

ИНДУКЦИОННЫЙ МЕТОД НЕПРЕРЫВНОЙ РЕГИСТРАЦИИ СКОРОСТИ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ В УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССАХ

Ю. П. Жугин, К. К. Крупников

(Челябинск)

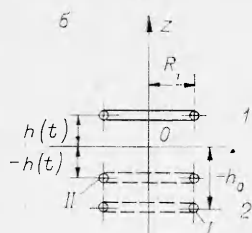
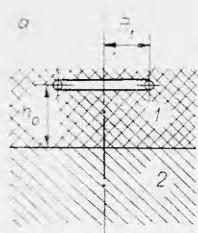
При исследовании сложных явлений, происходящих при ударном сжатии конденсированных сред (упругопластические волны, фазовые превращения и т. п.), полезную информацию могут дать методы непрерывной регистрации скорости среды в ударно-волновых процессах. В ряде исследований хорошо зарекомендовал себя магнитно-электрический метод непрерывной регистрации скорости диэлектрических сред [1] и емкостный метод измерения мгновенной скорости движущейся металлической поверхности [2]. К сожалению, количественные измерения с помощью магнитно-электрического метода практически невозможны при относительно высоких давлениях, создаваемых металлическими ударниками, вследствие искажения движением ударника первоначального магнитного поля. Емкостный же метод очень чувствителен к помехам и не позволяет осуществлять измерения скорости границы раздела металл — конденсированный диэлектрик из-за изменения за фронтом сильной ударной волны диэлектрической проницаемости среды, заполняющей межэлектродный промежуток.

В данной работе рассматривается метод [3], свободный от указанных выше ограничений, свойственных магнитно-электрическому и емкостному методам, и позволяющий осуществлять непрерывную регистрацию скорости конденсированной среды при более высоких давлениях ударного сжатия. Методы измерения параметров ударно-сжатых сред, близкие по физическим принципам к принципу предлагаемого метода, рассмотрены в [4, 5].

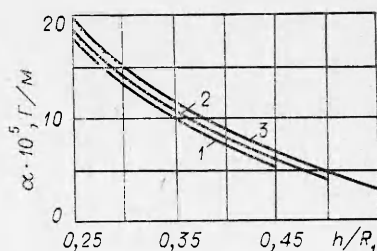
1. Принцип индукционного метода. Пусть виток радиуса R_1 с пренебрежимо малым сечением провода подключен к стабилизированному источнику постоянного тока и расположен в конденсированной диэлектрической среде I (фиг. 1, *a*) на высоте h_0 над проводящим полупространством 2 с электропроводностью $\sigma \rightarrow \infty$, а во всем пространстве установилось стационарное магнитное поле. Магнитные проницаемости сред $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$, где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Если по какой-либо причине в диэлектрической среде I произойдет изменение магнитного поля, в витке появится электродвижущая сила (ЭДС) индукции \mathcal{E}_1 .

Проследим за поведением ЭДС индукции в витке, если по системе снизу вверх будет распространяться плоская ударная волна, фронт которой параллелен границе раздела сред. Пока фронт волны движется по проводнику, ЭДС индукции в витке не возникает. Этот вывод следует из работ [6, 7], в которых показано, что в идеальном проводнике поле перед фронтом ударной волны остается равным своему первоначальному значению. Однако после того как в момент времени $t = 0$ фронт волны выйдет на границу раздела, последняя придет в движение, и на поверхности проводящей среды появятся концентрические вихревые токи. Они вызовут изменение поля в верхнем полупространстве и появление в витке ЭДС индукции \mathcal{E}_1 , зависящей от скорости движения $u(t)$ границы раздела диэлектрика — проводника. Чтобы установить зависимость \mathcal{E}_1 от скорости $u(t)$, перейдем к системе координат, связанной с поверхностью проводника. В этой системе координат воздействие вихревых токов на поле в верхнем полупространстве эквивалентно воздействию двух фиктивных витков. Первый фиктивный виток I (фиг. 1, *b*) расположен в плоскости $z = -h_0$, неподвижен («вморожен» в проводник), имеет такую же величину и то же направление тока, что и в истинном витке. Второй фиктивный виток II расположен в плоскости $z = -h(t)$, имеет такую же величину тока, что и истинный виток, но противоположное направление тока. Как и истинный виток, он приближается к плоскости $z = 0$ со скоростью $u(t)$. Для такой схемы замещения идеально проводящего полупространства ЭДС индукции \mathcal{E}_1 в витке с постоянным током I_0 связана со скоростью $u(t)$ следующим соотношением:

