

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ В ОБЛАСТИ ВЗРЫВА

Ю. А. Медведев, Б. С. Пункевич, Б. М. Степанов  
(Москва)

В работах [1, 2], посвященных особенностям возбуждаемых взрывом электромагнитных полей, получены косвенные данные о том, что проводимость в области взрыва в моменты, когда радиус ударной волны составляет  $\sim (1 \div 15) r_0$  ( $r_0$  — начальный радиус заряда), сосредоточена в прогревом ударной волной слое воздуха ударная волна — контактная поверхность продуктов взрыва. Несмотря на то, что эти данные представляются естественными (температура воздуха за фронтом сильной ударной волны возрастает к контактной поверхности продуктов взрыва до величины  $\sim 6-7$  тыс. градусов [2], а продукты взрыва холодные [3]), интересно исследовать пространственно-временное распределение проводимости в области взрыва в этом интервале времени какими-либо независимыми методами.

Взрыв в постоянном [1, 4] или низкочастотном электрическом поле неэффективен, поскольку такие поля в эти моменты времени практически не проникают внутрь объема, охваченного взрывом и, следовательно, не содержат информации о внутренней структуре области взрыва. Применение СВЧ поля для этой цели также оказывается малоэффективным, так как пока  $r \geq 10 r_0$ , область взрыва взаимодействует с радиоволнами этого диапазона как идеально отражающее тело [5—7]. Для изучения распределения проводимости по объему взрыва применимо зондирование переменным магнитным полем. При этом, очевидно, возникает оптимум по применяемым частотам, поскольку при  $\omega \rightarrow 0$  магнитное поле слабо искажается взрывом и возмущенное поле трудно регистрировать [1] (амплитуда возмущения оказывается ниже чувствительности измерительной аппаратуры), а при больших частотах из-за сканирования магнитное поле не проникает глубоко внутрь проводящей области (см., например, [8], стр. 250). С учетом параметров взрыва, помех при измерении других факторов эти частоты оказались порядка 1 МГц.

Отметим, что подобные эксперименты могут представить помимо связи с работами [2—7] и независимый интерес, поскольку экспериментальные данные о состоянии газа за ударной волной взрыва ограничены [9], а имеющиеся зондовые измерения [10, 11] в связи с известными трудностями интерпретации измерений в плотной плазме, по-видимому, сами нуждаются в сопоставлении с результатами измерений независимыми методами.

Ниже описываются эксперименты по излучению распределения проводимости по объему взрыва путем зондирования области взрыва переменным магнитным полем частотой порядка 1 МГц, анализируется методика измерений и полученные результаты.

**Методика эксперимента.** В проведенных экспериментах взрыв тротилового заряда типа ТГ 50/50 [1] массой 16 г производился в центре измерительной катушки, создающей переменное магнитное поле с частотой  $f = 5$  МГц и включенной с помощью двух коаксиальных кабелей в одно из плеч симметричного высокочастотного моста, принципиальная

схема которого приведена на рис. 1 (ЗГ — задающий генератор,  $K_1, K_2$  — катушки). В другое плечо этого моста включена точно такая же измерительная катушка. Перед проведением эксперимента мост балансировался. Уравновешивающими элементами являлись два конденсатора переменной емкости  $C_1$  и  $C_2$  и два потенциометра ( $R_1$  — для грубой балансировки и  $R_2$  — для точной). При введении в одну из катушек проводящей среды из-за индукционных потерь в ней импеданс катушки изменялся и возникал разбаланс моста. Сигнал разбаланса усиливался резонансным усилителем с полосой пропускания  $\sim 250$  кГц и регистрировался осциллографом ОК-17М. Осциллограф запускался сигналом фотоэлектрического датчика в момент выхода детонационной волны на поверхность заряда. Для согласования выхода мостовой схемы со входом усилителя применялся трансформатор  $Tr_1$  с коэффициентом трансформации 1,5.

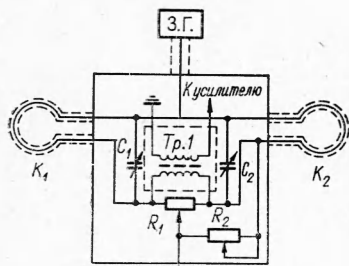


Рис. 1.

Измерительные катушки состояли из шести витков провода, намотанного на текстолитовый каркас с внутренним диаметром  $d=26$  см. Тракты измерения, а также сами измерительные катушки экранировались от внешних электрических полей, причем было обеспечено свободное проникновение магнитного поля через экран (толщина экрана значительно меньше толщины скин-слоя в экране), а также эффективное электростатическое экранирование. Время релаксации удовлетворяло условию  $RC \ll \omega^{-1}$  ( $R$  — сопротивление экрана,  $C$  — емкость, экран — катушка,  $\omega$  — частота зондирующего поля).

