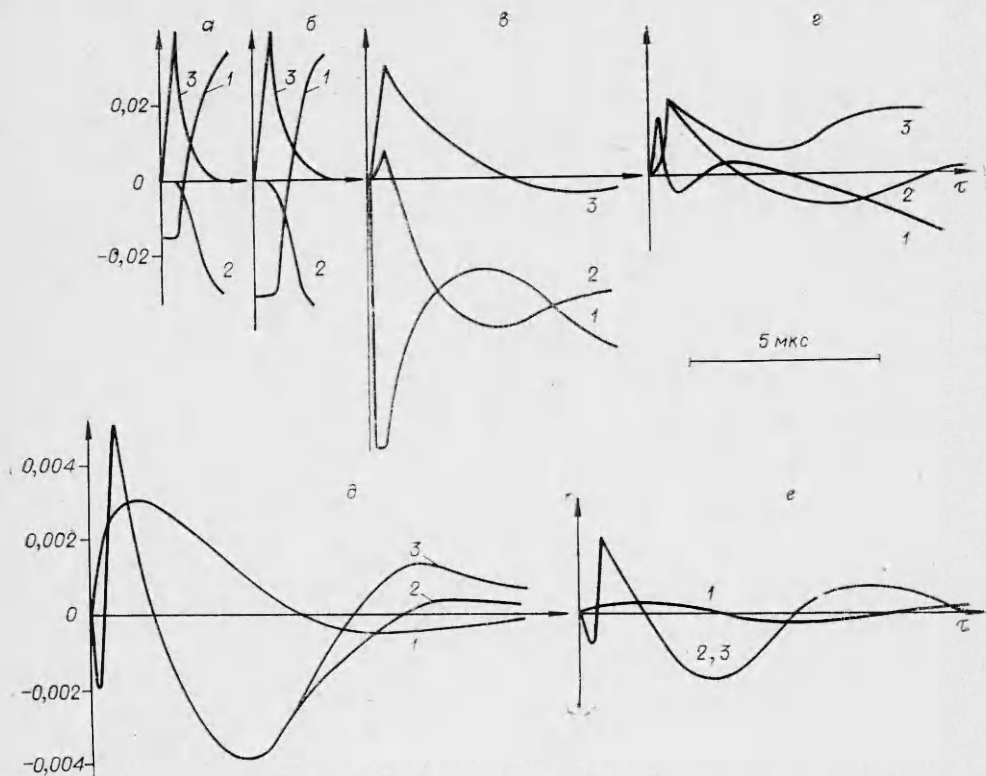
(Москва)

1. Известно, что при выходе импульса гамма-квантов в воздух в нем генерируются токи комптоновских электронов, которые, в свою очередь, возбуждают электромагнитные поля. Если выход квантов изотропен, а окружающая среда однородна, то единственной отличной от нуля компонентой электромагнитного поля будет радиальное электрическое поле, существующее лишь в зоне токов. Реальные отличия от сферической симметрии в системе токов приводят к генерации других компонент электромагнитного поля и к излучению электромагнитных волн. В ряде работ исследовалось влияние различных факторов, приводящих к асимметрии токов. Так, в [1, 2] рассматривалось влияние асимметрии выхода гамма-квантов, в [3, 4] — влияние подстилающей поверхности, в [5—7] — влияние внешних полей. В работе [8] рассматривался случай выхода гамма-квантов в неоднородную атмосферу и приведены результаты численного расчета возбуждаемых полей.