$$(1.1) \quad \mathcal{E}_1(t) = I_0 \alpha_1(t) u(t), \text{ где}$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

$$(1.2) \quad \alpha_1(t) = \mu_0 \left\{ \frac{h}{R_1} k_1 \left[\frac{2 - k_1^2}{1 - k_1^2} E(k_1^2) - 2K(k_1^2) \right] - \frac{h + h_0}{4R_1} k_2 \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{2 - k_2^2}{1 - k_2^2} E(k_2^2) - 2K(k_2^2) \right] \right\}, \quad k_1^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{h}{R_1} \right)^2}, \quad k_2^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{h + h_0}{2R_1} \right)^2},$$

$E(k_i^2)$, $K(k_i^2)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно ($i = 1, 2$). Из формулы (1.2) видно, что коэффициент α_1 является функцией не только текущего расстояния $h(t)$ от витка до поверхности проводника, но и функцией первоначального расстояния h_0 . Характер зависимости коэффициента α_1 от величины h/R_1 для $h_0/R_1 = 0,45; 0,50; 0,55$ виден из фиг. 2 (линии 1—3 соответственно).

В реальных условиях эксперимента в отличие от идеализированной схемы (см. фиг. 1, а) диэлектрическая среда приобретает заметную электропроводность σ_* за фронтом ударной волны, а идеально проводящее полупространство — это металлическая пластина с ограниченными размерами (толщиной, диаметром) и с конечной электропроводностью σ .

Оценим значения электропроводности ударно-сжатого диэлектрика, при которых отсутствует его взаимодействие с магнитным полем витка с током. Такое взаимодействие практически отсутствует [8], если магнитное число Рейнольдса $Re_m = \mu_0 \sigma_* u R_1 \ll 1$, что для $u = 5$ км/с эквивалентно условию $\sigma_* \ll 10^2$ (Ом·см) $^{-1}$. Для многих конденсированных диэлектриков последнее условие выполняется в достаточно широком диапазоне давлений ударного сжатия. Например, электропроводность нитрида бора при давлении ударного сжатия $p \simeq 50$ ГПа составляет $0,37$ (Ом·см) $^{-1}$, а электропроводность хлористого калия при таком же давлении $1,47$ (Ом·см) $^{-1}$ [9].

Влияние конечности электропроводности металлов и ограниченности размеров пластин из них на регистрируемый сигнал исследовалось в данной работе экспериментально в одном из возможных вариантов технической реализации метода.

2. Описание экспериментального комплекса и техника измерений. Очевидно, что для увеличения ЭДС индукции целесообразно использовать не один виток, а несколько, т. е. катушку индуктивности. Согласно [10], реальную катушку индуктивности можно привести к случаю обмоток с пренебрежимо малым поперечным сечением. Эквивалентные параметры катушки (датчика) при этом определяются следующим образом:

$$h_0 = \bar{h}, \quad R_0 = \bar{R}(1 + r^2/24\bar{R}^2).$$

Здесь \bar{h} — среднее расстояние от обмотки до проводящей поверхности; r — ширина обмотки; \bar{R} — ее средний радиус. В соответствии с принципом суперпозиции полей витков эквивалентной катушки индуктивности и соотношениями (1.1), (1.2) ЭДС индукции в ней составит

$$(2.1) \quad \mathcal{E} = I_0 \alpha u, \\ \text{где} \quad \alpha = \alpha_1 N^2;$$

N — число витков; α_1 — коэффициент для эквивалентного витка.

