

корня этого уравнения в левой полуплоскости. Однако расчет функции $R(\alpha)$ для условий, указанных выше, показал отсутствие нулей в этой полуплоскости, т. е. в рамках исследуемой модели неустойчивость, по-видимому, отсутствует.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бенилов М. С., Любимов Г. А. и др. О влиянии эффектов сильного поля на характеристики прикатодного слоя в плазме молекулярных газов // ПМТФ.— 1984.— № 1.
2. Oliver B. M., Smy P. R., Clements R. M. Small-signal transit time analysis of a planar mobility-dominated ion sheath // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45, N 12.
3. Oliver B. M., Clements R. M., Smy P. R. The effect of relaxation of the quasi-neutral region on the impedance of a planar probe in a static collisional plasma // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1976.— V. 9, N 12.
4. Прозоров Е. Ф., Ульянов К. Н. Импеданс плоского зонда в неизотермической локально-столкновительной плазме // ТВТ.— 1983.— Т. 21, № 3.
5. Прозоров Е. Ф., Ульянов К. Н. Импеданс цилиндрического зонда в неизотермической локально-столкновительной плазме // ТВТ.— 1983.— Т. 21, № 6.
6. Прозоров Е. Ф. Зондовая диагностика плотной плазмы самостоятельного и несамостоятельного разрядов с применением модуляции потенциала зонда: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— М.: ВЭИ, 1984.
7. Бенилов М. С. Приэлектродная зона в химически равновесной слабоионизованной плазме // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1982.— № 1.
8. Прозоров Е. Ф., Лондер Я. И. и др. Зондовый метод диагностики плазмы самостоятельного разряда // ТВТ.— 1980.— Т. 18, № 1.
9. Любимов Г. А. Об условии пробоя приэлектродного слоя в потоке ионизованного газа // ПМТФ.— 1973.— № 3.

Поступила 8/X 1986 г.

УДК 537.2 : 621.319.7

О ВОССТАНОВЛЕНИИ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА ДАВЛЕНИЯ

С. М. Лебедев, О. С. Гефле

(Томск)

В последние годы для измерения распределения внутренних электрических полей в твердых диэлектриках широкое применение нашел метод акустического зондирования [1—4]. Метод позволяет по измеряемой на внешних электродах разности потенциалов восстановить одномерную картину распределения электрического поля (потенциала или заряда) для плоскопараллельного образца из твердого диэлектрика из выражения [1]

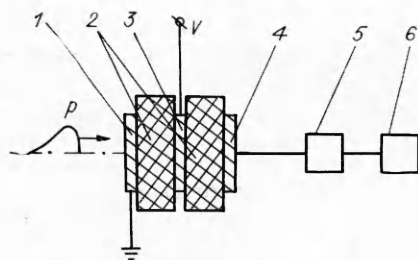
$$(1) \quad U(t) = (2 - 1/\epsilon) \chi \int_0^{z=ct} p(t - z'/c) E(z') dz',$$

где $U(t)$ — разность потенциалов на электродах диэлектрика при зондировании; ϵ , χ — диэлектрическая проницаемость и сжимаемость материала образца; c — скорость звука в материале; t — время; z — текущая координата; $E(z')$ — распределение электрического поля в диэлектрике; $p(t - z'/c)$ — форма воздействующего импульса давления.

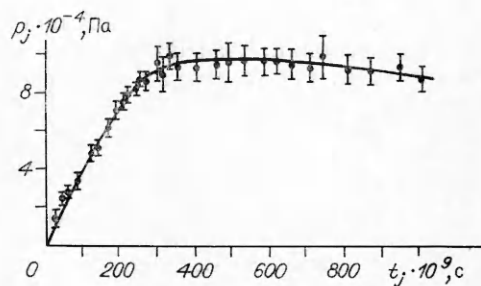
Когда длительность зондирующего импульса давления значительно меньше времени прохождения его по диэлектрику (т. е. импульс давления можно представить в виде дельта-функции [2]), необходимо знать только амплитуду давления, которую можно измерить традиционными способами.

При зондировании импульсами давления произвольной формы решение уравнения (1) относительно $E(z)$ осложняется тем, что необходимо знать не только амплитуду, но и форму импульса давления.

В ряде работ [3, 4] для измерения формы импульса давления использовались пьезоэлектрические датчики. Однако известно, что для восстановления формы импульса давления по сигналу, генерируемому пьезоэлектрическим датчиком, необходимо также решать обратную задачу [5].



Р и с. 1



Р и с. 2

В данной работе описывается простой метод восстановления формы импульса давления (для давлений, не приводящих к пластической деформации материала).

Из выражения (1) видно, что если в диэлектрике создать макроскопически однородное электрическое поле $E(z') = E = \text{const}$, то

$$(2) \quad U(t) = (2 - 1/\epsilon) \chi E \int_0^{z=ct} p(t - z'/c) dz',$$

после дифференцирования обеих частей (2) получим $p(t - z'/c) = dU/(2 - 1/\epsilon)\chi c E dt$ или через конечные приращения измеряемого сигнала при постоянном шаге дифференцирования $\Delta t = \tau$ $p_j = \Delta U_j / (2 - 1/\epsilon)\chi c E \tau$, где $j = 1, 2, 3, \dots, N$; N — число шагов: $N = t_M/\tau$; $t_M = d/c$ — время прохождения импульса давления через диэлектрик; d — толщина диэлектрика.

Для расчета p_j необходимо из осциллограммы $U(t)$ для каждого j найти U_j и ΔU_j ; ϵ , χ , c — табличные значения. После определения p_j строится зависимость $p = f(t)$. Таким образом, по измеренной временной зависимости $U(t)$ на внешних электродах диэлектрика, в объеме которого создано однородное электрическое поле, можно восстановить форму воздействующего импульса давления.

