

05.1; 05.2

©1994

О ПРИРОДЕ ПРОВАЛОВ ПОРОГА ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕОЛОГИЧЕСКОГО ВЗРЫВА В НИЗКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Е.Г. Фатеев

Недавно обнаружено явление, связанное со значительными падениями порога возбуждения \bar{P}_c реологического взрыва (РВ) в переменном электрическом поле около двух НЧ: $\nu_1 \sim 31$ Гц и $\nu_2 \sim 11$ кГц [1]. Причем в опытах с кислым оксалатом аммония (КОА) $\text{NH}_4\text{HC}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ провалы $\bar{P}_c(\nu_1)$ и $\bar{P}_c(\nu_2)$ вблизи их дна наблюдались в частотных диапазонах, отличающихся по ширине на 4 порядка (см. рис. 1, а, г). И если появление $\bar{P}_c(\nu_2)$ можно объяснить диэлектрическими потерями, как показано в [1], то причина провала $\bar{P}_c(\nu_1)$ не так тривиальна. В данной работе строится физическая модель эффекта, из которой следует, что провалы $\bar{P}_c(\nu_1)$ и $\bar{P}_c(\nu_2)$ — это проявления двух принципиально разных механизмов диссипации энергии поля, тесно связанных с условиями возбуждения РВ, найденными в [2–9].

Для прояснения механизма эффекта, обнаруженного с КОА, нами были проведены дополнительные опыты с веществами $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ (I) и $\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ (II) по методике, описанной в [1]. Но ни в (I), ни в (II) никаких особенностей не найдено (рис. 1, а, г). Такая разница в откликах на воздействие НЧ поля указывает, например, на отличия физических свойств КОА и (I–II) в предкритических (при $\bar{P} < \bar{P}_c$) условиях неоднородного сжатия, когда, как показано в [8,9], сложные соединения в процессах размытых фазовых переходов имеют флуктуации состава. В этот момент соединения находятся по существу в дисперсном состоянии с аномальной диэлектрической восприимчивостью в ВЧ и СВЧ полях [10,11]. Подобные аномалии возможны и в НЧ поле, если одна из фаз дисперсной системы имеет жидкое или квазижидкое состояние с высокой подвижностью в ней ионов и катионов (см., например, [12,13]). Причем когда доля жидкой фазы находится в пределах $\vartheta \sim 0.1–0.15$, максимальные значения ϵ и $\text{tg } \delta$ в НЧ дисперсии диэлектрической проницаемости $\epsilon(\nu)$ и потерь $\text{tg } \delta(\nu)$ могут превосходить обычные в 10^3 раз [13,14]. Этой доли достаточно лишь для обволаки-