Непосредственное сопоставление результатов этих работ показывает, что в случае, когда явление развивается вблизи поверхности земли, связанная с ней асимметрия токов приводит к максимальным (по амплитуде поперечных полей) эффектам. С увеличением высоты источника h влияние подстилающей поверхности убывает. Это можно видеть, например, из результатов, приведенных в работе [4]. Действительно, если воспользоваться формулой (2.6) этой работы и для верхней оценки излученного поля подставить вместо j токи комптоновских электронов (реально радиальные токи меньше из-за компенсирующего вклада в них токов проводимости, поэтому оценка верхняя), то получим, что амплитуда излученного поля убывает с ростом h примерно как $\exp(-\rho_m/l\gamma)$, где ρ_m — минимальное значение нижнего предела в интеграле (2.6) [4], равное h , а $l\gamma$ — пробег гамма-квантов. С другой стороны, как будет показано ниже, амплитуда поперечных полей, излучение которых связано с неоднородностью атмосферы, слабо зависит от высоты источника, поэтому, начиная с некоторой высоты, этот эффект становится преобладающим. Сопоставление полученных ниже результатов с результатами работы [3] дает оценку граничной высоты $h_{гр} \approx l\gamma \ln 50Y$ (Y — активность источника в использованных в [2, 8] единицах). Результаты работы [8] относятся лишь к одному конкретному значению активности источника и высоты его расположения, поэтому для выявления зависимости результатов от этих параметров целесообразно провести дополнительные расчеты. Представляет интерес возможность получить аналитическое выражение для временной зависимости излученного поля путем приближенного решения уравнений Максвелла. Такая возможность, очевидно, существенно облегчает анализ результатов.

Рассмотрению этих двух вопросов посвящена данная работа.

2. Постановка задачи вычисления полей практически не отличается от описанной в работе [8], однако при численном интегрировании уравнений Максвелла использовался алгоритм [3, 6]. Некоторые различия результатов могут быть связаны с различием в использованных константах. Те из них, которые приведены в работе [8] (например, подвижность и время жизни вторичных электронов, их число, рождаемое одним комптоновским электроном и т. д.), ниже взяты такими же, как и в работе [8]. Значения некоторых констант в работе [8] не приведены. Например, масштаб изменения плотности атмосферы H и соответственно плотность воздуха на высоте источника, масштаб, которым обезмеривалось время в задаче и соответственно длительность выхода гамма-квантов 2Δ . Ниже масштаб неоднородности атмосферы H принят равным 6,6 км, а расстояние r и время t обезмериваются величиной пробега гамма-квантов l_γ^* на нулевой высоте и величиной l_γ^*/c соответственно. Величина Δ

