

8. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1971.
9. Козлов Н. И. Точное решение одной задачи о распространении радиоимпульса в непроводящей среде. — В кн.: Численные методы решения задач математической физики. М.: Наука, 1966.
10. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Специальные функции. М.: Наука, 1983.

Поступила 25/X 1984 г.

УДК 534.222.2

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ, ВЫЗВАННОЕ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

В. В. Сурков

(Москва)

Многими исследователями отмечалось возникновение электромагнитного поля при ударном сжатии твердых тел [1, 2]. Импульс тока во внешней цепи [1] и сигнал в приемной антенне [2] регистрировались с момента образования ударной волны (УВ) до выхода ее из образца. Наблюдались также электромагнитные возмущения земного поля в эпицентре землетрясений [3]. Это явление изучалось в [3—6] с целью прогноза землетрясений. Спектр сигнала приходится на область низких частот (до нескольких мегагерц), причем эффект наблюдается во всех веществах: металлах, диэлектриках, полупроводниках, пластине, песке и т. п., хотя в некоторых случаях явление имеет пороговый характер. Данный эффект объясняется движением различного рода дефектов структуры (точечных [1], дислокаций и трещин [5, 6]), а также электризацией породы в процессе разрушения [7—9].

В настоящей работе используется модель ударной поляризации вещества в УВ, аналогичная предложенной в [1]. Рассматривается почти сферическая УВ, причем учитывается зависимость степени поляризации от давления и уширения фронта УВ. Возникновение электромагнитного поля обусловлено поляризационными токами во фронте волны. Оценивается амплитуда сигнала на поверхности раздела двух сред (ближняя зона). Исследуется форма сигнала и особенности его спектра в зависимости от времени релаксации поляризации, характерного времени развития УВ, ее амплитуды и параметров среды.

Рассмотрим близкую к сферической УВ, распространяющуюся в слабопроводящем полупространстве. Считаем, что за фронтом УВ вещество поляризуется в радиальном направлении. Причем поляризация среды обладает слабой асимметрией, что может быть, например, связано с неоднородностью среды, неравномерным развитием трещиноватости, слабой несимметрией фронта УВ, влиянием силы тяжести и т. д. Не конкретизируя механизм поляризации среды, будем описывать ее выражением вида

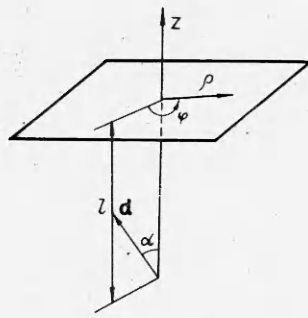
$$(1) \quad P(r, \theta, t) P = P_0(r) (1 + \beta \cos \theta) (1 - e^{-(t-t_0)/\tau}) e^{-(t-t_0)/\tau_p} \eta(t - t_0),$$

где β — малый параметр, учитывающий асимметрию относительно некоторого направления; $t_0 = (r - a)/v$ — момент прихода УВ в данную точку r , θ ; $v = \text{const}$; a — радиус, на котором формируется заряд на УВ; $\eta(t - t_0)$ — единичная функция; τ и τ_p — характерные времена нарастания и релаксации импульса поляризации. Влиянием движения вещества за фронтом УВ пренебрегаем. Амплитуда поляризации $P_0(r)$ в плоской УВ примерно пропорциональна давлению D на фронте, т. е. $P_0 = AD$ [1], где (например, для NaCl) $A \sim 3 \cdot 10^{-6}$ Кл/м² ГПа.

Учитывая, что пиковое давление в сферической УВ меняется с расстоянием по степенному закону, запишем

$$(2) \quad P_0(r) = AD_* (a/r)^n.$$

Здесь D_* — начальное давление на фронте УВ, показатель степени $n \approx 2$ для пластической волны, а для упругой $n \approx 1$. Длительность фронта УВ τ обратно пропорциональна амплитуде давления [10], поэтому можно принять $\tau = \tau_f (r/a)^n$. Характерное время $\tau_p \sim 10^{-3} - 10^{-6}$ с опре-



Р и с. 1

деляется, по-видимому, в большей степени не шириной фронта УВ, а внутренними механизмами поляризации вещества. Так, для полярных диэлектриков τ_p — это типичное время тепловой разориентации молекулярных диполей, для ионных кристаллов релаксация обусловлена проводимостью $\tau_p \sim \epsilon \epsilon_0 / \sigma$, где σ — ионная электропроводность, ϵ — диэлектрическая проницаемость.

