

01;05;12

## Волны фазовых превращений в сильных электрических полях

© Н.И. Кускова

Институт импульсных процессов и технологий АН Украины, Николаев

Поступило в Редакцию 13 января 1998 г.

Работа содержит полуфеноменологическую теорию, дающую выражение для скорости волны фазовых превращений в конденсированной среде при приложении сильного электрического поля. Предлагаемая теория может быть применена для рассмотрения волны электронного лавинного пробоя или волны плавления (испарения) вещества, происходящего под действием электрического разряда.

Воздействие сильных электромагнитных полей на конденсированные среды может привести к следующим видам фазовых переходов: 1) плавлению и (или) испарению — при электрическом пробое (ЭП) твердых (или жидких) слабопроводящих сред и электрическом взрыве проводников (ЭВП), 2) диэлектрик–полупроводник или полупроводник–металл — при электрических разрядах в диэлектриках и высокоомных полупроводниках, — которые при определенных условиях распространяются в виде волн [1–6].

Рассмотрим волны фазовых превращений (ВФП), представляющие собой процессы распространения в среде локальных областей сильной неоднородности электромагнитного поля, в которых происходят какие-либо фазовые переходы.

Найдем скорость распространения ВФП. Запишем общее одномерное уравнение непрерывности, описывающее изменение физической характеристики среды  $f$  (внутренней энергии  $\varepsilon$ , электропроводности  $\sigma$ , концентрации носителей тока  $n$  или плотности  $\rho$ ) при фазовом переходе, происходящем при воздействии сильного электрического поля. Обозначим скорость изменения параметра  $f$   $w = w(E)$  ( $E$  — напряженность электрического поля), а скорость течения среды —  $v$ , тогда

$$\frac{\partial f}{\partial t} \pm v \frac{\partial f}{\partial r} = w. \quad (1)$$

Пусть характерный размер области неоднородности поля, в которой резко меняется характеристика среды  $f$ , —  $\delta$ . Произведя замену переменных  $z = r \pm ut$ , где  $u$  — скорость распространения волны, получим

$$u \cong \frac{w\delta}{\Delta f} \pm v, \quad (2)$$

где  $\Delta f = |f_{\max} - f_0|$ ,  $f_0$  — начальное распределение.

Если течение среды является "встречным" для ВФП, то существует пороговая величина напряженности поля  $E^*$ , при которой ВФП может распространяться.  $E^*$  определяется из условия  $u > 0$ , т.е.  $w(E^*)\delta/\Delta f - v > 0$ .

1. При сверхбыстрых режимах ЭВП возникает сильная неоднородность распределения тока, связанная с образованием и взрывом скин-слоя. Характерный размер области неоднородности плотности тока  $j$  равен ширине скин-слоя  $\delta_j = (0.5\mu\sigma\omega)^{-1/2}$ , где  $\mu$  — магнитная проницаемость,  $\omega$  — частота изменения тока [7]. Механизмом перемещения волны является вытеснение тока из скин-слоя, в котором электропроводность при нагреве металла током высокой плотности резко падает. Скорость выделения энергии определяется скоростью джоулева нагрева  $w(E) = \sigma E^2/\rho$ , тогда из (2) получим выражение для оценки скорости перемещения так называемой волны тока [3] по проводнику

$$u \cong \frac{\sigma E^2 \delta}{\rho \Delta \varepsilon}, \quad (3)$$

где  $\Delta \varepsilon$  — изменение внутренней энергии металла в скин-слое;  $v = 0$ , так как слой, в который перемещается волна тока, холодный.