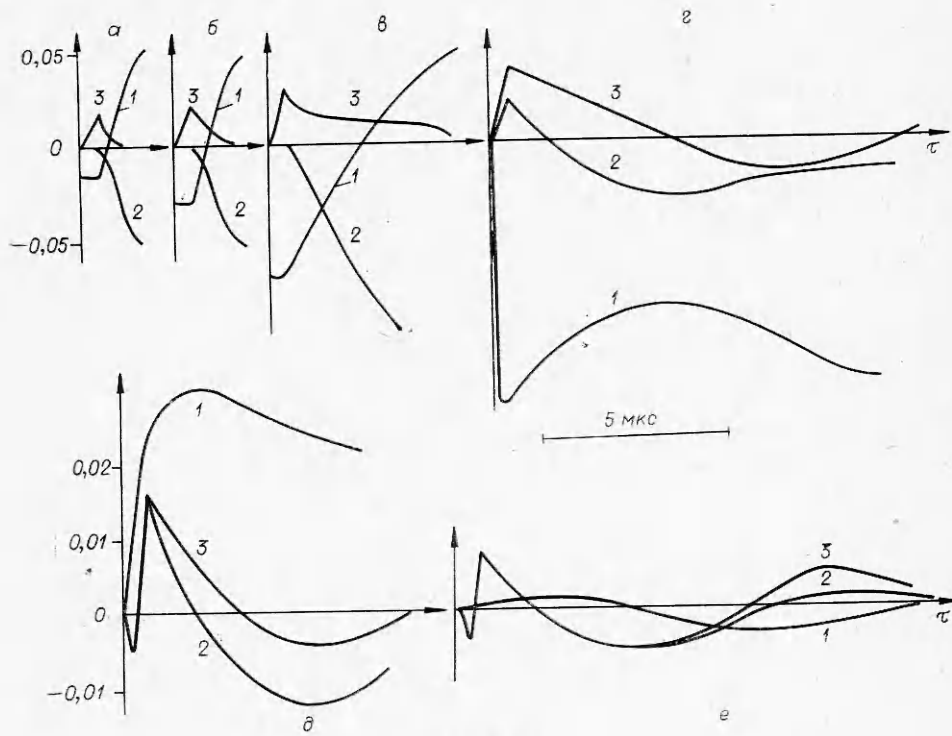


Фиг. 1

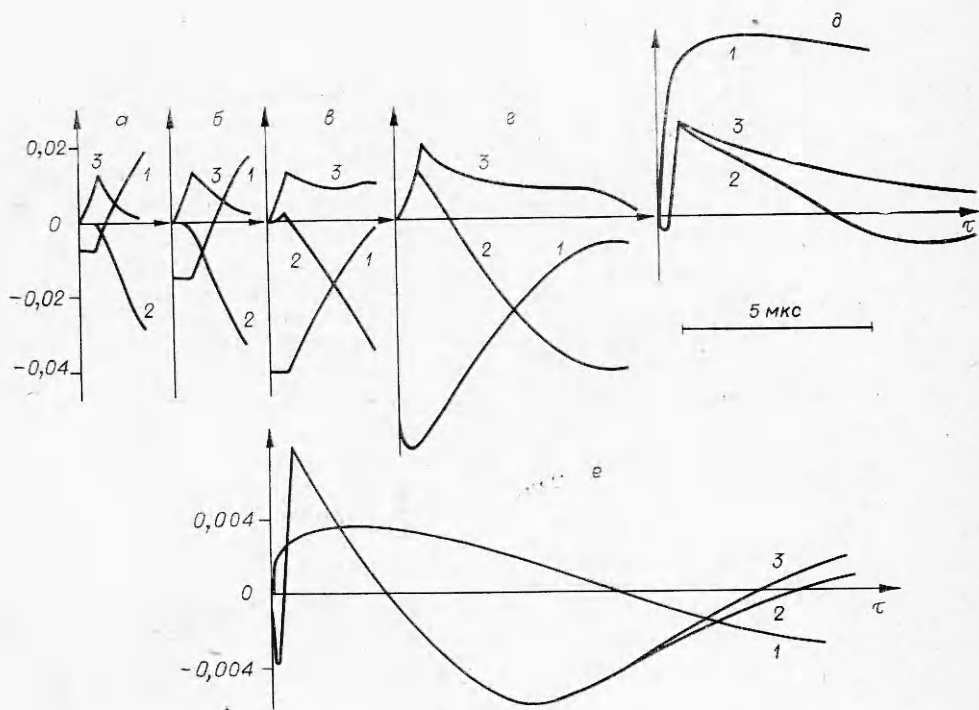
в этих единицах выбрана равной 0,25. Величина ξ обозначает относительную плотность воздуха на высоте источника. Величины полей — в единицах CGSE.

На фиг. 1 приведены временные зависимости компонент полей на различных расстояниях от источника ($Y = 1$, $\xi = 0,7$), дополняющие результаты работы [8] (E_r (кривая 1), E_ϕ (кривая 2) и B_ϕ (кривая 3) на различных расстояниях ($a - r = 0,1$ км, $b - 0,2$ км, $в - 0,5$ км, $г - 1$ км, $д - 2,5$, $e - 5$ км)). Из этих результатов следует, что в зоне токов (до $r \sim 0,5$ км) радиальное электрическое поле E_r в слое толщиной $\sim 2\Delta$ вблизи фронта гамма-потока, где велики токи и проводимость воздуха, быстро достигает предельного значения (различного на различных расстояниях) и остается примерно постоянным. Вне этого слоя поле меняется за счет индукционных эффектов. Поперечное электрическое поле E_ϕ на этих расстояниях в проводящем слое вблизи фронта значительно меньше радиального, а в области вне его, где существенны индукционные эффекты, — сравнимо с радиальным. Вне зоны токов (на расстояниях ≥ 1 км) индукционные эффекты становятся преобладающими — здесь формируется поле излучения, в котором $B_\phi \sim E_\phi$, однако величина радиального поля еще сопоставима с величиной поперечного. На расстояниях $r \sim 5$ км начинается волновая зона, в которой радиальное электрическое поле значительно меньше поперечного и практически сформировалось поле излучения.