Реализация предложенного метода восстановления формы импульса давления производилась с помощью устройства, в котором импульсы давления создавались при электрическом разряде в диэлектрической жидкости [6, 7]. Форма образца из диэлектрического материала приведена на рис. 1. Образец представлял собой «сэндвич» из двух диэлектрических пластин 2, между которыми помещен дополнительный электрод 3, соединенный с источником постоянного напряжения. Соотношение d_1 и d_2 в общем случае может быть любым, в нашем случае размеры пластин 50×50 мм, а d_1 , d_2 изменялись от 0,6 до 2,8 мм.

Для исключения погрешности, обусловленной нестабильностью источника постоянного напряжения, дополнительный электрод после зарядки геометрической емкости образца отсоединялся от источника напряжения перед воздействием на образец импульса давления. При этом в пластинах создавалось однородное электрическое поле $E = V/d$, где V — потенциал на дополнительном электроде. При воздействии импульса давления на измерительных электродах 1, 4 создавалась разность потенциалов $U(t)$, связанная с величиной электрического поля в образце соотношением (1). Регистрация разности потенциалов на измерительных электродах производилась с помощью усилителя 5 и осциллографа 6.

В качестве образцов использовались как полярные (полиметилметакрилат), так и неполярные (полиэтилен и политетрафторэтилен) полимерные диэлектрики; на поверхности образцов наносились электроды из платины. На дополнительный электрод подавалось постоянное напряжение положительной и отрицательной полярности от 500 до 3000 В. Потенциал на электроде контролировался с помощью электростатического вольтметра.

На рис. 2 представлена форма импульса давления, восстановленная по предложенной методике по результатам измерений на двадцати образцах различной толщины и при различных значениях напряженности электрического поля E . Следует отметить, что независимо от E , полярности приложенного напряжения и d статистическая ошибка при определении значений p_j для образцов из различных материалов не превышала 11%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Migliori A., Thompson J. D. A nondestructive acoustic electric field probe // J. Appl. Phys.— 1980.— V. 51, N 1.
2. Gerhard-Multhaupt R. Analysis of pressure wave methods for the nondestructive determination of spatial charge of field distributions in dielectrics // Phys. Rev. B.— 1983.— V. 27, N 4.
3. Alquié C., Dreyfus G., Leviner J. Stress-wave probing of electric field distributions in dielectrics // Phys. Rev. Lett.— 1981.— V. 47, N 20.
4. Розно А. Г., Громов В. В. Измерение плотности распределения объемного заряда в твердых диэлектриках // Письма в ЖТФ.— 1979.— Т. 5, вып. 11.
5. Бескаравайный Н. М., Поздеев В. А. Теоретические основы измерения импульсных давлений в жидких средах.— Киев: Наук. думка, 1981.
6. А. с. № 954900 СССР. Устройство для измерения распределения потенциала/В. Ф. Важов, Н. К. Капишников, С. М. Лебедев и др. // Открытия. Изобретения.— 1982.— № 32.
7. Лебедев С. М., Важов В. Ф., Ушаков В. Я. Устройство для акустического зондирования поля объемного заряда в твердых диэлектриках // ПТЭ.— 1983.— № 6.

Поступила 17/XI 1986 г.

УДК 532.529.518.5

ОСЛАБЛЕНИЕ ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН СЛОЯМИ ЗАПЫЛЕННОГО ГАЗА И РЕШЕТКАМИ

Б. С. Кругликов, А. Г. Кутушев

(Москва)

Проблема ослабления воздушных ударных волн (УВ) имеет большое практическое значение во многих областях современной техники, от горно-добывающей промышленности [1] до термоядерной энергетики, где ведутся поиски путей защиты импульсных термоядерных реакторов от действия термоядерных микровзрывов [2]. Одним из технических решений этой проблемы является использование защитных экранов из пылевых (капельных) слоев газозвеси или решеток.

Существующие в настоящее время инженерные методики расчета эффективности таких защитных экранов преимущественно основываются на элементарной теории УВ классической газовой динамики без использования современных сведений из области механики многофазных сред. В такой ситуации практически основным методом исследования — крупномасштабный натурный либо лабораторный эксперимент. По этим причинам применяемые защитные устройства не поддаются эффективному управлению и оптимизации в зависимости от силы УВ, параметров экранирующей системы и т. д. Успешное решение вопросов оптимизации защитных экранов может быть осуществлено путем привлечения адекватных моделей гетерогенных сред и численных методов.

В данной работе обсуждается возможность использования представления о замороженной газозвеси для описания законов затухания и взаимодействия с преградами УВ в слоях запыленного газа и решеток. Исследование проводится для коротких УВ, когда длительность фазы сжатия волны τ_+ значительно меньше характерных времен релаксации скоростей τ_u и температур τ_T фаз ($\tau_+ \ll \tau_u, \tau_T$). При этом условия движение дисперсных частиц в газе за УВ не рассматривается. Область газа с решетками моделируется в рамках двухтемпературной смеси газа с неподвижными частицами конденсированного вещества. Узлы решетки рассматриваются как частицы замороженной взвеси. Влиянием связей решеток на газ пренебрегается (считается, что толщина связей много меньше размеров узлов). Показывается высокая эффективность ослабления воздушных УВ экранирующими слоями газозвеси и решеток при весьма малых объемных содержаниях конденсированной фазы ($\sim 0,1-1\%$). Отдельные аспекты вопроса применимости модели замороженной газозвеси для описания процесса распространения УВ конечной длительности в аэрозвесах рассматривались в [3-7].

1. Постановка задачи и основные уравнения. Изучается прохождение плоской УВ со спадающим профилем давления через слой подвижной или условно неподвижной взвеси твердых частиц, расположенной перед жест-