В данной работе датчик изготавливался из 8 витков изолированного медного провода диаметром 1 мм со значениями $R_0 \approx 16$ мм, $r \approx 5$ мм и с толщиной обмотки 2,5 мм. Плоские ударные волны в исследуемых средах создавались с помощью цилиндрических зарядов взрывчатых веществ диаметром 120 или 200 мм с несинхронностью движения фронта волны на диаметре 100 мм, не превышающей обычно $\sim 0,1$ мкс. Длительность исследуемого процесса составляла 1—2 мкс. Взрыв осуществлялся через $\sim 0,1$ с после подачи тока в цепь датчика. Ток в цепи датчика $I_0 \approx 400$ А создавался с помощью аккумуляторов, установленных в защитном сооружении. Для стабилизации тока в цепь питания датчика последовательно с ним включалась буферная катушка индуктивности, размещаемая в 2—3 м от места взрыва в защитном контейнере, углубленном в грунт.

Величина тока I_0 в момент взрыва определялась по регистрируемому шлейфовым осциллографом падению напряжения на эталонном сопротивлении 1 мОм, включенном в цепь питания датчика. Электрическое сопротивление датчика и остальной цепи не превышало 60 мОм. Искажения сигнала с датчика, обусловленные наличием кабелей питания, в значительной мере устранялись с помощью их шунтирования конденсатором емкостью 1 мкФ в контейнере для буферной катушки индуктивности. Сигнал с датчика снимался с помощью согласованного радиочастотного кабеля длиной около 50 м и при скоростях $u \geq 0,5$ км/с был достаточен для регистрации электронным осциллографом без применения промежуточного усиления. Никаких мер по экранировке измерительного узла не предпринималось.

Естественно, что в реальной электрической цепи регистрируемый сигнал будет несколько отличаться от индуцируемой в датчике ЭДС. Эквивалентная схема реальной цепи для переменных составляющих тока и напряжения представлена на фиг. 3, где L_1 — индуктивность датчика, L_2 — индуктивность буферной катушки ($L_2 \gg L_1$), R_n — сопротивление нагрузки, C — паразитная емкость цепи и датчика. Электродвижущая сила индукции $\mathcal{E}(t)$ для такой схемы связана с регистрируемым напряжением $V(t)$ соотношением

$$(2.2) \quad \mathcal{E} = (1 + L_1/L_2)V + \tau dV/dt + T^2 d^2V/dt^2,$$

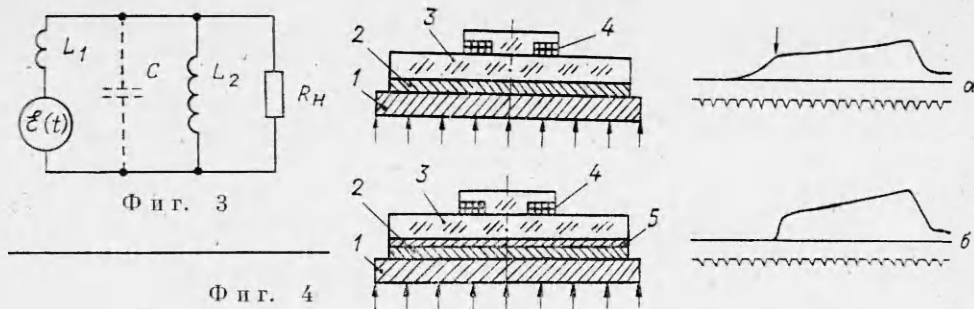
где $\tau = L_1/R_n$, $T^2 = L_1C$. Параметры цепи в данной работе составляли: $L_1 = 2,5$ мкГн, $L_2 = 100$ мкГн, $R_n = 50$ Ом, $C \approx 500$ пФ. Из соотношения (2.2) видно, что для уменьшения отличия напряжения $V(t)$ от ЭДС индукции необходимо уменьшать C и L_1 . Влияние паразитной емкости может быть уменьшено, если сигнал снимать не с катушки, служащей источником магнитного поля, а с соосной с ней измерительной катушки. Формулу для $\mathcal{E}(t)$ в этом случае можно получить, если воспользоваться схемой замещения идеально проводящего полупространства (см. фиг. 1, б). Чрезмерное уменьшение L_1 нежелательно, так как при этом уменьшается величина регистрируемого сигнала, что снижает помехоустойчивость метода.