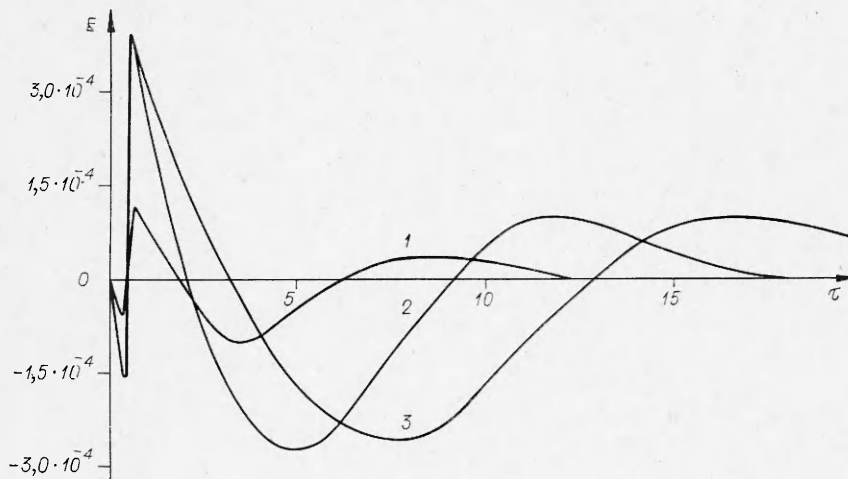
Фиг. 2 иллюстрирует влияние изменения активности источника, эти результаты получены при $Y = 10$, $\xi = 0,7$ (обозначения те же, что и на фиг. 1). Амплитуда радиального поля в токовом слое практически не за-



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

висит от Y , однако, как и следовало ожидать, размер зоны токов возрастает с ростом Y . Так, при $r = 1$ км амплитуда E_r значительно больше амплитуд полей E_ϕ и B_ϕ при $Y = 10$, в то время как при $Y = 1$ на этом расстоянии амплитуды полей сравниваются. Формирование волнового поля при $Y = 10$ происходит на больших расстояниях, чем при $Y = 1$. Так, при $r = 5$ км различия во временной зависимости E_ϕ и B_ϕ практически незаметны, если $Y = 1$, а при $Y = 10$ эти различия еще существенны. Величины полей E_ϕ и B_ϕ растут с ростом Y , причем на небольших расстояниях (до $r \sim 1$ км) примерно пропорционально Y .

С ростом высоты источника амплитуда радиального поля в токовом слое вблизи фронта падает (примерно как ξ^2), а амплитуды индукционных полей меняются слабо. Размеры зоны токов и временные масштабы изменения индукционных полей растут примерно пропорционально ξ^{-1} . Эти свойства генерируемого электрического поля иллюстрируются на фиг. 3 ($Y = 10$, $\xi = 0,5$, обозначения те же, что и на фиг. 1).

Амплитудно-временные зависимости излученных на расстоянии 100 км полей представлены на фиг. 4 (1 — $Y = 1$, $\xi = 0,7$; 2 — $Y = 10$, $\xi = 0,7$; 3 — $Y = 10$, $\xi = 0,5$). Из этих данных следует, что увеличение высоты источника (при сохранении суммарного выхода квантов) не меняет величины поля в волновом сигнале, но приводит к увеличению (пропорционально ξ^{-1}) временных масштабов вариаций поля. Увеличение суммарного выхода квантов ведет к росту как величины поля, так и характерных временных масштабов сигнала.