2. При слабонеоднородных режимах ЭВП, которыми являются так называемые быстрые режимы, все характеристики цилиндрического проводника как в твердом, так и в жидком состоянии однородны, кроме магнитного давления. Так как температура кипения сильно зависит от давления, то объемное испарение невозможно даже при однородном режиме нагрева. Таким образом, распространение испарения в виде ВФП, движущейся от внешней границы к оси проводника, связано с неоднородностью давления  $p$ . Ширина фронта волны испарения в рассматриваемом случае определяется выражением

$$\delta_p = \frac{\lambda}{cP(0)} \frac{dP}{dT_b} \frac{a^2}{2r}, \quad (4)$$

где  $\lambda$  — скрытая теплота испарения,  $c$  — теплоемкость жидкого металла,  $P(0)$  — давление на оси проводника,  $dP/dT_b$  — изменение давления и температуры кипения вдоль кривой фазового равновесия жидкость–газ,  $a$  — радиус проводника,  $r$  — текущая координата фронта волны.

Так как температура проводника однородна до начала кипения, то изменение удельной внутренней энергии на фронте ВФП  $\Delta\varepsilon = \lambda$ , а скорость перемещения ВФП определяется выражением

$$u \cong \frac{\sigma E^2 \delta_p}{\rho \lambda} - v. \quad (5)$$

3. Рассмотрим ВФП, возникающие при ЭП слабопроводящих сред, формирующемся вследствие плавления и (или) испарения вещества, вызывающего образование газовых пузырьков. Электрический разряд в газе происходит за время, значительно меньшее времени, необходимого для их возникновения, и приводит к генерации на фронте ВФП плазмы. Ширина фронта  $\delta_E$  определяется геометрией разрядного промежутка и плазменного канала. Скорость распространения ВФП в рассматриваемом случае можно оценить из выражения

$$u \cong \frac{\sigma E^2 \delta_E}{\rho \Delta\varepsilon} + v, \quad (6)$$

где  $\Delta\varepsilon$  — изменение удельной энергии вещества.

4. Распространение в диэлектриках и полупроводниках плазменных каналов со сверхзвуковыми скоростями, превышающими также и дрейфовые скорости носителей тока, указывает на волновой характер процессов, протекающих при стримерном разряде. Движение стримера в межэлектродном промежутке представляет собой ионизационную волну, на фронте которой в сильном электрическом поле (когда скорость ионизации значительно превышает скорость рекомбинации) происходит существенное изменение концентрации носителей тока на величину  $\Delta n = n_{\max} - n_0 \cong n_{\max} = (\varepsilon w^0 / (e\mu))^{1/2}$  [8]. Тогда выражение (2) для скорости ионизационной волны примет вид [6]

$$u \cong \frac{w^0 \delta_E}{n_{\max}} + v, \quad (7)$$

где  $w^0 = w(E_{\max})$  — скорость генерации электронно-дырочных пар (вследствие туннельного эффекта, ударной ионизации, эффекта Френкеля или фотоионизации),  $v$  — скорость электронов.

Таким образом, сходство ЭВП и ЭП диэлектриков и полупроводников заключается в одинаковом механизме их реализации — в виде ВФП, на фронте которых электропроводность значительно изменяется: при ЭВП резко падает, при ЭП возрастает на несколько порядков. При одинаковой геометрии и временах воздействия электромагнитного поля ВФП, формирующиеся в конденсированных средах, имеют общие закономерности и спектры скоростей распространения: сверхзвуковые или дозвуковые, — в зависимости от величины напряженности поля и вида среды.

## Список литературы

- [1] Ушаков В.Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск, 1975. 258 с.
- [2] Кускова Н.И. ЖТФ. 1983. Т. 53. В. 5. С. 924–925.
- [3] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М., 1990. 288 с.
- [4] Bennet F.D. // Phys. fluids. 1965. V. 8. P. 1425–1435.
- [5] Kuskova N.I., Tkachenko S.I., Koval S.V. // J. Phys.: Condens. Matter. 1997. V. 9. P. 6175–6184.
- [6] Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С. и др. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. В.5. С. 1751–1761.
- [7] Новожиллов Ю.В., Яппа Ю.А. Электродинамика. М., 1978. 352 с.
- [8] Владимиров В.В., Гориков В.Н., Константинов О.В., Кускова Н.И. // Докл. АН СССР. 1989. Т. 305. № 3. С. 586–588.