3. Результаты экспериментальной отработки метода. 3.1. Влияние конечности электропроводности металла. Пусть проводящее полупространство 2 (см. фиг. 1, а) имеет конечную электропроводность σ , а граница его раздела с диэлектрической средой 1 приобретает за фронтом ударной волны постоянную скорость u . Получение аналитического выражения для ЭДС индукции \mathcal{E}_σ в случае конечности электропроводности σ является довольно сложной задачей. В данной работе ограничимся лишь выявлением функциональной связи ЭДС индукции \mathcal{E}_σ с электропроводностью σ . Предположим, что ЭДС индукции может быть записана в виде

$$(3.1) \quad \mathcal{E}_\sigma = f(I_0, \mu_0, u, R_1, t, \sigma, h_0) = I_0 \alpha_\sigma u.$$

Тогда из (3.1) и соображений теории размерности [11] следует, что

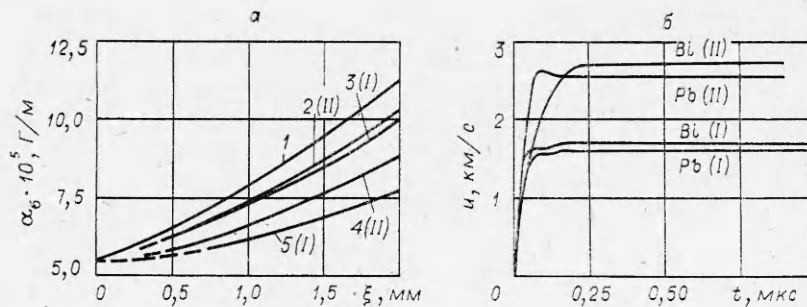
$$\alpha_\sigma = \mathcal{E}_\sigma / I_0 u = \mu_0 \varphi(h_0/R_1, ut/R_1, \mu_0 \sigma u R_1).$$



Последнее соотношение для фиксированных значений h_0 и R_1 приобретает вид $\alpha_\sigma = \alpha_\sigma(\xi, \sigma u)$, где $\xi = ut$ — смещение проводящей поверхности, а σu — параметр, зависящий от электропроводности металла и условий нагружения. В данной работе для получения экспериментальной зависимости $\alpha_\sigma(\xi)$ выбраны металлы, существенно отличающиеся по электрическим свойствам: медь, свинец, висмут. Удельная электропроводность меди, как известно, примерно в 10 раз больше электропроводности свинца и в 70 раз больше электропроводности висмута. Выполнено две серии опытов. В первой серии плоская ударная волна прямоугольного профиля из алюминиевого экрана 1 (фиг. 4, а) взрывного устройства вводилась в свинцовый или висмутовый образец 2, а затем в образец 3 из оргстекла. Толщины (S) образцов 2, 3 составляли 5 и 6 мм, а их диаметры — 100 мм. Сигнал снимался с помощью датчика 4. Вторая серия опытов (фиг. 4, б) отличалась от первой тем, что на границу раздела свинец (висмут) — диэлектрик помещалась медная пластина 5 диаметром 100 мм и толщиной 0,3 мм, достаточно быстро приобретающая скорость этой границы. В опытах использовались два типа взрывных устройств I и II с известными параметрами ударной волны за фронтом ударной волны в экране 1 ($u_0 = 1,46$ и $2,33$ км/с соответственно), обеспечивающих исходное давление в образцах 2 $p \approx 40\text{--}80$ ГПа.

На фиг. 4, а, б приведены также осциллограммы первой и второй серий опытов с висмутом, выполненных на взрывном устройстве I. Частота меток времени $f = 10$ МГц. В опытах первой серии с висмутом зафиксировано опережающее фронт ударной волны возмущение магнитного поля, т. е. появление ЭДС индукции в датчике за время $\tau_* = 0,3\text{--}0,35$ мкс до момента выхода ударной волны на границу раздела висмут — диэлектрик. Этот момент на фиг. 4, а показан стрелкой. Определен он по длительности импульса, соответствующего осциллограмме опыта второй серии (фиг. 4, б), в котором опережающее ударную волну возмущение магнитного поля практически отсутствует. Не замечено оно и в опытах обеих серий со свинцом. Экспериментальное значение τ_* для висмута находится в хорошем согласии с полученной в [6, 7] формулой $\tau_* = 1/\mu_0 \sigma D^2$, где D — скорость фронта ударной волны в металле. Для свинца и меди расчетные значения τ_* не превышают 0,05 и 0,005 мкс соответственно.