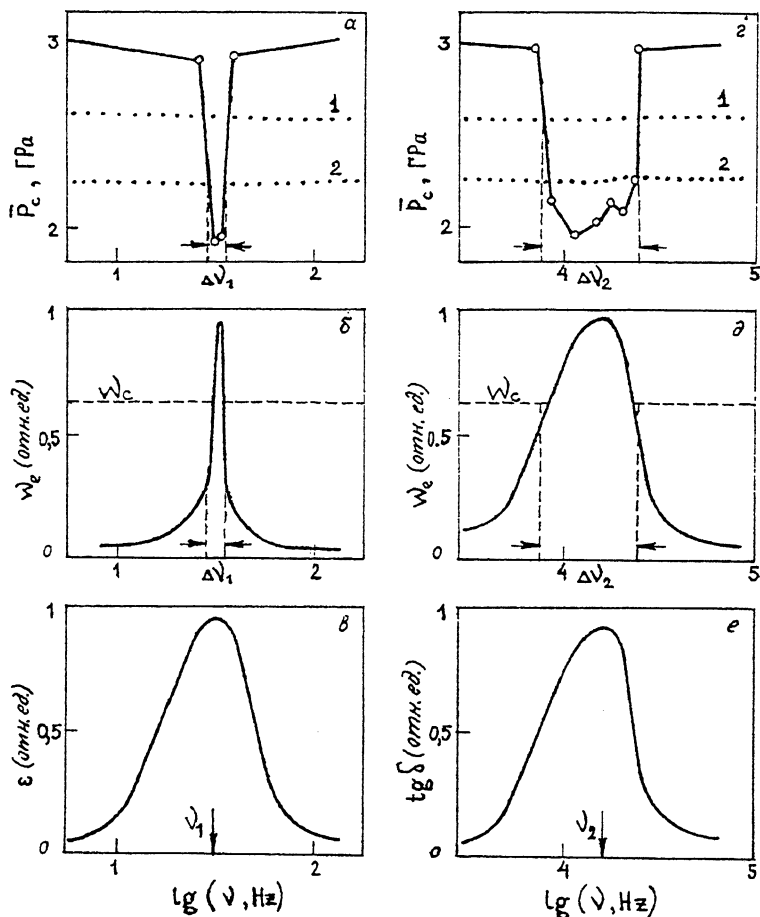


Рис. 1. Частотные зависимости порога возбуждения РВ $\bar{P}_c(\nu)$ для КОА с узким провалом в интервале $\Delta\nu_1 \sim 3$ Гц вблизи $\nu_1 \sim 31$ Гц (а) и широким с $\Delta\nu_2 \sim 3 \cdot 10^4$ Гц около $\nu_2 \sim 11$ кГц (z), обнаруженные в [1]. Соответствующие провалам в предложенной модели частотные спектры: (б) ожидаемой плотности энергии, диссипируемой в пробое, $w_e \propto \epsilon^3(\nu)$ с острым максимумом порядка $w_{e,\max} \sim 10^3$ Дж/см³ и (в) диэлектрической проницаемости $\epsilon(\nu)$ с $\epsilon_{\max} \sim 10^3$; (д) плотности энергосвыделения $w_e \propto \text{tg } \delta(\nu)$, наблюдаемой в [1], и (е) диэлектрических потерь $\text{tg } \delta(\nu)$.

Точечными линиями в (а) и (z) представлены зависимости $\bar{P}_c(\nu)$ без провалов для соединений 1 — $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ и 2 — $\text{SC}(\text{NH}_2)_2$. Штриховой линией в (б) и (д) отмечен порог w_c , выделяющий частотные диапазоны $\Delta\nu_1$ и $\Delta\nu_2$, в которых вводимой $w_e \gtrsim w_c$ достаточно для облегчения инициирования РВ.

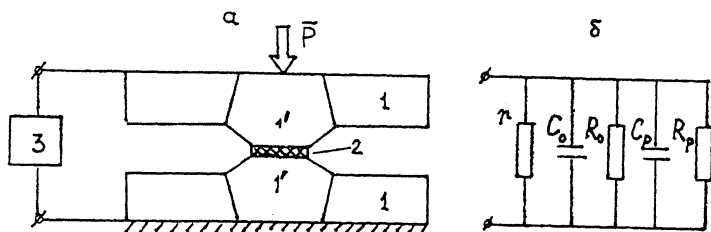


Рис. 2. Система сжатия с наложением НЧ поля (а) и эквивалентная электрическая схема замещения (б).

1 — наковальни Бриджмена, 2 — образец; 3 — генератор прямоугольных импульсов, C_0 — емкость и R_0 — сопротивление образца зажатого между твердосплавными частями (1) наковален, C_p и R_p — паразитные у наковален с воздушной прослойкой, r — сопротивление аппаратурных утечек.

вания частиц дисперсной фазы пленкой в несколько молекулярных слоев. Очевидно, что при быстром изменении доли ϑ , например при дегидратации соединений, индуцированной сжатием, НЧ отклики $\varepsilon(\nu)$ и $\text{tg } \delta(\nu)$ могут быть весьма кратковременны. И поскольку в (I, II) веществах при полной дегидратации может оказаться $\vartheta \sim 0.4-0.5$, то вероятность существования у них продолжительных (до 1-5 с) откликов значительно меньше, чем для КОА, у которого $\vartheta \sim 0.17$.

Обсудим связь возможного резонансного роста $\varepsilon(\nu)$ в НЧ поле с провалом $\bar{P}_c(\nu_1)$. Даже кратковременный всплеск $\varepsilon(\nu_1)$ вызовет процессы накопления электрической энергии $w_e = 0.5U_a Q(t)$ в параметрической емкости $C_0(P, \nu, t)$, образованной наковальнями и образцом, как показано на рис. 2. Можно показать, что в поле с однополярными прямоугольными импульсами любой длительности накопление заряда в C_0 оценивается из соотношения

$$Q(t) \simeq C_0(P, \nu, t)U_a \left(1 - e^{-t/\tau}\right), \quad (1)$$

где $\tau = rR_0R_p(C_0 + C_p)/(R_0 + R_p + r)$ — постоянная времени системы, t — время зарядки, U_a — амплитудное значение напряжения в импульсе. При характерных в опытах с КОА [1] значениях $C_0 \sim 20$ пФ, $R_0 \sim 2$ МОм, $C_p \sim 25$ пФ, $R_p \sim 50$ МОм и $r \sim 1$ кОм получим $\tau \sim 3 \cdot 10^{-2}$ с и, соответственно, время полной зарядки $\Delta t \sim 10^{-1}$ с. Если же $C_0 \propto \varepsilon(\nu)$ вырастет на 2-3 порядка, то $\tau \sim 3$ с и, следовательно, $\Delta t \sim 5-10$ с. Отсюда ясно, что достижение в C_0 максимально возможной w_e ограничено жесткими временными рамками, ибо пик дисперсии $\varepsilon(\nu)$ может быстро спадать и уходить по частоте, как указано выше.