Отметим, что подобная же мостовая схема применялась ранее в [12] для измерения проводимости плазменного образования с цилиндрической симметрией.

Измерительная система калибровалась с помощью стеклянных сфер разных радиусов  $r$  ( $14 \text{ см} \leq r \leq 26 \text{ см}$ ), а также сферических слоев разных  $r$  и толщин  $\Delta$ , наполненных электролитами, проводимость  $\sigma$  которых известна. В результате калибровки выяснено, что для проводимостей, при которых толщина скин-слоя  $\delta \geq r$ , разбаланс моста  $u = A\sigma r^4$ ,  $A = \text{const}$ . При больших проводимостях соответствующие зависимости стремятся к насыщению. Для тонких проводящих слоев  $\Delta \ll r$ ,  $u = 4A\sigma\Delta r^3$ .

Таким образом, из результатов калибровки следует, что для однородной проводящей сферы  $u \sim r^4$  в указанном диапазоне изменения радиуса  $r$ . С другой стороны, известно [8], что мнимая часть  $\alpha$  поляризуемости единичного объема шара с однородной проводимостью в однородном квазистационарном магнитном поле должно быть  $\alpha \sim r^2$  и, следовательно, в однородном магнитном поле должно быть  $u \sim \alpha r^3 \sim r^5$ . Легко видеть, что результаты калибровки не противоречат этому факту. Действительно, магнитное поле, создаваемое рамкой, однородно только в некоторой окрестности вблизи центра рамки, и поэтому закон  $u \sim r^5$  должен выполняться только при достаточно малом радиусе сферы. На расстояниях от центра, сравнимых с радиусом рамки, магнитное поле ослаблено, что и приводит к более слабой зависимости  $u(r)$ .

Отметим, что результат калибровки вполне согласуется с результатами измерений проводимости достаточно длинных цилиндров (длина  $l \gg r$ ) [12]. В этой работе выяснено, что разбаланс моста также пропорционален четвертой степени радиуса цилиндра, если учесть, что в одно-

родном поле мнимые части магнитных поляризуемостей цилиндра и шара одинаково зависят от их радиуса [8].

Остановимся на количественной стороне вопроса. Рассмотрим однородный проводящий шар, находящийся в поле тонкого витка с током (центр шара в плоскости витка). Векторный потенциал поля витка в цилиндрической системе координат  $(\rho, \varphi, z)$  с осью  $z$  вдоль оси симметрии может быть представлен в виде

$$A_\varphi = I(t)/\pi k(a/\rho)^{1/2} \left[ \left(1 - \frac{k^2}{2}\right) k(k^2) - E(k^2) \right], \quad (1)$$

где  $I(t)$  — мгновенное значение полного тока;  $a$  — радиус витка с током;  $k^2 = 4\rho a / [(a + \rho)^2 + z^2]$ ;  $K(k^2)$  и  $E(k^2)$  — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно [8].

Используя соотношения между эллиптическими интегралами [13], выражение (1) можно свести к виду

$$A_\varphi = (2\pi)^{-1} I(t) (a/\rho)^{1/2} k^3 C(k^2), \quad (2)$$

где  $C(k^2) = \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{|1 - k^2 \sin^2 \theta|^3} d\theta$  — полный эллиптический интеграл [13].

При малых  $k$   $C(k^2) = \pi/16 (1 + 3/4 k^2 + \dots)$ .

Диссипированная мощность в проводящем шаре, помещенном в центр кольца,

$$p = 2 \int_0^r 2\pi \rho d\rho \int_0^{\sqrt{r^2 - \rho^2}} \sigma E_\varphi^2(\rho, z) dz, \quad (3)$$

где  $E_\varphi = \omega A_\varphi$  — напряженность электрического поля;  $\omega$  — частота электрического поля.

При малых размерах сферы  $r/a \ll 1$  ( $\rho/a \ll 1$ ,  $z/a \ll 1$ ) с точностью до величин второго порядка малости  $k^2 \approx 4\rho/a (1 - 2\rho/a)$ ,  $C(k^2) \approx \pi/16 (1 + 3\rho/a)$  и после интегрирования получаем

$$p \approx \pi/30 (I\omega)^2 (a)^{-2} \sigma r^5. \quad (4)$$

Таким образом, при малых  $r/a$  диссипированная мощность в проводящем шаре  $p \sim r^5$ , что подтверждает качественные выводы.