Рассмотрим область, охваченную УВ, в качестве эффективного излучателя. Дипольный момент такой системы при $t \geq 0$ направлен вдоль некоторой оси симметрии ($\theta = 0$). Объемный заряд в источнике сосредоточен в основном вблизи ударного фронта в слое толщиной $v(\tau_p + \tau)$, а также вокруг полости, где находится компенсирующий заряд противоположного знака. Если УВ не дошла до поверхности, то, интегрируя (1), (2) по объему, ограниченному радиусом $r_\phi = a + vt$, получим дипольный момент. Учитывая, что интеграл набирается на длине $v(\tau_p + \tau) \ll r_\phi$, можно считать функции $r^2 P_0(r)$ и $\tau(r)$, стоящие под знаком интеграла в (3), постоянными.

В результате

$$(3) \quad d(t) = \int_V P(r, \theta, t) \cos \theta dV = \frac{4\pi\beta AD_* a^2}{3r_\phi^{n-2}} \left[\tau_p \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right) - \tau_* \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_*}} \right) \right],$$

$$\tau_* = \tau_p \tau(r_\phi) / [\tau_p + \tau(r_\phi)].$$

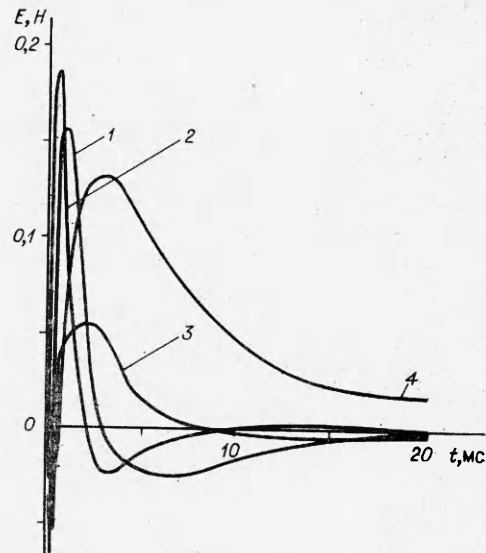
Симметричная часть (1) не влияет на дипольный момент (3) и не дает никакого вклада во внешнее поле.

Возьмем следующие значения параметров: $D_* = 10$ ГПа, $a = 10$ м, $\beta = 0,1$, $v = 3 \cdot 10^3$ м/с. Для данных величин можно считать выполненными условия $a/v\tau_p$, $a/v\tau_* \gg 1$. Кроме того, на больших расстояниях фронт становится достаточно протяженным, так что выполняется условие $\tau \gg \tau_p$. Учитывая эти обстоятельства, заменим (3) приближенным выражением вида

$$(4) \quad d(t) = 4\pi B \left[\tau_* e^{-\frac{t}{\tau_*}} - \tau_p e^{-\frac{t}{\tau_p}} + \frac{\tau_p - \tau_*}{(1+t/\tau_m)^m} \right], \quad B = \frac{\beta AD_* a^2 v}{3},$$

где $\tau_m = a/v$; $m = 2(n-1)$; здесь и далее $\tau_* = \tau_p \tau(r_\phi) / (\tau_p + \tau_\phi)$.

Пусть расстояние от центра полости до поверхности среды равно l , причем эффективный диполь, образованный УВ, составляет с осью z угол α (рис. 1). Среда, в которой находится диполь, проводящая, немагнитная ($z < 0$) и граничит с вакуумом ($z > 0$). Рассмотрим электромагнитное поле на поверхности $z = 0$, ограничившись расстояниями ρ (полярный радиус), для которых волновые числа $k = \omega/c$ и $\gamma = \sqrt{i\sigma\mu_0\omega}$ удовлетворяют условиям $k\rho \ll 1$ и $|\gamma|\rho \gg 1$, т. е. рассмотрим ближнюю зону. Эти не-