Напряженность поля $E \simeq \varepsilon U_p/d$ с предкритической толщиной образцов КОА $d \sim 2.5 \cdot 10^{-2}$ см в максимуме $\varepsilon \sim$

$\sim 10^2 - 10^3$ может достигать значений $E \sim 10^2 - 10^3$ кВ/см. Этого поля в принципе достаточно для электрического пробоя, так как в подобных КОА диэлектриках пороговые значения $E_c \gtrsim 5 \cdot 10^2$ кВ/см [15].

Однако в условиях неоднородных механических напряжений при сжатии диэлектриков типа КОА между наковальнями возможны пробои в полях с $E_c \lesssim 10 - 10^2$ кВ/см, что реальнее, если учесть лимит времени, ограничивающий накопление энергии в C_0 . Решающую роль в этом случае должны играть локальные срывы механических напряжений, обусловленные образованием микротрещин еще при $\bar{P} < \bar{P}_c$ [3]. В зазор трещин инжектируются электроны и жесткие кванты [3, 16]. По оценкам [3], за время $\Delta t \sim 10^{-5}$ с в зазоре сечением $S_d \sim 10^{-5}$ мм² может оказаться $n_0 \sim 10^{10}$ мм⁻³ заряженных частиц со спектром энергий вплоть до 10^2 кэВ. Для зажигания же несамостоятельного разряда даже в инертных газах при давлении в них 10^5 Па в полях $E \sim 10$ кВ/см достаточно $n_0 \sim 10^7$ мм⁻³ с энергиями порядка 10^2 эВ [17]. В опытах с КОА в подобных зазорах легко окажутся ионы OH^- и NH_4^+ , образующие плазму, диссипирующую энергию разряда. Плотность энергии, вводимую в столб разряда высотой d и сечением S_d , можно из формулы [18]:

$$w_e \simeq \frac{1}{2} C_0 E_p^2 \frac{e}{S_d} \left[1 - (1 + \beta n_0 t)^{-A} \right], \quad (2)$$

где поле E_0 в столбе выражается через E как

$$E_p \simeq E \left(1 + \beta n_0 t \right)^{A/2}. \quad (3)$$

Здесь $A = 2S_d \mu e / C_0 d \beta$, n_0 — концентрация частиц в максимуме эмиссии, μ — их подвижность, e — заряд и β — коэффициент рекомбинации. Время ввода энергии ограничивается $t_c \simeq (n_0/n_c - 1)/\beta n$, когда при n_c и соответствующем E_0 происходит быстрая рекомбинация частиц в плазме. Подставляя t_c в (2) с учетом (3) легко получить

$$w_e \simeq \frac{1}{2} C_0 E^2 \frac{d}{S_d} \left[\left(\frac{n_0}{n_c} \right)^{A/2 C_0} - \left(\frac{n_c}{n_0} \right)^{A/2 C_0} \right]. \quad (4)$$

Естественно полагая $n_0/n_c \gtrsim 1$, видим, что при любом отношении A к C_0 в (4) член в квадратных скобках не меньше единицы, обозначим $\psi \gtrsim 1$. Тогда, выражения E и C_0 через ε , найдем, что

$$w_e \simeq \frac{1}{2} \varepsilon^3 (\nu) \varepsilon_0 (S_0/S_d) (U_a/d)^2 \psi. \quad (5)$$

Из (5) ясно следует, почему провал $\bar{P}_c(\nu_1)$ значительно острее, чем $\bar{P}_c(\nu_2)$. Так, если $\bar{P}_c(\nu_2)$ обусловлен потерями, описываемыми $w_e \propto \operatorname{tg} \delta(\nu) U_p C_0 \nu$ [13], то в области ν_1 энергия поля диссипирует в пробое, как $w_e \propto \varepsilon^3(\nu)$, т.е. кривая дисперсии $w_e(\nu)$ гораздо более острая, чем $\varepsilon(\nu)$ (рис. 1, б, в).

