

жидкости, т. е. в упругих жидкостях гексагоны находились в области надкритичности, относительно более удаленной от верхней границы их неустойчивости.

Поступила 7 XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Scanlon J. W., Segel L. A. Finite amplitude cellular convection induced by surface tension.— J. Fluid Mech., 1967, vol. 30, N 1.
- 2 Schlüter A., Lortz D., Busse F. On the stability of steady finite amplitude convection.— J. Fluid Mech., 1965, vol. 23, N 1.
- 3 Palm E. On the tendency towards hexagonal cells in steady convection.— J. Fluid Mech., 1960, vol. 8, N 1.
- 4 Segel L. A., Stuart J. T. On the question of the preferred mode in cellular thermal convection.— J. Fluid Mech., 1962, vol. 13, N 2.
- 5 Palm E., Ellingsen T., Gjevik B. On the occurrence of cellular motion in Benard convection.— J. Fluid Mech., 1967, vol. 30, N 4.
- 6 Liang S. F., Acrivos A. Experiments on buoyancy-driven convection in non-Newtonian fluid.— Rheol. acta, 1970, vol. 9, N 3.

УДК 539.63 : 537.311.3

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В УДАРНО-СЖАТЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Л. А. Гатилов, Л. В. Кулешова

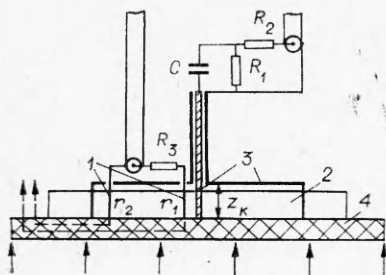
(Москва)

Отсутствие удовлетворительного решения задачи измерения высокой электропроводности $\sigma > 10^2 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ в ударно-сжатых диэлектриках, в частности для регистрации перехода диэлектрик — металл в ударной волне, неоднократно отмечалось в литературе [1—4].

В данной работе рассматривается двухзондовая методика измерения электропроводности, использующая коаксиальные цилиндрические токовые электроды. В этом случае оказываются возможными постановка и решение соответствующей задачи определения распределения высокой проводимости за фронтом ударной волны (ФУВ).

Схема эксперимента приведена на фиг. 1. Регистрируются разность потенциалов $U(t)$ между зондами из тонкой проволоки 1 и с помощью «безындуктивного» шунта R_1 импульсный ток $I(t)$, протекающий через образец 2 и коаксиальные электроды 3. Предполагается, что проводимость образца за ФУВ достаточно высока, чтобы можно было пренебречь шунтированием образца диэлектрическим экраном 4 и несимметрией электромагнитного поля, вносимой схемой регистрации. Стрелками показано направление ФУВ. Экраны осциллографических кабелей заземляются у приборного комплекса.

Будем предполагать, что проводимость в образце становится заметно отличной от нуля непосредственно за ФУВ, который имеет пренебрежимо малую ширину. Пусть с момента времени $t = 0$ по образ-



Ф и г. 1

ду распространяется плоская стационарная ударная волна. Удельная проводимость в данном случае зависит только от времени нахождения вещества в сжатом состоянии:

$$(1) \quad \sigma = \sigma\left(t - \frac{z}{D}\right), \quad ut \leq z \leq Dt,$$

где D , u — волновая и массовая скорости в образце.

В квазистационарном приближении в цилиндрической системе координат r , φ , $x = z - ut$, движущейся вместе с веществом, электромагнитное поле и ток за ФУВ, появляющиеся вследствие аperiodического разряда емкости C , описываются в виде

$$(2) \quad \beta'_x = -\mu j;$$

$$(3) \quad e'_x = -\beta'_t;$$

$$(4) \quad j = \sigma e, \quad \frac{\beta(x, t)}{B_\varphi} = \frac{e(x, t)}{E_r} = \frac{j(x, t)}{J_r} = r,$$