Р и с. 2

равенства справедливы в диапазоне частот $(\rho^2 \sigma \mu_0)^{-1} \ll \omega \ll c/\rho$. Компоненты электромагнитного поля с учетом граничных условий на поверхности получены в [11] (полярные координаты):

$$(5) \quad E_K = \frac{\omega d(\omega) e_K}{2\pi \rho r^3} e^{2i\sqrt{i\omega\tau_0}}, \quad H_K = \frac{\omega d(\omega) h_K}{2\pi \gamma r^3} e^{2i\sqrt{i\omega\tau_0}},$$

$$e_z = -(\omega\tau_1 \cos \alpha + \gamma\rho \sin \alpha \cos \varphi), \quad e_\varphi = -ih_\rho = -2i \sin \alpha \sin \varphi,$$

$$e_\rho = i(\gamma\rho\omega\tau_1 \cos \alpha - \sin \alpha \cos \varphi), \quad h_z = 3i \sin \alpha \sin \varphi / \gamma\rho,$$

$$h_\varphi = -(\omega\tau_1 \gamma\rho \cos \alpha + \sin \alpha \cos \varphi), \quad \tau_0 = \sigma\mu_0 l^2/4, \quad \tau_1 = \varepsilon_0/\sigma.$$

Здесь угол φ отсчитывается от полярной оси, на которую проектируется вектор дипольного момента. Зависимость от глубины l , учтенная в (5) приближенно, переходит в точную при $\omega\rho \sim c$. Фурье-образ дипольного момента (4) имеет вид

$$(6) \quad d(\omega) = 4\pi B \left[\frac{\tau_*^2}{1 - i\omega\tau_*} - \frac{\tau_p^2}{1 - i\omega\tau_p} + (\tau_p - \tau_*) \tau_{r1} \int_1^\infty \frac{e^{i\omega\tau_m(x-1)}}{x^m} dx \right].$$

Исследуем особенности частотного спектра сигнала, подставляя (6) в (5). Полюсные члены приводят к резким максимумам $|E_K|$ и $|H_K|$ при $\omega \sim \tau_p^{-1}$ и $\omega \sim \tau_*^{-1}$, а последнее слагаемое в (6) дает заметный вклад в области частот $\omega \leq \tau_m^{-1} \sim 3 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$, так как в противоположном случае под интегралом стоит быстроосциллирующая функция. При $\omega \rightarrow 0$ поля обращаются в нуль, поэтому в низкочастотной области спектра также может быть максимум, определяемый характерным временем развития УВ τ_m . Если электропроводность среды $\sigma = 10^{-2} - 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ и $\rho \sim 1 - 10 \text{ км}$, то максимумы спектра приходятся на интервал частот, где справедливы соотношения (5), т. е. относятся к радиодиапазону, что подтверждается экспериментально.

Для оценки зависимости сигнала от времени можно интегрировать (5), (6) по всем частотам, поскольку при низких частотах поля стремятся к нулю, а вклад высоких частот в силу множителя $\exp(2i\sqrt{i\omega\tau_0})$ экспоненциально мал. Таким образом,

$$(7) \quad E_K(\rho, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty E_K(\rho, \omega) e^{-i\omega t} d\omega,$$

где E_K и H_K определяются формулами (5), (6). В области максимумов подынтегрального выражения $\omega\tau_1 \ll 1$, поэтому поле будет обусловлено в основном горизонтальной составляющей диполя. Типичный интеграл, который получается при подстановке полюсных членов в (7), запишем в виде

$$(8) \quad R_s = \int_{-\infty}^\infty \frac{\omega^{s/2} e^{(i-1)\sqrt{2\omega\tau_0} - i\omega t}}{1 - i\omega\tau_*} d\omega, \quad s = 0, 1, 2, 3;$$

причем контур интегрирования огибает точку ветвления $\omega = 0$ сверху и проходит по листу, удовлетворяющему условию затухания волны в бесконечности. Подставим в (8) выражение

$$\frac{1}{1 - i\omega\tau_*} = \int_{-\infty}^0 e^{y(1-i\omega\tau_*)} dy,$$

справедливое при действительных ω . Поскольку интегралы сходящиеся, то, меняя порядок интегрирования и сводя внутренние интегралы по час-

тотам к промежутку $0, +\infty$, найдем

$$(9) \quad R_s = \int_{-\infty}^0 e^{yQ_s(y, \omega)} dy, \quad \text{где } Q_0 = 2 \int_0^\infty e^{-V\sqrt{2\omega\tau_0}} \cos w d\omega, \quad w = 2\sqrt{\omega\tau_0} - \omega t',$$

$$Q_1 = (i+1) \int_0^\infty e^{-V\sqrt{2\omega\tau_0}} (\sin w + \cos w) \sqrt{\omega} d\omega,$$

$$Q_2 = i \frac{dQ_0}{dt'}, \quad Q_3 = i \frac{dQ_1}{dt'}, \quad t' = t + y\tau_*$$

