

01;04

Искровые разряды в конденсированных средах

© Н.И. Кускова

Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
54018 Киев, Украина
E-mail: kvp@aip.mk.ua

(Поступило в Редакцию 13 марта 2000 г.)

Показано, что для описания как быстрых, так и медленных разрядов в конденсированных средах применим формализм волн фазовых превращений. Предложены определения стримера и лидера, описаны механизмы их формирования и распространения. Найдены выражения для оценки скоростей развития разрядов в низкоомных и в высокоомных средах.

Введение

Анализируя известные результаты экспериментальных исследований различных видов электрических разрядов в конденсированных средах, можно прийти к выводу о целесообразности разделения их на быстрые и медленные разряды. К медленным разрядам следует отнести разряды, происходящие в низкоомных средах и распространяющиеся со скоростями, не превышающими скорость звука. Быстрые разряды формируются в высокоомных средах и распространяются со сверхзвуковыми скоростями.

В работе предлагается единый подход к описанию искровых разрядов в конденсированных средах как волн фазовых превращений.

Волны фазовых превращений

Воздействие сильных электрических полей на слабопроводящие или диэлектрические конденсированные среды может привести к следующим видам фазовых переходов: плавлению и (или) испарению при электрическом и лазерном пробое твердых или жидких слабопроводящих сред типа диэлектрик–полупроводник или полупроводник–металл в диэлектриках и высокоомных полупроводниках. При определенных условиях указанные фазовые превращения распространяются в виде волн [1–3].

Рассмотрим волны фазовых превращений, необходимыми условиями формирования и распространения которых является наличие пространственной неоднородности напряженности электрического поля E и механизма ее перемещения в среде. Пусть δ_E — характерный размер области неоднородности поля, в которой происходит фазовый переход и резко меняется какой-либо параметр вещества f : внутренняя энергия, плотность, электропроводность или концентрация носителей тока. Тогда скорость распространения волны фазового превращения

можно оценить из выражения [2]

$$u \cong \frac{w(E)\delta_E}{\Delta f} + v, \quad (1)$$

где $\Delta f = |f_{\max} - f_0|$, f_0 — начальное распределение, $w(E)$ — скорость изменения параметра f , v — скорость теплового расширения или течения среды.

При описании волн фазовых превращений важную роль играют выяснение механизма вытеснения поля из области, в которой произошел фазовый переход, и нахождения ширины фронта волны — характерного размера области пространственной неоднородности поля.

Стримерный разряд в конденсированных средах

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.

Назовем стримером плазменный канал, образующийся в высокоомных средах в области сильного электрического поля вследствие ударной ионизации, фотоионизации или генерации носителей тока электрическим полем и распространяющийся к противоположному электроду в виде ионизационной волны.

Распространение стримеров в конденсированных высокоомных средах имеет общие закономерности. Сильная неоднородность электрического поля, являющаяся очагом инициирования разряда, возникает на границах с диэлектрическими включениями, на шероховатой поверхности электродов, при использовании электродов малого радиуса и т.д. Неравномерное распределение различного вида неоднородностей на поверхности электродов и в самой среде приводит к стохастическому характеру формирования и распространения стримеров.

В области сильного поля происходит резкое увеличение концентрации носителей тока. Рассмотрим одномерное уравнение баланса носителей тока в декартовых

координатах

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \mu \frac{\partial(nE)}{\partial x} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = w(E) - \frac{n}{\tau_r}, \quad (2)$$

где $w(E)$ — скорость генерации электронно-дырочных пар, τ_r — время рекомбинации, D — коэффициент диффузии, μ и n — подвижность и концентрация электронов.

Из уравнения (2) можно получить приближенное выражение для оценки скорости ионизационной волны

$$u \cong \left(\frac{w_0}{n_0} - \frac{1}{\tau_r} \right) \delta_E + \frac{D}{\delta_E} + v_0, \quad (3)$$

где $w_0 = w(E_{\max})$, $v_0 = \mu E_{\max}$, $n_0 = n_{\max}$.

Так как в сильном электрическом поле скорость ионизации значительно превышает скорость рекомбинации, а дрейфовая скорость — диффузионную, то при этом скорость ионизационной волны определяется выражением

$$u \cong \frac{w_0 \delta_E}{n_0} + v_0. \quad (4)$$

Неравенство $w(E)/n_0 \gg \tau_r^{-1}$ определяет пороговое значение напряженности поля E^* , при котором происходит формирование волны, и размер области неоднородности поля δ_E , в которой при заданном напряжении $E > E^*$. Скорость ионизационной волны всегда больше суммы дрейфовой и диффузионной скоростей носителей, а в случае интенсивной ионизации значительно превышает ее. Таким образом, распространение стримеров при воздействии сильных электрических полей на высокоомные среды происходит со сверхзвуковыми скоростями.