3. Обсудим кратко поведение полей в зоне токов вблизи фронта гамма-потока. В этой области пространственные изменения полей характеризуются двумя масштабами — вдоль фронта и перпендикулярно к нему. Продольный масштаб L совпадает с размером самой зоны токов. В направлении, перпендикулярном фронту, изменения полей определяются величиной проводимости σ и «толщиной» токового слоя, т. е. временем выхода квантов, умноженным на скорость света c . В связи с движением фронта со скоростью света можно полагать, что вблизи него все величины зависят только от «локального» времени $\tau = t - r/c$, и в уравнениях оставлять лишь производные по τ . Например, ротор магнитного поля \mathbf{V} можно приближенно записать в виде

$$(3.1) \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \times \mathbf{B} \right] \approx \frac{\partial}{\partial r} [\mathbf{n} \times \mathbf{B}] \approx -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} [\mathbf{n} \times \mathbf{B}]$$

(\mathbf{n} — единичный вектор нормали к фронту). Используя это обстоятельство, из уравнений Максвелла можно получить соотношение

$$(3.2) \quad \mathbf{n} \frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{n}, \mathbf{E}) + 4\pi (\sigma \mathbf{E} + \mathbf{j}_K) = 0,$$

что после скалярного домножения на \mathbf{n} приводит к уравнению для радиального электрического поля

$$(3.3) \quad \partial E_r / \partial \tau + 4\pi (\sigma E_r + j_K) = 0.$$

Уравнение (3.3) строго выполняется лишь для полей, возбуждаемых сферически-симметричными токами в однородной среде, однако его можно использовать для приближенного определения E_r и в том случае, когда σ и j_K зависят, например, от полярного угла ϑ , как в рассматриваемом случае полей в неоднородной атмосфере. Полагая, как и в [8], малыми эффекты неоднородности, т. е. считая

$$j_K = j_0(r, t) + j_1(r, t) \cos \vartheta, \quad \sigma = \sigma_0(r, t) + \sigma_1(r, t) \cos \vartheta, \quad E_r = E_0(r, t) + E_1(r, t) \cos \vartheta,$$

где $j_1 \ll j_0$, $\sigma_1 \ll \sigma_0$, $E_1 \ll E_0$, для определения полей E_0 и E_1 имеем систему уравнений

$$(3.4) \quad \partial E_0 / \partial \tau + 4\pi (\sigma_0 E_0 + j_0) = 0, \quad \partial E_1 / \partial \tau + 4\pi \sigma_0 E_1 + 4\pi (\sigma_1 E_0 + j_1) = 0,$$

решая которые последовательно, получим

$$(3.5) \quad E_0 = -4\pi \int_0^\tau j_0(\tau') \exp \left\{ -4\pi \int_{\tau'}^\tau \sigma_0(\tau'') d\tau'' \right\} d\tau',$$

$$E_1 = -4\pi \int_0^\tau (\sigma_1 E_0 + j_1) \exp \left\{ -4\pi \int_{\tau'}^\tau \sigma_0(\tau'') d\tau'' \right\} d\tau'.$$

На небольших расстояниях, где $\sigma_0 \tau_0 \gg 1$, можно оценить интегралы методом Лапласа

$$(3.6) \quad E_0 \approx -j_0(\tau) / \sigma_0(\tau), \quad E_1 \approx [\sigma_1(\tau) j_0(\tau) - \sigma_0(\tau) j_1(\tau)] / \sigma_0^2(\tau).$$

Если (следуя работе [8]) предполагать, что проводимость воздуха электронная, а сами электроны проводимости, рождаясь в актах взаимодействия комptonовских электронов с молекулами воздуха, исчезают, прилипая к молекулам кислорода за время $\sim \gamma^{-1}$ (коэффициент прилипания $\gamma \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$ на нулевой высоте, меняется пропорционально ξ^2 с ростом высоты), то с точностью $\sim (\gamma \tau_0)^{-1}$ временную зависимость функций j_0 , j_1 , σ_0 и σ_1 можно считать одинаковой, что приводит к заключению о постоянстве (во времени) полей E_1 и E_0 в зоне токов вблизи фронта гамма-потока. Этот результат соответствует полученному при численном интегрировании (см. фиг. 1—3).

