

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 $\sim 6\text{—}7$ 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 ~ 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.

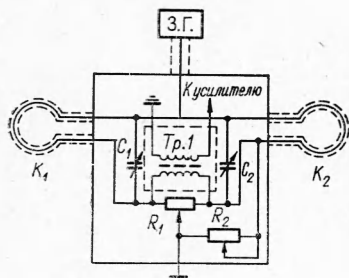


Рис. 1.

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 Δ , наполненных электролитами, проводимость σ 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 α поляризуемости единичного объема шара с однородной проводимостью в однородном квазистационарном магнитном поле должно быть $u \sim ar^3 \sim r^5$. 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 (ρ, φ, 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 $C(k^2) = \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{|V1 - k^2 \sin^2 \theta|^3} d\theta$ — 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; ω — 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-

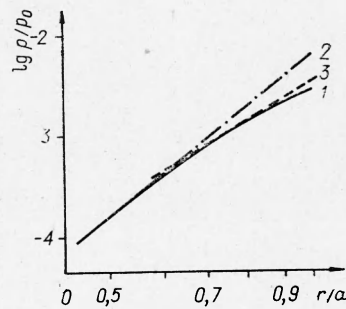


Рис. 2.

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 σ для шара радиусом 10 см (кривая 1) и сферического слоя

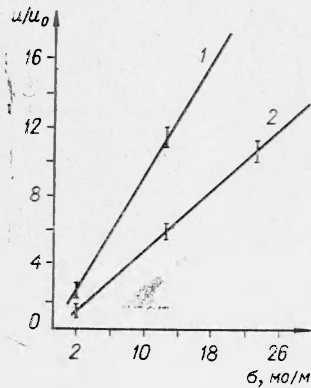


Рис. 3.

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 ~ 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.

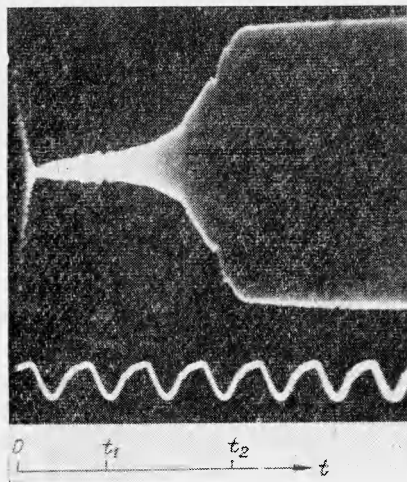


Рис. 4.

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

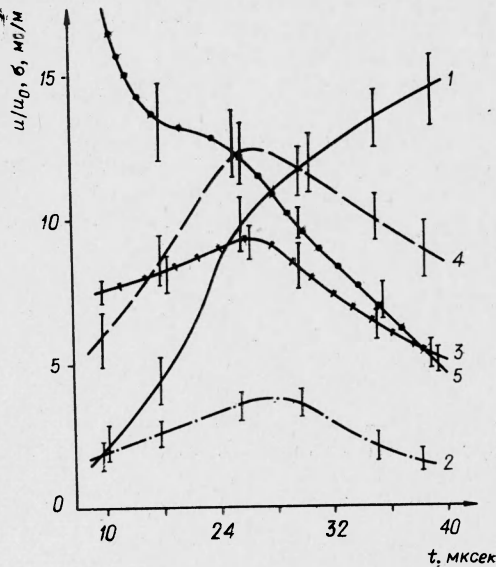


Рис. 5.

σ_{\max} , видимо, необходим анализ самих методик измерения проводимости различий в условиях проведения экспериментов и пр.

Отметим, что результаты измерений σ_{\max} в детонационных волнах зондовым методом, проведенные различными авторами, различаются более чем на порядок [10, 14].

Таким образом, с привлечением дополнительных соображений о предельной ширине прогретого слоя $\Delta'(t)$ при больших t получаем в начальные моменты времени:

$$\Delta'(t) \approx 3,3 \cdot 10^{-8} t^6 \text{ см}, \quad \sigma(t) \approx 3 \cdot 10^2 e^{-0,22t} \text{ мо/м.}$$

В заключение заметим, что результаты данной работы хорошо согласуются с данными [15], где показано, что продукты превращения порошкового тэна при инициировании электрическим разрядом обладают проводимостью не выше, чем $7 \cdot 10^{-4}$ мо/м.

Поступила в редакцию
21/XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Боронин, В. А. Вельмин и др. ПМТФ, 1968, 6.
2. А. П. Боронин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. Докл. АН СССР, 1970, 192, вып. 1.
3. Ф. Л. Баум, К. П. Станюкович, Б. М. Шехтер. Физика взрыва. М., 1959.
4. А. П. Боронин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. Письма ЖЭТФ, 1968, 8, вып. 4.
5. В. А. Вельмин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. Письма ЖЭТФ, 1968, 7, вып. 12.
6. В. А. Вельмин, Ю. А. Медведев, Ю. М. Степанов. ФГВ, 1970, 6, 3.
7. В. А. Вельмин, В. Ф. Корец и др. ПМТФ, 1971, 2.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., ГИФМЛ, 1959.
9. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5.
10. М. А. Соок, R. T. Keyes and L. L. Udy. I. Appl. Phys., 1959, 30, 12.
11. К. Танака. Измерение электропроводности в ударных и детонационных волнах. М., ВИНТИ, перев. № 166 584/7, 1968.
12. Н. Е. Koritz and G. C. Kesck. Rev. sci. instr., 1964, 35, 2.
13. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. М., «Наука», 1968.
14. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, 37, вып. 6 (12).
15. П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков. ПМТФ, 1970, 4.

УДК 621.791.1

КРИТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

И. Д. Захаренко

(Новосибирск)

Влияние тепловых процессов, происходящих при сварке взрывом, на механизм образования сварного соединения отмечается во многих работах [1—3], однако до сих пор нет четкого представления о механизме образования и разрушения сварного соединения. В данной работе сделана попытка обосновать решающее значение тепловых процессов и теплофизических свойств материалов при сварке взрывом однородных материалов.