Возрастание концентрации электронов на фронте волны ограничено во времени величиной максвелловского времени релаксации поля $\tau_m = \varepsilon/\sigma$ (ε — диэлектрическая проницаемость, σ — электропроводность), тогда максимальное значение концентрации электронов определяется выражением

$$n_0 = \left(\frac{\varepsilon w_0}{e \mu} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где e — заряд электрона.

Соответственно для максимальной электропроводности в головке стримера получаем $\sigma_0 \cong (e \varepsilon \mu w_0)^{1/2}$. За это же время τ_m электрическое поле вытесняется в область перед головкой стримера. Так как электропроводность в стримере ограничена, а время существования сильного поля на фронте стримера мало, то стример — слабоионизированный низкотемпературный плазменный канал, следствием чего и является отсутствие плавления решетки при стримерных разрядах в твердых диэлектриках и полупроводниках. Такие свойства стримера, как слабоионизованность и низкотемпературность, в физике газового разряда использованы для определения стримера.

Важным свойством стримера является его способность к самораспространению, связанная с наличием механизма вытеснения сильного электрического поля из головки стримера, однако падение напряжения в плазменном канале приводит к необходимости быстрого подъема подаваемого напряжения для увеличения длины, на которую может распространяться стример в расходящемся поле. Так как стример является слабоионизированным плазменным каналом, то полное вытеснение поля из него не происходит, поэтому необходимым условием самораспространения стримера является формирование в его головке объемного заряда.

Рассмотрим процессы, происходящие в прианодной области. Электроны имеют возможность уйти на электрод, что связано с так называемой полевой ионизацией [4]. Чем больше работа выхода электронов из металла и напряженность поля в прианодной области, тем больше вероятность полевой ионизации. Уход электронов приводит к образованию положительного объемного заряда. Если подвижность положительно заряженных носителей тока (ионов или дырок) μ^+ , то за время τ объемный заряд сместится на расстояние $r = (\mu + \mu^+) E \tau$. Напряженность поля объемного заряда E' определяется из уравнения Пуассона $\operatorname{div} E' = e p / \varepsilon$, где p — концентрация положительно заряженных носителей тока. Распространение стримера возможно, если величина напряженности поля объемного заряда достигнет порогового значения E^* : $E' \sim E^*$, а время, необходимое для достижения этого условия, можно определить из приведенных выражений с учетом приближенного равенства $p \sim w_0 \cdot \tau$. Таким образом, можно получить выражение для оценки времени формирования стримера

$$\tau = \left(\frac{\varepsilon}{e(\mu + \mu^+)w(E^*)} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Так как плавление и испарение при стримерном разряде не происходят, то наклон фазовой траектории вещества $\Delta P / \Delta T$ на фазовой P – T -диаграмме состояний должен быть больше производной dP/dT , взятой вдоль кривой фазового равновесия твердое тело–жидкость (или жидкость–газ для жидких сред),

$$\frac{\Delta P}{\Delta T} < \frac{dP}{dT}. \quad (7)$$

При рассмотрении фазовых переходов в сильных электрических полях определяющую роль играет электрическое давление $P = \varepsilon E^2 / 2$. Область фазовой диаграммы состояния, в которую попадает вещество в головке стримера, характеризуется электрическим давлением и температурой, выросшей вследствие джоулева нагрева. Большим величинам локальных напряженностей поля ($E > 10^9$ В/м) в головке стримера соответствуют давления $P > 10^7$ Па. Скорости изменения электрического давления и температуры определяются следующими выражениями:

$$\partial P / \partial t = \varepsilon E \cdot \partial E / \partial t \cong \varepsilon E^2 / \tau_f, \quad (8)$$

$$\partial T / \partial t = \sigma E^2 / (\rho c), \quad (9)$$

где τ_f — длительность возрастания напряженности поля до максимального значения, ρ — плотность, c — теплоемкость.

Поскольку $\Delta P / \Delta T \simeq (\partial P / \partial T) / (\partial T / \partial t)$, то можно найти условие, ограничивающее время, необходимое для роста напряженности поля до порогового значения E^* ,

$$\tau_f < \frac{\varepsilon \rho c}{\sigma} \frac{dT}{dP}, \quad (10)$$

где dT/dP представляет собой изменение температуры фазового перехода с давлением вдоль кривой фазового равновесия.

Из вышесказанного следует, что длительность фронта нарастания подаваемого импульса напряжения для формирования стримерного разряда в среде также должна удовлетворять неравенству (10).

Одним из наиболее интересных свойств стримерного разряда является кристаллографическая ориентация плазменных каналов, для описания которой иногда приходится выдвигать сложные гипотезы. Например, показано, что в наиболее изученных кристаллах селенида цинка и сульфида кадмия направления стримерных разрядов совпадают с рассчитанными направлениями синхронизации волн сверхвысокой частоты и света [5,6]. Волны сверхвысокой частоты образуются при движении головки стримера вследствие конкуренции ряда процессов, приводящей к периодическому изменению (колебаниям) электрического поля и плотности плазмы на переднем фронте стримера [7].