В рамках сделанных предположений величина поля E_0 вблизи источника не зависит от расстояния ($E_0(r=0) = E_* \approx 1 \text{ CGSE}$ на нулевой высоте и меняется как ξ^2 с ростом высоты), а поле E_1 меняется с расстоянием по закону $E_1 = E_*(2r/H)$.

На больших расстояниях от источника неравенство $\sigma_0 \tau_0 \gg 1$ перестает выполняться и поля E_0 и E_1 за время действия гамма-потока не успевают дорасти до своих предельных значений (3.6). В этой области из (3.5) следует

$$E_0(r, \tau \rightarrow \infty) = E_* [1 - \exp(-\Sigma)],$$

$$E_1(r, \tau \rightarrow \infty) = E_*(2r/H) \{ [1 - \exp(-\Sigma)] - [(r/4L_\gamma) + 1] \Sigma \exp(-\Sigma) \},$$

$$\Sigma(r) = 4\pi \int_0^\infty \sigma_0(\tau, r) d\tau.$$

Если из уравнения (3.2) попытаться определить величину E_ϑ , то, домножая все члены на \mathbf{n} векторно, получим $[\mathbf{n} \times \mathbf{E}] = 0$. Полученный результат свидетельствует о том, что в зоне токов $E_\vartheta \ll E_r$. Это также соответствует результату численного интегрирования.

4. Перейдем к рассмотрению вопроса об излученном поле. Его определение не вызывает трудностей, если известны излучающие токи. В качестве таковых следует рассмотреть токи комптоновских электронов, скомпенсированные радиальными токами проводимости, и поперечные токи проводимости. Покажем, что последние играют незначительную роль и ими можно пренебречь. Рассмотрим ϑ -компоненту одного из уравнений Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\sigma \mathbf{E} + \mathbf{j})$$

и φ -компоненту другого

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

Если в области вблизи фронта заменить роторы полей \mathbf{E} и \mathbf{B} приближенными выражениями, аналогичными (3.1), то для E_ϑ и B_φ получим однородную систему уравнений. Так как на передней границе токового слоя $E_\vartheta = B_\varphi = 0$, то задача определения E_ϑ и B_φ не имеет других решений, кроме нулевого. В следующем приближении оставим член $\frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \vartheta}$ в выражении для $\text{rot } \mathbf{E}$. Получим

$$\frac{\partial E_\vartheta}{\partial \tau} - \frac{\partial B_\varphi}{\partial \tau} + 4\pi\sigma E_\vartheta = 0, \quad \frac{\partial B_\varphi}{\partial \tau} - \frac{\partial E_\vartheta}{\partial \tau} + \frac{c}{r} E_r = 0,$$

откуда следует соотношение

$$\frac{4\pi\sigma}{c} E_\vartheta + \frac{1}{r} E_r = 0.$$

В зоне токов $4\pi\sigma \gg c/r$, поэтому $E_\vartheta \ll E_r$ (ср. п. 3), но, кроме того, отсюда следует, что поперечные токи проводимости, связанные с E_ϑ , существенно меньше радиальных токов проводимости, связанных с E_r . Эти токи сравниваются в области, где проводимость мала. Но в этой области малы и сами токи, поэтому при расчете излучения ими можно пренебречь. Используя это обстоятельство, в качестве излучающих можно рассматривать только токи $j_n \equiv (j_1 + \sigma_1 E_0 + \sigma_0 E_1) \cos \vartheta$, причем, как было выяснено в п. 3, в той области, где они велики, поле E_1 можно определять из второго уравнения (3.4), т. е. полагать

$$(4.1) \quad j_n = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial E_1(r, \tau)}{\partial \tau} \cos \vartheta,$$

и задавать $E_1(r, \tau)$ формулой (3.5).