В случаях, когда размер шара сравним с диаметром кольца, выражение для диссипированной мощности имеет вид

$$p/p_0 = \int_0^x y^3 dy \int_0^{\sqrt{x^2 - y^2}} \frac{C^2(k^2) d\xi}{[(1 + y)^2 + \xi^2]^3}, \quad (5)$$

где  $p_0 = (8\omega I)^2 a^3 (\pi)^{-1} \sigma$ ;  $x = r/a$ ;  $y = \rho/a$ ;  $\xi = z/a$ . Интеграл (5) вычислялся численно. Соответствующие результаты представлены на рис. 2, 1, из которого можно видеть, что  $p/p_0 \sim r^5$  вплоть до значений  $r \approx 0,5 a$ . При дальнейшем увеличении  $r/a$  показатель степенной зависимости уменьшается. Так, например, при  $0,6 \leq r/a \leq 0,98$   $p/p_0 \sim r^4$  и отклонения от закона  $r^4$  в этом диапазоне не превышают 10%. Для наглядности на рис. 2, 2, 3 приведены кривые  $p/p_0 \sim r^5$  и  $p/p_0 \sim r^4$ . Вследствие того, что сигнал разбаланса схемы при малых  $r/a$  мал и относи-

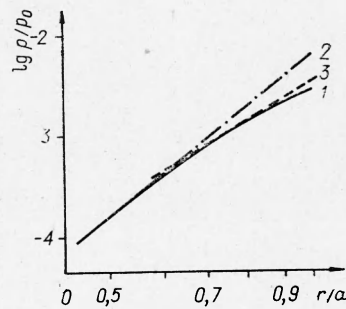


Рис. 2.

тельная ошибка измерения может быть значительной, проводимость измерялась при отношениях радиуса проводящей сферы к радиусу катушки  $r/a > 0,6$ . Таким образом, во всем диапазоне измерений разбаланс схемы  $u \sim r^4$ .

На рис. 3 представлены калибровочные кривые зависимости сигнала разбаланса схемы в относительных единицах от проводимости  $\sigma$  для шара радиусом 10 см (кривая 1) и сферического слоя

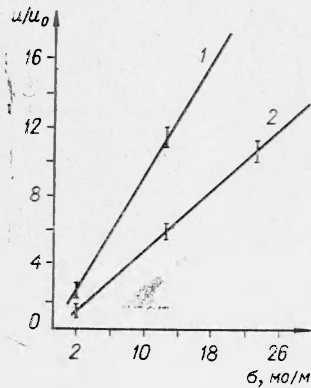


Рис. 3.

толщиной 1 см (кривая 2). Как видно, различия в кривых для сплошного шара и сферического слоя значительно превосходят указанные выше отклонения от закона  $r^4$ . Таким образом, разрешающая способность используемого метода оказывается достаточной для определения различия структуры сплошных и полых проводников.

Перед каждым экспериментом для согласования с калибровочными кривыми в измерительную катушку вносилась стеклянная сфера диаметром 16 см с однонормальным раствором NaCl, и амплитуда разбаланса фиксировалась.

#### Результаты эксперимента и обсуждение.

На рис. 4 приведена типичная осциллограмма процесса (на втором луче метки времени с частотой  $f=100$  кГц). В самом начале осциллограммы регистрируется сигнал-помеха, который, по-видимому, представляет собой электромагнитный импульс, генерируемый взрывом [2].

В начальные моменты времени размер области, охваченной взрывом, мал и разбаланса нет. С момента  $t_1 \approx 16$  мксек (возмущенная взрывом область достигает  $\sim 16$  см в диаметре [9]) начинается плавное нарастание амплитуды разбаланса, которое продолжается до момента прихода фронта ударной волны на катушку.

На рис. 5 в относительных единицах представлена усредненная по разным опытам (порядка сотни) зависимость сигнала разбаланса от времени  $u/u_0 = F(t)$  (кривая 1). Из результатов калибровки следует, что функция  $r^{-3}(t)F(t)$  описывает изменение во времени произведения  $A\sigma(t)r(t)$ ,  $A = \text{const}$ , если проводимость  $\sigma(t)$  равномерно распределена по объему возмущенной области радиусом  $r(t)$ , и  $4A\sigma(t)\Delta'(t)$ , если проводимость сосредоточена в некотором слое толщиной  $\Delta'(t)$  вблизи фронта ударной волны. Следовательно, в зависимости  $r^{-3}(t)F(t)$  содержится информация о характере распределения проводимости по объему взрыва.

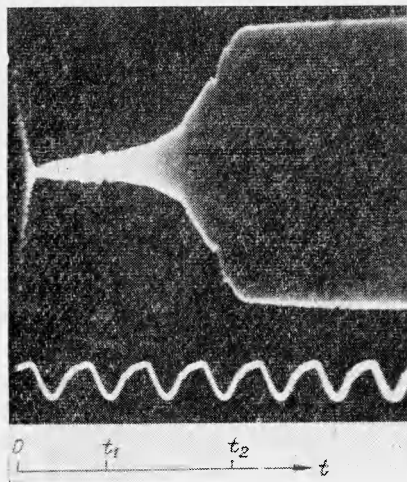


Рис. 4.