где E_r , J_r — радиальные составляющие напряженности электрического поля и плотности тока; B_φ — азимутальная составляющая магнитной индукции; $\mu \simeq 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м — магнитная проницаемость. Из (2)–(4) вытекает одномерное уравнение магнитной индукции

$$(5) \quad \beta''_{xx} - \mu\sigma\beta'_t - \frac{\sigma'}{\sigma}\beta'_x = 0.$$

Учитывая осевую симметрию поля, получим

$$(6) \quad \beta[(D-u)t < x < (z_K - ut); t] = -\frac{\mu I(t)}{2\pi}, \quad \beta(x < 0; t) = 0.$$

Вследствие конечности проводимости магнитное поле должно быть непрерывно на границе диэлектрик — проводник $x = 0$:

$$(7) \quad \beta(0; t) = 0.$$

Интегрируя (2), получим

$$(8) \quad \beta[(D-u)t; t] = -\mu \int_0^{(D-u)t} j dx = -\mu \frac{I(t)}{2\pi}.$$

Следовательно, в рассматриваемой модели, пренебрегающей шириной ФУВ, магнитное поле непрерывно на границе $x = (D-u)t$, т. е. поле «вмораживается» в движущийся проводник [5].

Решение параболического уравнения (5) с граничными условиями (7), (8) и начальным условием $\beta(x; 0) = 0$ позволяет по известным функциям $\sigma(x; t)$, $I(t)$ определить $\beta(x; t)$ и, следовательно, с учетом (2), (4) определить $e(x; t)$, $j(x; t)$.

Измеряемая в эксперименте разность потенциалов $U(t)$ складывается из ЭДС, действующей между зондами на границе проводящей области за ФУВ $e_\Phi \ln(r_2/r_1)$, где $e_\Phi(t) = e[(D-u)t; t]$, и ЭДС электромагнитной индукции в измерительном контуре. Учитывая (6), (8), имеем

$$e_\Phi(t) = \frac{U(t)}{\ln \frac{r_2}{r_1}} + \frac{\mu u I(t)}{2\pi} - \frac{\mu (z_K - Dt)}{2\pi} I'_t.$$

Предполагая, что в проводящей области можно пренебречь электромагнитной индукцией, т. е. распределение электрического поля близко к

равномерному $e'_x \approx 0$, получим

$$e_{\Phi}(t) \approx \frac{\int_0^{(D-u)t} \sigma dx}{(D-u)t} = \varepsilon(t).$$

Учитывая (1), (4), имеем

$$(9) \quad \sigma(0; t) = \frac{1}{2\pi(D-u)} \left[\frac{I(t)}{\varepsilon(t)} \right]' \approx \frac{1}{2\pi(D-u)} \left[\frac{I(t)}{e_{\Phi}(t)} \right]'$$

Для учета электромагнитной индукции используется метод последовательных приближений. Формула итерации:

$$(10) \quad \sigma_n(0; t) = \frac{1}{2\pi(D-u)} \left\{ \frac{I(t)}{(n+1)e_{\Phi}(t) - \sum_{i=0}^{n-1} e_i[(D-u)t; t]} \right\}'$$

где $e_i[(D-u)t; t]$ определяются в результате численного решения (5) с $\sigma_i(x; t)$, $I(t)$, а $\sigma_0(0; t)$ определяется по (9).

В данном случае последовательность $e_i[(D-u)t; t]$ сходится к $e_{\Phi}(t)$, а последовательность $\sigma_i(0; t)$ сходится к некоторому распределению проводимости, которое находится в согласии с экспериментально определенным током $I(t)$ и разностью потенциалов $U(t)$. Определить область применимости метода последовательных приближений можно с помощью моделирования эксперимента на ЭВМ. Задавая различные $I(t)$, $\sigma(x; t)$, находим $e_{\Phi}(t)$. Зная $e_{\Phi}(t)$, $I(t)$, будем восстанавливать с помощью (10) исходные функции $\sigma(x; t)$.