Заменой $z = \sqrt{\omega}$ интегралы Q_0, Q_1 сводятся к табличным [12]. При этом формулы (9) принимают вид

$$(10) \quad R_0 = \frac{2\sqrt{\pi\tau_0}}{\tau_*} e^{-t/\tau_*} \int_0^t e^{t'/\tau_*} L_0(t') dt',$$

$$R_1 = -\frac{(i+1)}{\tau_*} \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{-t/\tau_*} \int_0^t e^{t'/\tau_*} L_1(t') dt',$$

$$R_2 = (i/\tau_*) [2\sqrt{\pi\tau_0} L_0(t) - R_0(t)], \quad R_3 = (-i/\tau_*) [(i+1)\sqrt{\pi/2} L_1(t) + R_1(t)],$$

$$L_0(t) = e^{-\tau_0/t} t^{-3/2}, \quad L_1(t) = e^{-\tau_0/t} t^{-5/2} (t - 2\tau_0).$$

Слагаемое, зависящее от τ_p , получается из (10) заменой τ_* на τ_p и изменением везде знака на противоположный. Интегралы (10) удобнее исходного выражения (8) и в дальнейшем будут использоваться при анализе.

Вычислим вклад, обусловленный последним слагаемым в (6). Подставляя его в (7) и меняя порядок интегрирования (интегралы сходятся), получаем

$$(11) \quad T_s^{(m)} = \int_1^\infty \frac{dx}{x^m} \int_{-\infty}^\infty \omega^{s/2} e^{(i-1)\sqrt{2\omega\tau_0} - i\omega t''} d\omega, \quad t'' = t - \tau_m(x-1), \quad s = 0, 1, 2, 3.$$

Внутренние интегралы в (11) выражаются через функции Q_0, Q_1 (9).

После аналогичных преобразований имеем

$$(12) \quad T_0^{(m)} = \frac{2\sqrt{\pi\tau_0}}{\tau_m} \int_0^t \frac{L_0(t') dt'}{[1 + (t-t')/\tau_m]^m}, \quad T_1^{(m)} =$$

$$= -\frac{(i+1)}{\tau_m} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \int_0^t \frac{L_1(t') dt'}{[1 + (t-t')/\tau_m]^m},$$

$$T_2^{(m)} = \frac{i}{\tau_m} [2\sqrt{\pi\tau_0} L_0(t) - mT_0^{(m+1)}(t)], \quad T_3^{(m)} =$$

$$= -\frac{i}{\tau_m} [(i+1)\sqrt{\frac{\pi}{2}} L_1(t) + mT_1^{(m+1)}(t)].$$

Компоненты электромагнитного поля выражаются через функции (10), (12):

$$(13) \quad E_z = \frac{(i+1)B}{\pi\rho^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{2\sigma}} \sin \alpha \cos \varphi [\tau_p^2 R_{3p} - \tau_*^2 R_{3*} - (\tau_p - \tau_*) \tau_m T_3^{(m)}],$$

$$E_\rho = \frac{\text{ctg } \varphi}{2} E_\varphi = \frac{iB \sin \alpha \cos \varphi}{\pi\sigma\rho^3} [\tau_p^2 R_{2p} - \tau_*^2 R_{2*} - (\tau_p - \tau_*) \tau_m T_2^{(m)}],$$

$$H_z = \frac{3B \sin \alpha \sin \varphi}{\pi\sigma\mu_0\rho^4} [\tau_*^2 R_{0*} - \tau_p^2 R_{0p} + (\tau_p - \tau_*) \tau_m T_0^{(m)}],$$

$$H_\rho = -2 \text{tg } \varphi H_\varphi = \frac{(i-1)\sqrt{2}B \sin \alpha \sin \varphi}{\pi\rho^3 \sqrt{\sigma\mu_0}} [\tau_p^2 R_{1p} - \tau_*^2 R_{1*} - (\tau_p - \tau_*) \tau_m T_1^{(m)}].$$

При $l = 5 \cdot 10^2$ м и $\sigma = 10^{-3}$ Ом $^{-1}$ м $^{-1}$ параметр $\tau_0 \sim 8 \cdot 10^{-5}$ с. В этом случае четыре параметра времени, определяющие особенности сигнала на поверхности, расположены в следующем порядке: $\tau_m \gg \tau_p > \tau_* \gg \tau_0$.