Подставляя в (5) характерные значения $S_0 \sim 0.2 \text{ см}^2$, $d \sim 0.25 \cdot 10^{-1} \text{ см}$, $U_p \sim 65 \text{ В}$ и ожидаемые $S_d \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ см}^2$ и $\varepsilon \sim 10^2 - 10^3$ при $\varepsilon_0 \simeq 10^{-13} \text{ Ф/см}$, найдем, что в пробое может вводиться не менее $w_e \sim 10^2 - 10^3 \text{ Дж/см}^3$, поскольку $\psi \gtrsim 1$. В то же время плотность упругой энергии, диссипирующей в РВ без наложения поля, можно оценить из $w_s(0) \simeq \Delta V \bar{P}_c(0) / V$ [3]. Здесь ΔV — полное изменение объема образца V в системе сжатия при выборе в РВ и $\bar{P}_c(0)$ — порог при $E = 0$. Задавшись обычными в опытах с КОА величинами $\Delta V \simeq (2-4) \cdot 10^{-9} \text{ м}^3$ и $V \sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3$ при $\bar{P}_c(0) = 3 \cdot 10^9 \text{ Па}$, получим соизмеримое с w_e значение $w_s(0) \sim (1-2) \cdot 10^3 \text{ Дж/см}^3$. Отсюда следует, что порог $\bar{P}_c(\nu)$, коррелирующий с наблюдаемым вкладом упругой энергии $w_s(\nu)$, зависит от $w_e(\nu)$ как $\bar{P}_c(\nu) \propto w_s(\nu) - w_s(0) - w_e(\nu)$. То есть острый пик $w_e(\nu)$ вблизи ν_1 , отражающий гигантскую НЧ дисперсию $\varepsilon(\nu)$, или широкий максимум около ν_2 из-за $\operatorname{tg} \delta(\nu)$ “вырежут” соответствующие провалы в зависимости $\bar{P}_c(\nu)$, как показано на рис. 1. Причем глубина обоих провалов в наших оценках соотносится с напряженностью поля как $\bar{P}_c(E) \propto E^2$. Именно такая зависимость $\bar{P}_c(E)$ и была найдена в экспериментах [1].

Таким образом, из представленной модели следует, что узкий провал порога возбуждения РВ в КОА на весьма низкой частоте ν_1 вполне может быть связан с непродолжительными ($< 5-10 \text{ с}$), но гигантскими НЧ всплесками диэлектрической восприимчивости $\varepsilon(\nu)$, приводящими к электрическому пробое. А второй широкий НЧ провал на более высокой частоте связан с диэлектрическими потерями энергии поля с соответствующими тепловыделениями, снижающими порог инициирования РВ. В заключение отметим, что наши численные оценки приближенны. Однако качественное согласие оценок с различных позиций позволяет надеяться на прогноз класса веществ, с возможностью индуцирования у них при сжатии такого дисперсного состояния, при котором могут наблюдаться описываемые выше эффекты.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-013-22334).

Список литературы

- [1] *Фатеев Е.Г.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 10. С. 48-52.
- [2] *Bridgman P.W.* // Phys. Rev. 1935. V. 48. N 15. P. 825-847.
- [3] *Ярославский М.А.* Реологический взрыв. М., 1982. 193 с.
- [4] *Ярославский М.А.* ДАН СССР. 1989. Т. 307. В. 2. С. 369-370.
- [5] *Фатеев Е.Г., Хан В.П.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 20. С. 51-55.
- [6] *Хан В.П., Фатеев Е.Г.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 8. С. 81-84.
- [7] *Ениколопян Н.С., Мхитарян М.С., Карагезян А.А.* // ДАН СССР. 1987. Т. 292. В. 4. С. 887-890.
- [8] *Фатеев Е.Г., Хан В.П.* // ФГВ. 1992. В. 2. С. 70-74.
- [9] *Фатеев Е.Г., Полякова И.Г., Хан В.П.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 20. С. 47-50.
- [10] *Clerc J.P., Giraud G., Laugier J.M., Luck J.M.* // Adv. Phys. 1991. V. 39. P. 191-308.
- [11] *Thompson A.H., Katz A.J., Krohn C.E.* // Adv. Phys. 1991. V. 36. P. 626-750.
- [12] *Духин С.С., Шилов В.Н.* Диэлектрические явления и двойной слой в дисперсных системах и полиэлектролитах. Киев, 1972. 207 с.
- [13] *Челюдэ Т.Л., Деревянко А.И., Куриленко О.Д.* Электрическая спектроскопия гетерогенных систем. Киев, 1977. 232 с.
- [14] *Takashima S., Schwan H.P.* // J. Phys. Chem. 1965. V. 69. N 12. P. 4176-4182.
- [15] *Франц В.* Пробой диэлектриков. М., 1961. 155 с.
- [16] *Bridgman P.W.* // Studies in Large Plastic Flow and Fracture. Ch. 16. Cambridge, Massachysets, 1964. P. 279-292.
- [17] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* // Физика импульсного пробоя газов. М., 1991. 224 с.
- [18] *Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Курбатов Ю.А., Месяц Г.А.* // ЖТФ. 1984. Т. 44. В. 4. С. 791-796.

Институт прикладной механики
Ижевск

Поступило в Редакцию
25 июня 1994 г.