На фиг. 5, а в сравнении с расчетной зависимостью $\alpha(\xi)$ для идеального проводника (кривая I) представлены экспериментальные зависимости $\alpha_\sigma(\xi) = \mathcal{E}_c/I_0 u$ для свинца (кривые 2, 3) и висмута (кривые 4, 5); римские цифры I и II соответствуют номерам взрывных устройств. Значения скоростей u определялись по известным параметрам взрывных устройств и ударным адиабатам алюминия, свинца, висмута. Видно, что зависимости $\alpha_\sigma(\xi)$ для свинца и висмута располагаются заметно ниже зависимости $\alpha(\xi)$ для идеального проводника. При этом величина относительного отклонения $\delta\alpha_\sigma = (\alpha - \alpha_\sigma)/\alpha$ растет по мере смещения поверхности металла. При смещении $\xi = 2$ мм относительное уменьшение величины α_σ составляет для свинца примерно 10%, для висмута 20—30%. Экспериментальные зависимости $\alpha_\sigma(\xi)$ для меди (опыты второй серии) оказались весьма близкими к зависимости $\alpha(\xi)$ для идеального проводника. Максимальная



Фиг. 5

величина $\delta\alpha_\sigma$ для меди при $\xi = 2$ мм, оцененная по данным для свинца и висмута ($\delta\alpha_\sigma \sim 1/\sqrt{\sigma_0}$), составляет 3%.

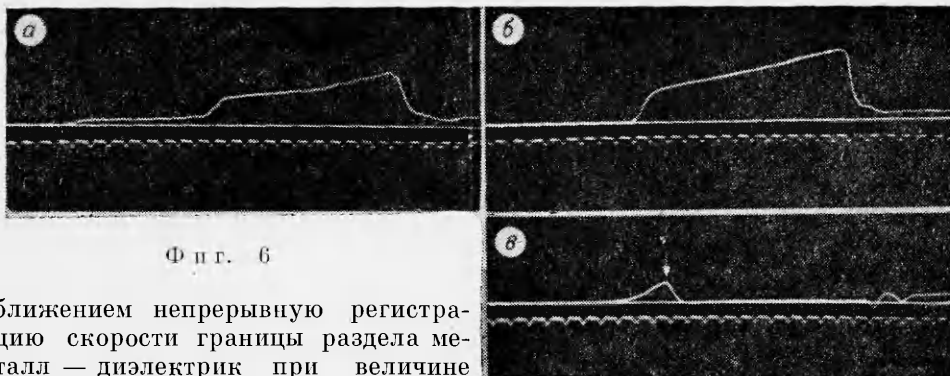
На фиг. 5, б представлены экспериментальные зависимости $u(t)$, извлеченные с помощью соотношений (2.1), (2.2) из осциллограмм $V(t)$ опытов второй серии с Bi и Pb с учетом небольшой эмпирической поправки на конечность электропроводности меди. Операция извлечения $u(t)$ из осциллограммы $V(t)$ не представляет особых затруднений при использовании ЭВМ. Как отмечалось выше, в исследуемом образце создавалась ударная волна с постоянным давлением (скоростью) за фронтом. Полученные экспериментальные зависимости $u(t)$ действительно имеют практически прямоугольный профиль, а значения скоростей с точностью $\pm 2\%$ совпадают со скоростями, определенными по известным ударным адиабатам металлов и параметрам взрывных устройств I и II.

3.2. *Влияние толщины металлической пластины.* В опытах толщина медной пластины составляла всего 0,3 мм, но, как было показано выше, этого оказалось достаточно, чтобы с хорошим приближением считать такую пластину идеально проводящим полупространством.

Очевидно, что если уменьшить толщину пластины (фольги) до значений, меньших, чем толщина поверхностного токового слоя в меди, то начнет проявляться эффект диффузии через нее магнитного поля, что, естественно, приведет к искажению регистрируемого сигнала. Влияние этого эффекта на сигнал изучалось в специальной серии опытов на примере двух металлов — меди и алюминия. Толщина фольги (при ее диаметре не менее 100 мм) изменялась от 0,01 до 0,3 мм. Диэлектрическая среда, в которую помещалась фольга, подвергалась нагружению плоской ударной волной прямоугольного профиля. Установлено, что при давлении в диэлектрике $p \approx 20$ ГПа сигнал практически не зависит от толщины фольги, если ее величина не меньше 0,1 мм для меди и 0,2 мм для алюминия. Для давлений в диэлектрике $p \approx 60$ ГПа критические толщины медной и алюминиевой фольг составляют 0,2 и 0,3 мм соответственно.