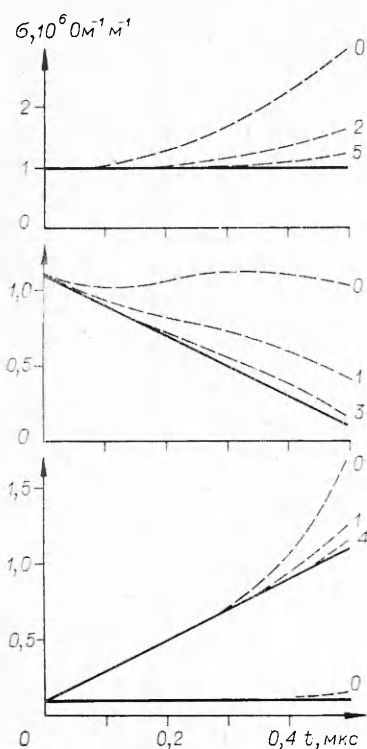
Восстановление распределения проводимости с приемлемой точностью свидетельствует о применимости методики для измерения выбранных $\sigma(x; t)$ при соответствующих $I(t)$. Тогда $\sigma_n(0; t)$ сходится к $\sigma(0; t)$, а выражение $(n+1)e_{\Phi}(t) - \sum_{i=0}^{n-1} e_i[(D-u)t; t]$, как видно из сравнения (9) и (10), сходится к $\varepsilon(t)$.

Были проведены расчеты для линейно-растущей, линейно-падающей и постоянной проводимости за ФУВ $\sigma(x; t) = K(t - x/(D-u)) + C$. Ток задавался в характерном для аperiодического разряда виде $I(t) = A[\exp(-\alpha t) - \exp(-\gamma t)]$, где $\alpha = 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Для численного решения (5) использовалась неявная разностная схема [6].

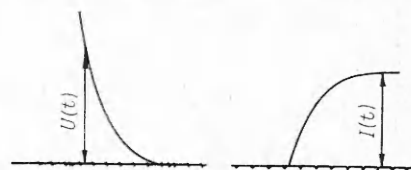
Результаты вычислений приведены на фиг. 2. Сплошными линиями показаны задаваемые $\sigma(0; t)$, штриховыми — соответствующие $\sigma_i(0; t)$.

Если закон изменения проводимости за ФУВ известен, можно определить ту форму импульса тока, при которой неравномерность электрического поля будет относительно мала, и попытаться реализовать ее в опыте. Так, если проводимость постоянна за ФУВ, а ток линейно-растущий $I(t) = At$, решением (5) будет $\beta(x; t) = -A\mu x/2\pi(D-u)$, и (9) выполняется точно. В этом случае линейно-растущая проводящая область равномерно заполняется линейно-растущим током и скин-эффект отсутствует!

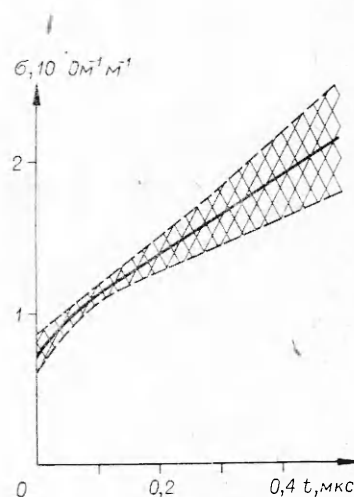
Для $\sigma \geq 10^5 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ ЭДС электромагнитной индукции в измерительном контуре становится сравнимой с $e_{\Phi}(t)$, что существенно снижает точность измерений. Поэтому представляет интерес измерение вместо $e_{\Phi}(t)$ ЭДС, действующей между зондами на другой границе $x = 0$. Тогда ЭДС индукции в измерительном контуре, частично расположенном в экране (контур показан на фиг. 1 пунктиром), будет пренебрежимо мала.



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

В редакции опытов, показанной на фиг. 1, были проведены измерения проводимости иодистого цезия с примесью $\sim 0,1\%$ таллия при давлении за ФУВ $p = 65$ ГПа.

Кристаллы CsI толщиной 3–4 мм с начальной плотностью $\rho_0 = 4,51$ г/см³ прижимались к экрану из фторопласта-4.