Если предположить, что проводимость  $\sigma(t)$  равномерно распределена по объему возмущенной области, граница которой совпадает с радиусом фронта ударной волны [9], то для  $\sigma(t)$  получается зависимость с максимумом, достигаемым в момент времени  $t \sim 27$  мксек (кривая 2), что не согласу-

ется с очевидными представлениями о физике явления, так что случай объемного распределения проводимости следует исключить.

Предположение же о том, что  $\Delta'(t)$  во все моменты времени совпадает с толщиной слоя ударная волна — передняя граница продуктов взрыва  $\Delta(t)$  с использованием данных [9] по величине  $\Delta(t)$ , также приводит к нефизическому максимуму в величине  $\sigma(t)$  (кривая 3).

Характер временной зависимости эффективной величины  $\Delta'(t)$  можно определить из условия, что величина  $\sigma(t)$  в проводящем слое монотонно спадает со временем.

На рис. 5, 4 изображена зависимость  $r^{-3}(t)F(t)$ , где  $r$  — радиус передней границы продуктов взрыва [9], которая при  $16 \text{ мксек} \leq t \leq 38 \text{ мксек}$  может быть интерполирована выражением  $r^{-3}(t)F(t) \approx 1,1 \cdot 10^{-5} t^6 e^{-0,22t}$ , откуда получаем, что величина  $\Delta'(t)$  может быть представлена в виде  $\Delta'(t) = Bt^\beta$ , где  $\beta \geq 6$ ,  $B = \text{const}$ . Поскольку при  $t \rightarrow 0$   $\sigma(t)$  конечно, то  $\beta = 6$ .

Таким образом, приходим к выводу, что проводимость области взрыва сосредоточена в некотором слое, эффективная толщина которого, по крайней мере в начальные моменты времени,  $\Delta'(t) \approx Bt^6$  и возрастает со временем.

Поскольку температура продуктов взрыва при их расширении во много раз ниже температуры сжатого воздуха за фронтом ударной волны, то естественно предположить, что эффективная толщина проводящего слоя  $\Delta'(t)$  ограничена в своем увеличении толщиной слоя фронт ударной волны — передняя граница продуктов взрыва.

Учитывая вышесказанное, эффективную толщину проводящего слоя  $\Delta'(t)$  можно представить в виде

$$\Delta'(t) = Bt^6 \Delta(t) [Bt^6 + \Delta(t)]^{-1} B = \text{const}.$$

При такой интерполяции непрерывна не только  $\Delta'(t)$ , но и ее производная. Из условия монотонного спада проводимости внутри эффективного слоя со временем с использованием данных [9] по величине  $\Delta(t)$  получаем  $B_{\min} \approx 3,3 \cdot 10^{-8} \text{ см/мксек}^6$ .

На рис. 5, 5 приведена зависимость  $\sigma(t)$ , полученная из  $r^{-3}(t)F(t)$ , когда  $\Delta'(t) \approx 3,3 \cdot 10^{-8} t^6 \Delta(t) [3,3 \cdot 10^{-8} t^6 + \Delta(t)]^{-1}$ . В начальный момент времени  $t \rightarrow 0$   $\sigma(0) \approx 3 \cdot 10^2 \text{ мо/м}$ .

Если не требовать для производной  $\Delta'(t)$  непрерывности, предположив, что до некоторого момента времени  $t_0$  — эффективная толщина проводящего слоя  $\Delta'(t) \sim t^6$ , а при  $t > t_0$   $\Delta'(t) = \Delta(t)$ , то проводимость в начальный момент времени  $\sigma_{\min}(0)$  будет на порядок больше.

Результаты измерений проводимости ударных волн, полученные зондовым методом [10, 11], оказываются примерно на порядок ниже ( $\sigma_{\max} \leq 50 \text{ мо/м}$ ). Для выяснения причин этих расхождений в величине

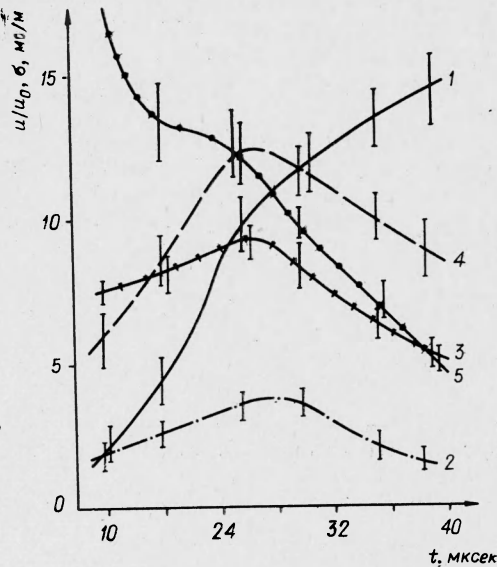


Рис. 5.