3.3. *Влияние диаметра проводящей поверхности.* Для правильной постановки эксперимента необходима информация об эффективном диаметре проводящей поверхности, обеспечивающем практически полный вклад в регистрируемый сигнал. С целью получения такой информации проведена серия опытов по исследованию зависимости величины сигнала от диаметра отверстия в алюминиевой фольге толщиной 0,3 мм, вмонтированной в диэлектрик. Установлено, что практически полный вклад (99%) в сигнал обеспечивает проводящая поверхность диаметром $5R_1$ и $5,7R_1$ для $h_0/R_1 = 0,45$ и $0,7$ соответственно. При радиусе датчика $R_1 \approx 16$ мм, использованного в данной работе, эффективный диаметр проводящей поверхности составляет 80—90 мм для $h_0 = 7—11$ мм.

4. *Возможности метода и примеры его применения.* При экспериментальной обработке индукционного метода установлено, что поведение меди в ударно-волновых процессах близко к поведению идеального проводника. Этот факт позволяет, применяя полученные в п. 1, 2 соотношения для идеальных проводников, осуществлять с достаточно хорошим при-



Ф и г. 6

ближением непрерывную регистрацию скорости границы раздела металл — диэлектрик при величине электропроводности металла, близкой к электропроводности меди. Для регистрации скорости границы раздела диэлектрика с проводником, имеющим низкую электропроводность (висмут, графит и т. п.), или скорости диэлектрической среды необходимо на границу раздела или в диэлектрик помещать тонкую в газодинамическом смысле, но достаточно толстую в электромагнитном смысле медную или алюминиевую фольгу (толщиной от 0,1 до 0,3 мм в зависимости от материала фольги и давления ударного сжатия). В частном случае, если диэлектриком является воздух, метод позволяет осуществлять непрерывную регистрацию скорости свободной поверхности исследуемого вещества. При необходимости устранения небольшого систематического занижения скорости, связанного с конечностью электропроводности меди (алюминия) и не превышающего обычно 3%, в результате изменения вносится поправка, которая определяется расчетным путем или в специальных калибровочных опытах. Выполненные к настоящему времени опыты с применением индукционного метода (в заранее известных по другим измерениям условиях) показывают, что экспериментальные значения скоростей с учетом поправки на конечность электропроводности меди (алюминия) отличаются от ожидаемых не более чем на $\pm 3-4\%$. Аналогичными характеристиками точности обладают, как известно, магнитно-электрический и емкостный методы.

Так как индукционный метод позволяет осуществлять непрерывную регистрацию скорости конденсированной среды, он может быть применен для исследования сложных ударно-волновых процессов, например: упругопластических волн, фазовых превращений, искусственно создаваемых волн нагрузки, расширения и т. п. В качестве примера применения метода на фиг. 6, а представлена осциллограмма опыта по регистрации разделения упругой и пластической волн в кварците плотностью $2,65 \text{ г/см}^3$, контактирующем с зарядом ВВ (диаметром и длиной 200 мм) из состава ТГ 50/50 после прохождения упругой волной пути 55 мм. ЭДС индукции в этом опыте обусловлена движением введенной в кварцит при $S = 55 \text{ мм}$ алюминиевой фольги толщиной 0,2 мм. Как видно из фиг. 6, а, упругая волна опережает пластическую на 0,8 мкс. Массовая скорость кварцита в упругом предвестнике увеличивается от 0,3 км/с на его фронте до 0,45 км/с перед фронтом пластической волны; за ее фронтом $u = 1,35 \text{ км/с}$.

Специфическая особенность индукционного метода и методов [4, 5] состоит в возможности наглядного наблюдения фазовых превращений в ударных волнах, связанных с существенным изменением электрических свойств исследуемых материалов, т. е. превращений типа диэлектрик — металл или металл — диэлектрик. Примером реализации этой особенности метода может служить регистрация превращения графит — алмаз. Алмаз, как известно, является диэлектриком.