По известным излучающим токам векторный потенциал A волнового поля определяется интегралом

$$A = \frac{1}{Rc} \int dV j_n \left(r, t - \frac{R}{c} + \frac{(\mathbf{r}, \mathbf{n})}{c} \right),$$

где R — расстояние до точки детектирования; \mathbf{n} — единичный вектор направления на нее; j_B — вертикальная компонента излучающих токов. В сферической системе координат (r, θ, φ) с осью z , направленной вертикально вверх, $dV = r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi$, $j_B = j_n \cos \theta$, $(\mathbf{r}, \mathbf{n}) = r \sin \theta \cos \varphi$, если направление \mathbf{n} считать горизонтальным и отсчитывать от него угол φ . Учитывая, что согласно (4.1) функция j_n зависит от r и $t - r/c$, векторный потенциал можно записать в виде

$$A = \frac{2}{Rc} \int_0^\infty r^2 dr \int_{-1}^1 x dx \int_0^\pi d\varphi j_n \left[r, x, \tau - \frac{r}{c} (1 - \sqrt{1 - x^2} \cos \varphi) \right],$$

где $x = \cos \theta$; $\tau = t - R/c$. Если вместо переменной φ ввести $\tau' = \tau - r(1 - \sqrt{1 - x^2} \cos \varphi)/c$, то после выполнения соответствующих вычислений получим

$$(4.2) \quad A = \frac{2\pi}{R} \int_0^\tau d\tau' c (\tau - \tau') \int_{c(\tau-\tau')/2}^\infty dr \left(1 - \frac{c(\tau-\tau')}{r} \right) j(r, \tau'),$$

$$j(r, \tau') \equiv j_n(x, r, \tau')/x.$$

Дальнейший анализ интеграла (4.2) полностью аналогичен проведенному в работе [4]. В частности, при $\tau < \tau_0$ зависимость $A(\tau)$ определяется временной зависимостью излучающих токов, а при $\tau > \tau_0$ — пространственной зависимостью интегральных по времени характеристик излучающих токов, т. е. если не интересоваться фронтовыми особенностями сигнала, то вместо (4.2) потенциал можно подсчитывать по формуле

$$(4.3) \quad A = \frac{2\pi}{R} c\tau \int_{c\tau/2}^\infty dr (1 - c\tau/2r) \int_0^\infty j(r, \tau') d\tau',$$

которую с учетом (4.1) можно записать в виде

$$A = -\frac{c\tau}{2R} \int_{c\tau/2}^\infty dr (1 - c\tau/2r) E_1(r, \tau' \rightarrow \infty),$$

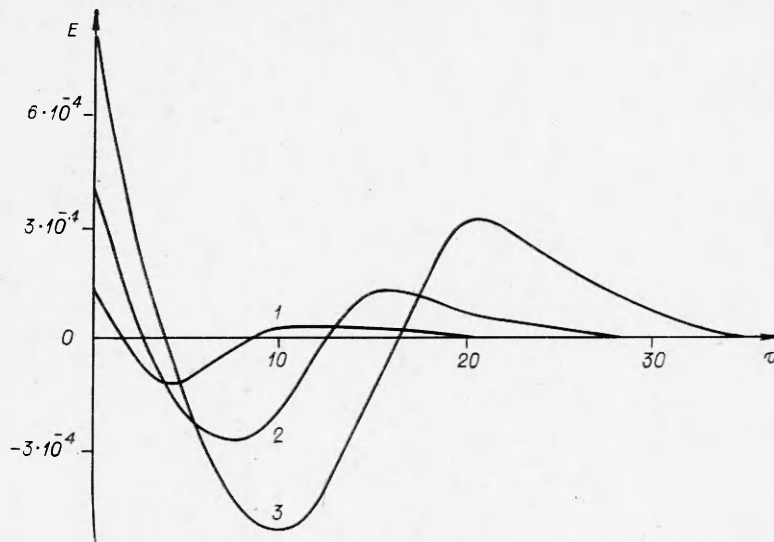
где величина $E_1(r, \tau')$ определяется выражением (3.6). Дифференцируя по τ и подставляя функцию E_1 , получим формулу для временной зависимости поля в волновой зоне

$$(4.4) \quad E = E_* \frac{1}{RH} \int_{c\tau/2}^\infty dr (r - c\tau) \{ [1 - \exp(-\Sigma)] - [(r/4l_\gamma) - 1] \Sigma \exp(-\Sigma) \}.$$