Диаметры образца, внешнего токового электрода из медной фольги толщиной 0,1 мм, внутреннего электрода составляли соответственно 38; 28 и 1 мм. Зонды из медной проволоки диаметром 0,35 мм располагались на расстояниях $r_1 \approx 2$ мм, $r_2 \approx 12$ мм. На фиг. 3 приведены осциллограммы одного из опытов. Максимальные значения тока и разности потенциалов здесь $I_* \approx 1200$ А, $U_* \approx 10$ В, частота меток времени 10 МГц.

Ток $I(t)$ и разность потенциалов $U(t)$ снимались с осциллограмм примерно в 10 точках, при этом учитывалась нелинейность электронно-лучевой трубки.

Для ввода экспериментальных данных в ЭВМ регистрируемый ток описывался разностью двух экспонент с погрешностью $\approx 1\%$. Величина $I(t)/e_{\Phi}(t)$ описывалась с помощью метода наименьших квадратов полиномом четвертой степени с погрешностью $\approx 1-3\%$. Учитывалось, что $I(0)/e_{\Phi}(0) = 0$.

На фиг. 4 показана определенная с помощью итераций (10) зависимость $\sigma(t)$ за ФУВ. Данные получены в результате усреднения 4-х опытов и приведены с доверительной вероятностью 0,5.

Ошибка измерений определяется в основном неидентичностью параметров ударной волны в образце в различных опытах. Вероятно, что рост ошибки в начале измерения связан с несимметрией выхода ударной волны в образце. Кроме того, несимметрия приводит к заниженным значениям проводимости при $t \leq 0,1$ мкс. Заметный рост проводимости в течение

времени измерения, по-видимому, свидетельствует о неравновесности термодинамического состояния вещества за фронтом ударной волны.

Результаты измерений и моделирования на ЭВМ показывают, что двухзондовая методика с использованием цилиндрических коаксиальных токовых электродов при учете электромагнитной индукции с помощью последовательных приближений позволяет измерять проводимости, близкие к металлическим, т. е. позволяет регистрировать переход диэлектрик — металл в ударной волне.

Поступила 6 XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ. — ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 1.
2. Алдер Б. Физические эксперименты с сильными ударными волнами. — В кн.: Твердые тела под высоким давлением. М., Мир, 1966.
3. Килер Р. Электропроводность конденсированных сред при высоких давлениях. — В кн.: Физика высоких плотностей энергии. М., Мир, 1974.
4. Якушев В. В. Электрические измерения в динамическом эксперименте. — ФГВ, 1978, № 2.
5. Бут Д. А. Вход ударной волны со скачком проводимости в поперечное магнитное поле. — Магнитн. гидродинамика, 1970, № 4.
6. Годунов С. К., Рябенский В. С. Разностные схемы. М., Наука, 1973.

УДК 620.178.7

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЧНОСТИ ГЛИЦЕРИНА ПРИ ОТКОЛЕ

М. А. Иванов

(Москва)

Жидкости при высокоскоростном нагружении теряют присущие им в обычных условиях свойства текучести и ведут себя подобно твердым телам, проявляя хрупкость [1, 2]. Изучение разрыва жидкостей с помощью ударных волн слабой интенсивности дает возможность определить величины критических растягивающих напряжений (σ_p), получаемых в результате интерференции волн разгрузки у свободной поверхности (метод откола) [3]. Так, за последнее время появились работы, в которых определялась величина σ_p в акустическом приближении при комнатной температуре: в воде [4, 5], этиловом спирте [4, 5], глицерине [5—8], ртути [9].

В работе [10] исследовалось влияние температуры на σ_p для глицерина. Ударные волны в глицерине возбуждались с помощью импульсного электронного пучка с потоками энергии от 80 до 1500 кДж/м². Примем, что форма импульса нагрузки при изменении потока энергии облучения оставалась близкой к треугольной. Величины σ_p рассчитывались в акустическом приближении по формуле

$$(1) \quad \sigma_p = 0,5 \rho c (v_0 - v_1),$$

где ρ и c — плотность и объемная скорость звука для глицерина соответственно; v_0 и v_1 — значения скоростей свободной поверхности в момент выхода на нее фронта ударной волны и момент достижения ею первого минимума скорости соответственно. Регистрация скорости свободной по-