Исследуем более подробно поведение компоненты E_p , представляя ее в виде разности двух слагаемых:

$$(14) \quad E_p = E_0 \sqrt{\tau_0} \left(N_0 - \frac{m(\tau_p - \tau_*)}{\tau_m} N_{m+1} \right), \quad E_0 = \frac{2B \sin \alpha \cos \varphi}{\sqrt{\pi} \sigma \rho^3},$$

$$N_0 = \int_0^t \left(e^{-\frac{t'-t}{\tau_p}} - e^{-\frac{t'-t}{\tau_*}} \right) L_0(t') dt' > 0, \quad N_{m+1} = \int_0^t \frac{L_0(t') dt'}{[1 + (t-t')/\tau_m]^{m+1}} > 0.$$

В области $t \ll \tau_*$, разлагая экспоненты в интеграле N_0 до линейных членов, после замены переменных $t' = \tau_0/z^2$ найдем

$$(15) \quad N_0 = \frac{1}{\tau_0} \left[\sqrt{\frac{\pi}{\tau_0}} (t + 2\tau_0) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau_0}{t}} \right) - 2 \sqrt{t} e^{-\tau_0/t} \right].$$

Слагаемое N_{m+1} при $t \ll \tau_m$ приводится к выражению

$$(16) \quad N_{m+1} = \sqrt{\frac{\pi}{\tau_0}} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau_0}{t}} \right).$$

Исследование (15), (16) показывает, что при $t \ll t_* = \tau_* \tau_p / \tau_m$ ($\tau_p - \tau_*) N_{m+1} / \tau_m \gg N_0$. Сигнал имеет резкий фронт вступления с характерным временем τ_0 . В области $t_* \ll t \ll \tau_m$, где $N_0 \gg (\tau_p - \tau_*) N_{m+1} / \tau_m$, происходит смена знака, причем зависимость переходит в линейную (рис. 2, кривая 1). Наибольшая амплитуда положительной фазы достигается при $t \sim \tau_p$ и составляет $E_{\max} \sim E_0 \sim \beta A D_* \nu a^2 / \sigma \rho^3$. Для выбранных значений параметров находим, что $E_{\max} \sim 10^9 / \rho^3$ мкВ/м, где ρ в метрах.

При $t \gg \tau_p$ произведем в интеграле N_0 замену $t' = \tau_p z^2$ и $t' = \tau_* z^2$:

$$(17) \quad N_0 = 2 \left\{ \frac{e^{-t/\tau_p}}{\sqrt{\tau_p}} \int_0^{\sqrt{t/\tau_p}} \frac{e^{-z^2 - t_p^2/z^2}}{z^2} dz - \frac{e^{-t/\tau_*}}{\sqrt{\tau_*}} \int_0^{\sqrt{t/\tau_*}} \frac{e^{-z^2 - t_*^2/z^2}}{z^2} dz \right\},$$

где $b_p^2 = \tau_0/\tau_p$; $b_*^2 = \tau_0/\tau_* \ll 1$. Для оценки интеграла разобьем его на две области. При $z > 1$ в показателе экспоненты в (17) можно оставить только первый член. Для $0 < z < 1$ подынтегральная функция имеет резкий максимум при $z \sim b$, поэтому на данном промежутке в экспоненте существен второй член. Используя эти приближения и отбрасывая малые слагаемые, получаем оценку

$$N_0 \approx \sqrt{\frac{\pi}{\tau_0}} (e^{-t/\tau_p} - e^{-t/\tau_*}) + \frac{\tau_p - \tau_*}{t^{3/2}},$$

откуда видно, что в диапазоне $\tau_p \ll t \ll \tau_m$ сигнал спадает экспоненциально (с характерным временем τ_p), а затем по закону $t^{-3/2}$, причем происходит смена знака: $(\tau_p - \tau_*) N_{m+1} / \tau_m > N_0$. При $t \gg \tau_m$, наоборот, величина E_p отрицательна. Для оценки интеграла N_{m+1} в этой области произведем замену: $t' = \tau_0/z^2$, после которой интеграл преобразуется к виду

$$(18) \quad N_{m+1} = \frac{2}{\sqrt{\tau_0} (1 + t/\tau_m)^{m+1}} \int_{\sqrt{\tau_0/t}}^{\infty} \frac{e^{-z^2} z^{2(m+1)}}{[z^2 - q^2]^{m+1}} dz, \quad q = \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_m + t}} \ll 1.$$