В рамках сделанных выше (см. п. 3) предположений о природе и временной зависимости проводимости воздуха величина Σ задается формулой

$$(4.5) \quad \Sigma = \frac{e\mu\nu N \exp(-s)}{\gamma l_\gamma^2 s^2}, \quad s \equiv r/l_\gamma,$$

где N — полный выход гамма-квантов, остальные обозначения те же, что и в [8]. Следует заметить, что коэффициент перед множителем $s^{-2} \exp(-s)$, описывающим пространственную зависимость величины Σ , не зависит от высоты. Если величиной l_γ обезразмеривать переменную r , то множитель, стоящий перед интегралом по s , будет иметь вид $E_* l_\gamma^2 / RH$, т. е. тоже не будет зависеть от величины ξ . Следовательно, поле E как функция $T = c\tau/l_\gamma$ не зависит от высоты, а как функция τ «растягивается» с ростом высоты пропорционально ξ^{-1} , не меняя своей величины. Этот



Ф и г. 5

результат вполне соответствует полученному в п. 3 (см. фиг. 4). Интеграл (4.4) с функцией Σ , определяемой формулой (4.5), был просчитан численно для различных Y . Результаты расчета (поле в единицах CGSE на расстоянии 100 км) представлены на фиг. 5. Так как трансформация временной зависимости поля с ростом высоты сводится к «растяжению» масштабов пропорционально ξ^{-1} , графики на фиг. 5 относятся к одному значению параметра $\xi = 0,5$ (кривые 1–3 соответствуют $Y = 1; 10$ и 100). Кривая 2 представляет временную зависимость излученного поля для того же случая, что и кривая 3 на фиг. 4. Сопоставление этих кривых показывает, что, за исключением особенностей поведения поля на фронте (при $\tau < 0,5$ мкс), приближенное выражение (4.4) вполне удовлетворительно описывает излученное поле. Различия между результатами при малых τ естественны, так как переход от (4.2) к (4.3) соответствует пренебрежению фронтовыми особенностями поведения излученного поля.

Обнаруженное совпадение результатов позволяет сделать вывод о применимости приближенного метода, описанного выше, для расчета формы и амплитуд волновых полей и анализа их зависимостей от параметров задачи.

Поступила 21 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Компанец А. С. Радиоизлучение атомного взрыва.— ЖЭТФ, 1968, т. 35, № 6 (12).
2. Gilinsky V. Kompaneets model for radio emission from a nuclear explosion.— Phys. Rev., 1965, vol. 137, N 1 A.
3. Виленская Г. Г. и др. Электромагнитное поле, возбуждаемое в воздухе нестационарным источником гамма-излучения, находящимся на идеально проводящей плоскости.— ПМТФ, 1975, № 3.
4. Гандельман Г. М. и др. Экспериментальная проверка теории излучения токов комптоновских электронов.— ПМТФ, 1977, № 5.
5. Компанец А. С. Радиоизлучение атомного взрыва в магнитном поле.— Атомная энергия, 1960, т. 9, № 2.
6. Виленская Г. Г. и др. Возмущение магнитного поля нестационарным источником гамма-излучения.— ПМТФ, 1975, № 2.
7. Медведев Ю. А. и др. Возмущение геоэлектрического поля нестационарным источником гамма-излучения.— ПМТФ, 1978, № 2.
8. Gilinsky V., Peebles G. The development of a radio signals from a nuclear explosion in the atmosphere.— J. Geoph. Res., 1968, vol. 73, N 1. Рус. пер.— В кн.: Ядерный взрыв в космосе, на земле и од землей. М., Воениздат, 1974.