На фиг. 6, б приведена осциллограмма опыта, в котором с помощью алюминиевой фольги толщиной 0,2 мм измерялась скорость границы раздела образцов из графита ($S = 10 \text{ мм}$) и фторопласта ($S = 7 \text{ мм}$). Плотность графита в опыте составляла $2,10 \text{ г/см}^3$, плотность фторопласта

2,21 г/см³. Зафиксирована скорость $u = 2,3$ км/с, соответствующая давлению $p \approx 30$ ГПа. Известно [12], что превращение графита в алмаз начинается при ударном сжатии с давления $p \approx 20$ ГПа и почти завершается при $p \approx 40$ ГПа.

На фиг. 6, в представлена осциллограмма опыта, выполненного в тех же условиях нагружения ($p \approx 30$ ГПа), но без алюминиевой фольги на границе раздела графит — фторопласт. Как и в опыте с висмутом (см. фиг. 4, а), видно, что выходу ударной волны из проводника на границу его раздела с диэлектриком предшествует опережающее возмущение магнитного поля. В опыте с графитом, однако, в момент выхода ударной волны на границу раздела (отмеченном на фиг. 6, в стрелкой) ЭДС индукции в датчике исчезает, что служит наглядным свидетельством диэлектризации ударно-сжатого графита, т. е. превращения, по крайней мере, части его в алмаз.

Поступила 23 VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. — УФН, 1965, т. 85, вып. 2.
2. Иванов А. Г., Новиков С. А. Метод емкостного датчика для измерения мгновенной скорости движущейся поверхности. — Приборы и техника эксперимента, 1963, № 1.
3. Жугин Ю. Н., Крупников К. К. Индукционный датчик для регистрации кратковременных процессов. Авт. свид. № 468150. БИ, 1975, № 15.
4. Fritz J. N., Morgan J. A. An electromagnetic technique for measuring material velocity. — Rev. Sci. Instrum., 1973, vol. 44, N 2.
5. Нестеренко В. Ф. Бесконтактный метод измерения параметров ударно-сжатых металлов. — В кн.: Тезисы докладов III Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям. М., 1979.
6. Забабахин Е. И., Нечаев М. Н. Ударные волны поля и их кумуляция. — ЖЭТФ, 1957, т. 33, вып. 2(8).
7. Бюргерс Ж. М. Проникание ударной волны в магнитное поле. — В кн.: Магнитная гидродинамика (материалы симпозиума). М.: Атомиздат, 1958.
8. Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики. М.: Мир, 1967.
9. Кулешова Л. В. Электропроводность нитрида бора, хлористого кальция и фторопласта-4 за фронтом ударных волн. — ФТТ, 1969, т. 11, вып. 5.
10. Соболев В. С., Шкарлет Ю. М. Накладные и экранные датчики. Новосибирск: Наука, 1967.
11. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1967.
12. Alder B. J., Christian R. H. Behavior of strongly shocked carbon. — Phys. Rev. Lett., 1961, vol. 7, N 10.

УДК 534.222

ИЗЛУЧЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВЕ В ПОРИСТОЙ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

С. З. Дунин, А. М. Масленников, О. В. Нагорнов, В. С. Фетисов

(Москва)

Расчет сейсмических волн, образующихся при камуфлетном подземном взрыве, проводился в [1—4], где сделаны определенные упрощающие предположения. В [1, 2] среда за фронтом ударной волны предполагалась несжимаемой. На основе приближенной схемы развития взрыва в прочной горной породе, предложенной в [3], сделана оценка основных параметров продольных упругих волн, излучаемых при взрыве. В [4] рассмотрено влияние упругого предвестника на движение в ближней зоне взрыва для прочной горной породы в предположении, что на фронте волны выполняется условие сдвигового разрушения, за фронтом ударной волны среда не имеет прочности и описывается уравнением состояния, полученным по ударным адиабатам для твердого тела.

Представляет интерес задача об излучении упругой волны с минимумом упрощающих предположений, решить которую возможно только численными методами (см., например, [5, 6]).

Одной из важных задач при изучении сейсмического эффекта подземного взрыва в реальных грунтах и горных породах является получение детальных характеристик