При $z > 1$ в (18) можно пренебречь параметром q , а в области $\sqrt{\tau_0/t} < z < 1$ экспонента ≈ 1 . Разобьем интеграл (18) на две области с учетом указанных упрощений. В этом случае ответ может быть получен в конечном виде интегрированием по частям. При целых m после отбрасывания малых членов имеем

$$(19) \quad N_{m+1} = \frac{2 \left[1 + (\sqrt{\pi}/2) \operatorname{erfc}(1) + K_{m+1} \right]}{\sqrt{\tau_0} (1 + t/\tau_m)^{m+1}},$$

$$\text{где } K_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_m + t}} \ln \frac{\sqrt{\tau_m + t} + \sqrt{t}}{\sqrt{\tau_m + t} - \sqrt{t}}; \quad K_2 = \frac{\sqrt{\tau_0 t}}{2\tau_m} + \frac{3}{2} K_1; \quad K_3 = \\ = \frac{\sqrt{\tau_0 t}}{4\tau_m} \left(\frac{9}{2} + \frac{t}{\tau_m} \right) + \frac{15}{8} K_1.$$

Отметим, что полученные оценки применимы в более широкой области: $t \gg \tau_0$; причем в диапазоне $\tau_0 \ll t \ll \tau_m$, где справедливо приближение $K_m = m \sqrt{\tau_0 t / \tau_m} \sqrt{2}$, формулы (16), (19) дают одинаковый результат с точностью до числового множителя ~ 1 . Таким образом, асимптотика сигнала в области $t \geq \tau_m$ дается выражением

$$E_p = - \frac{2m (\tau_p - \tau_*) E_0}{\tau_m (1 + t/\tau_m)^{m+1}} \left[1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc}(1) + \sqrt{\frac{\tau_0}{2}} \tau_m^{-m} \left(\frac{t}{2} \right)^{m-1/2} \right].$$

Максимальное по модулю значение отрицательной фазы примерно в τ_p/τ_m раз меньше положительной и достигается при $t \sim \tau_m$. Характерный вид электрического E и магнитного H сигналов показан на рис. 2. Расчеты проведены при указанных выше значениях параметров. Кривыми 1–4 обозначены безразмерные зависимости E_p/E_0 , E_z/E_0 , $3H_p/40H_0$, $H_z/20H_0$ соответственно. К области $t < 10^{-3}$ с, где у функций есть пики либо осцилляции, следует отнести более критично, поскольку вклад высоких частот учитывался приближенно.

Не рассмотренный в работе выход УВ на поверхность приводит к образованию вертикальной компоненты диполя. Обычно на этой стадии волна переходит в упругий режим с низкими давлениями и поэтому не оказывает заметного влияния на электромагнитные поля.

Отметим роль масштабного фактора. Так, если размеры образца меньше области релаксации, размер которой $\sim \nu(\tau + \tau_p)$, то форма приводимого выше сигнала меняется. Вступление сигнала определяется временем τ_m , а спад — релаксацией поляризации в данном материале либо характером разгрузки поверхности образца.

Исследуем компоненту H_z , также разбивая выражение на два слагаемых:

$$(20) \quad H_z = \frac{H_0}{\sqrt{\tau_0}} (N_m - S_0), \quad H_0 = \frac{3B \sin \alpha \sin \phi l^2}{2 \sqrt{\pi} \rho^4}, \quad S_0 = \\ = \int_0^t \left(\tau_p e^{\frac{t'-t}{\tau_p}} - \tau_* e^{\frac{t'-t}{\tau_*}} \right) L_0(t') dt',$$

где N_m определяется соотношением, аналогичным (14) (для N_{m+1}). При $t \ll \tau_*$ разложим подынтегральные функции в (20) по параметрам $(t - t')/\tau_*$, $(t - t')/\tau_p$, $(t - t')/\tau_m$, учитывая, что в выражении для S_0 члены первого порядка малости сокращаются. Интегралы от первых исчезающих членов разложения вычисляются аналогично (15). В результате

$$(21) \quad H_z = \frac{H_0}{\sqrt{\tau_0}} \left\{ \frac{1}{2\tau_p} \left[\sqrt{\frac{\pi}{\tau_0}} \left(t^2 + 4t\tau_0 + \frac{4}{3} \tau_0^2 \right) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau_0}{t}} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{2}{3} \sqrt{t} (2\tau_0 + 5t) e^{-\tau_0/t} \right] - t_* N_0 \right\},$$

выражение для N_0 приведено в (15). В диапазоне $\tau_0 \ll t \ll \tau_*$ (21) принимает вид

$$H_z = \frac{H_0 \sqrt{\pi} t (t - t_*)}{\tau_0 \tau_\Phi},$$

откуда видно, что функция знакопеременная.

Максимальное значение $|H_z|$ в этой области при $t \sim t_*$ составляет величину $H_{\max} \sim H_0 t_*^2 / \tau_0 \tau_\phi \sim \beta A D_* v^3 \tau_*^2 \tau_p^2 / \mu_0 \sigma \tau_\phi \rho^4 \sim 10^7 / \rho^4$ А/м (ρ в метрах). При $t > \tau_m$ убывание сигнала определяется асимптотикой выражения для N_m . Так, при $m = 1$ $H_z \sim \ln(t/\tau_m)(1 + t/\tau_m)^{-1}$, а при $m = 2$ $H_z \sim \sqrt{t}/(1 + t/\tau_m)^2$. Максимальное значение H_z в области $t \sim \tau_m$ приблизительно в τ_m^2/τ_p^2 раз больше $H_{\max}$. Вид сигнала приведен на рис. 2 кривой 4.

Сходный характер поведения, как показывают исследования, обнаруживают компоненты E_z и H_ρ . Поэтому приведем лишь асимптотические выражения при $t > \tau_m$. Типичные интегралы, встречающиеся при расчетах, оцениваются, как и интегралы (17), (18), разбиением на два промежутка. После отбрасывания малых величин получаем

$$E_z = E_0 \frac{\rho}{l} \left[\frac{(\tau_p - \tau_*) \sqrt{\tau_0}}{t^{3/2}} + \frac{2m(\tau_p - \tau_*)}{\tau_m (1 + t/\tau_m)^{m+1}} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc}(1) - \frac{1}{3} - K_{m+1} \right\} \right],$$

$$H_\rho = H_0 \frac{2\rho}{3l} \left[\frac{\tau_p^2 - \tau_*^2}{\sqrt{\tau_0} t^{3/2}} + \frac{2(\tau_p - \tau_*)}{\tau_0 (1 + t/\tau_m)^m} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc}(1) - \frac{1}{3} - K_m \right\} \right].$$

Передняя часть возмущения для этих компонент может иметь как монотонный, так и знакопеременный характер. Это связано с тем, что функция $L_1(t)$ в отличие от $L_0(t)$ меняет знак при $t = 2\tau_0$, и, следовательно, вклады в интеграл областей $t < 2\tau_0$ и $t > 2\tau_0$ могут друг друга взаимно компенсировать. Приведем в заключение оценки амплитуд возмущений, полученные при $\tau_p - \tau_* = 5 \cdot 10^{-4}$ с: $E_z \sim E_0 (\tau_p - \tau_*) \rho / l \tau_m \sim 10^6 / \rho^2$ мкВ/м и соответственно $H_\rho \sim H_0 (\tau_p - \tau_*) \rho / l \tau_0 \sim 10^5 / \rho^3$ А/м. Максимальные значения этих компонент в отличие от предыдущих уменьшаются с глубиной l образования УВ. Сравнение численных значений показывает, что на расстоянии $\rho \sim 1$ км все составляющие электрического вектора имеют одинаковый порядок, однако на больших расстояниях E_z убывает медленнее. При $\rho \geq 1$ км компоненты H_ρ и H_ϕ больше, чем H_z .

Наличие в сигнале пика малой длительности $\sim \tau_p, \tau_\phi$ для всех компонент поля связано с быстрым изменением дипольного момента на начальной стадии процесса. Когда размер зоны релаксации становится мал по сравнению с расстоянием, пройденным УВ, дипольный момент изменяется лишь за счет увеличения объема поляризованного вещества и снижения амплитуды волны. Уменьшение электромагнитного поля на этой стадии определяется характерным механическим временем развития УВ, т. е. величиной $\tau_m = a/v$ или r_ϕ/v . Так, в [13] экспериментально установлено, что время релаксации электромагнитного импульса $\sim W^{1/3}$, где W — энергия взрыва. Этот факт может быть объяснен тем, что величины a и $r_\phi \sim W^{1/3}$. Коэффициент пропорциональности совпадает с данными [13], если в качестве r_ϕ брать радиусы зон разрушения.

Отличие частотного спектра — существование максимумов в радиодиапазоне, что согласуется с данными [3—6, 13]. Характерная длина электромагнитной волны в этом случае намного больше глубины l . С этим связана слабая зависимость пиковых значений напряженностей от l .

Таким образом, рассмотренный в работе эффект механической электризации конденсированной среды под действием УВ позволяет объяснить наблюдаемые экспериментально закономерности, в частности величину и форму электромагнитного сигнала на поверхности, частотный спектр.

В заключение автор благодарит В. К. Сироткина и А. С. Чернова за полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мипсеев В. Н., Иванов А. Г. ЭДС, возникающая при ударном сжатии вещества. — УФН, 1976, т. 119, № 1.
2. Бивин Ю. К., Викторов В. В. и др. Электромагнитное излучение при динамическом деформировании различных материалов. — Изв. АН СССР. МТТ, 1982, № 1.

3. Гохберг М. Б., Пилипенко В. А., Похотелов О. А. Наблюдения со спутника электромагнитного излучения над эпицентральной областью готовящегося землетрясения. — ДАН СССР, 1983, т. 268, № 1.
4. Демин В. М., Соболев Г. А. и др. О природе механоэлектрического излучения рудных тел. — ДАН СССР, 1981, т. 260, № 2.
5. Хатиашвили Н. Г., Перельман М. Е. Генерация электромагнитного излучения при прохождении акустических волн через кристаллические диэлектрики и некоторые горные породы. — ДАН СССР, 1982, т. 263, № 4.
6. Перельман М. Е., Хатиашвили Н. Г. Генерация электромагнитного излучения при колебаниях двойных электрических слоев и его проявления при землетрясениях. — ДАН СССР, 1983, т. 271, № 1.
7. Финкель В. М., Тялин Ю. И. и др. Электризация щелочно-галогидных кристаллов в процессе скола. — ФТТ, 1979, т. 21, № 7.
8. Балбачан М. Я., Пархоменко Э. И. Электретный эффект при разрушении горных пород. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1983, № 3.
9. Молоцкий М. И. Дислокационный механизм электризации полных кристаллов при расщеплении. — ФТТ, 1976, т. 18, № 6.
10. Григорьев В. Г., Немиров А. С., Сироткин В. К. Структура ударных волн в упруго-пластических релаксирующих средах. — ПМТФ, 1979, № 1.
11. Wait J. R. The electromagnetic fields of a horizontal dipole in the presence of a conducting half-space. — Can. J. Phys., 1961, v. 39, N 7.
12. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981.
13. Zablocki C. J. Electrical transient observed during underground nuclear explosions. — J. Geoph. Res., 1966, v. 71, N 14.

Поступила 24/IX 1984 г.

УДК 538.323:534.2

ИНДУКЦИОННОЕ УСКОРЕНИЕ ПЛОСКИХ ТЕЛ

*А. М. Абрамов, А. А. Блохинцев, С. А. Калихман,
В. И. Кузнецов, В. Н. Фомакин,
А. А. Царев*

(Чебоксары)

Перспективное направление практического применения индукционного ускорения плоских тел — лабораторное изучение процессов, возникающих при высокоскоростном соударении. В отличие от других способов исследования подобных процессов [1] кольцевой проводник, ускоряемый электромагнитными силами, не подвергается дополнительному воздействию ускоряющей среды, в связи с чем значительно увеличивается чистота эксперимента.

Процессы высокоскоростного метания кольцевых проводников рассмотрены в [2, 3], где изучено влияние геометрических размеров ускоряющих систем, активного сопротивления, собственной индуктивности накопителя энергии и массы ускоряемого тела на преобразование энергии в ускорителе. В [4] получены аналитические выражения и кривые для расчетов, позволяющие выбрать оптимальный режим ускорения с учетом нагрева проводника протекающим током. Однако, поскольку в процессе разгона на проводник действует неравномерно распределенное магнитное поле, он перегревается в областях у внутреннего радиуса, деформируется и растрескивается. Таким образом, непосредственное использование проводника в качестве одного из соударяющихся тел ограничено.

В настоящей работе изложены результаты математического моделирования и экспериментального исследования процесса высокоскоростного метания кольцевых проводников по схеме, в которой соударяющееся тело разгоняется дополнительным кольцевым проводником. Данная схема позволяет также разгонять плохопроводящие (сталь, титан и т. д.) и диэлектрические материалы. Эксперименты проводились при варьировании параметров ускорителя и кольцевого проводника, характерных для изучения процессов высокоскоростного соударения тел.

1. Индукционный электромагнитный ускоритель кольцевых проводников (рис. 1, 1 — ускоряющий проводник, 2 — ускоряемое тело, 3 — индуктор) характеризуется электрическими параметрами емкостного накопителя энергии (ЕНЭ), индуктора, ускоряющего проводника и ускоряемого тела, проводящего или диэлектрического.

В электротехническом приближении процесс ускорения описывается системой дифференциальных уравнений, которая в относительных единицах имеет вид