Несмотря на сложность моделирования распространения стримеров с учетом излучения электромагнитных волн, параметры стримера, формирующегося в сульфиде кадмия, можно оценить по приближенным формулам (5), (6) при различных значениях напряжения. Исходя из данных эксперимента [1], характерный размер области высокой напряженности поля $\delta_E = 5 \cdot 10^{-6}$ м, тогда величина пороговой напряженности поля $E^* \simeq 3.2 \cdot 10^8$ В/м, а при $\delta_E = 2 \cdot 10^{-6}$ м $E^* \simeq 3.5 \cdot 10^8$ В/м.

Дрейфовая скорость электронов в сульфиде кадмия при $E > 10^8$ В/м насыщена, ее значение $v = 10^5$ м/с [1]. При $D \simeq 10^{-1}$ м²/с, $\delta_E = 2 \cdot 10^{-6}$ м минимальное расчетное значение скорости $u_{\min} \simeq 1.5 \cdot 10^5$ м/с, а при $\delta_E = 5 \cdot 10^{-6}$ м $u_{\min} \simeq 1.2 \cdot 10^5$ м/с. Приведенные расчетные значения совпадают с минимальным значением скорости, полученным экспериментально [8].

Характерные параметры стримерного разряда в сульфиде кадмия, полученные из выражений (5), (6), следующие: стример начинает формироваться в момент времени $\tau \simeq 3$ нс при максимальной напряженности поля $E \simeq 5.4 \cdot 10^8$ В/м. Сильное ионизирующее поле локализовано в малых областях ($\delta_E = 3 \cdot 10^{-6}$ м), оно воздействует на кристалл в течение очень малых промежутков времени ($\tau \simeq 10^{-13}$ с). Скорость распространения стримера составляет $u \simeq 4 \cdot 10^6$ м/с. Максимальная

концентрация электронов в стримере $n_0 \simeq 6 \cdot 10^{24}$ м⁻³, электропроводность в головке стримера $\sigma \simeq 2 \cdot 10^2$ С/м.

Лидерный разряд в конденсированных средах

Определение стримера позволяет более точно описать и лидерный разряд. В самом деле, известно, что лидер образуется в слабоионизированной среде при развитии ионизационно-перегревной неустойчивости, т. е. генерация носителей в нем обусловлена джоулевым разогревом, а ее скорость определяется зависимостью скорости ионизации от температуры.

Назовем лидером плазменный канал, образующийся в слабопроводящих средах вследствие неоднородного джоулева разогрева плазмы и распространяющийся к противоэлектроду также в виде ионизационной волны. Следовательно, лидер может распространяться по ранее сформированному стримерному каналу. Скорость лидера также превышает дрейфовую скорость носителей тока. Лидер является высокотемпературным плазменным каналом.

В качестве примера рассмотрим развитие пробоя в воде в наносекундном диапазоне [9]. Формирование пробоя в дистиллированной воде в наносекундном диапазоне при положительном потенциале на электроде происходит следующим образом. Микронеоднородности, имеющиеся на поверхности электрода, создают локальные зоны высокой напряженности поля, в которых начинается процесс диссоциации, приводящий к формированию стримеров за времена $t < 10$ нс. Рост температуры в стримере приводит к резкому возрастанию вероятности термической ионизации $w(T)$, вследствие чего электропроводность продолжает возрастать и стримерный канал преобразуется в лидерный.

Минимальное время образования стримера $t \simeq 4$ нс. В ионизационной волне, распространяющейся от анода к катоду, имеется резкий максимум напряженности поля, обусловленный положительным пространственным зарядом головки стримера и его вытянутой формой, приводящими к усилению напряженности поля перед ним до значений $E \simeq 2 \cdot 10^9$ В/м при $U = 100$ кВ, длине межэлектродного промежутка $l = 10^{-2}$ м и начальной электропроводности воды $\sigma_0 = 2.76 \cdot 10^6$ С/м. Напряженность поля в стримере уменьшается с ростом электропроводности до значений $E \simeq 3 \cdot 10^5$ В/м. Скорость распространения стримера $u \simeq 2 \cdot 10^5$ м/с, а при $U = 50$ кВ $u \simeq 5 \cdot 10^4$ м/с, что согласуется с оценками, выполненными по выражению (5).

За фронтом стримера происходит интенсивный джоулев разогрев, приводящий к значительному росту температуры, вызывающему развитие ионизационных процессов и дальнейший рост электропроводности. Происходит преобразование стримера в лидер, скорость которого меньше скорости распространения фронта стримера. Распределение температуры существенно неоднородно

как по длине, так и по радиусу плазменного канала, температура может достигать значений $T \cong 10^4$ К [9].

Медленные искровые разряды в слабопроводящих средах

Электрический пробой низкоомных твердых и жидких сред при микросекундных экспозициях напряжения может развиваться вследствие плавления и испарения вещества, приводящих к образованию газовой плазмы. Фазовые переходы твердое тело–жидкость–газ–плазма в данном случае происходят последовательно, один за другим, в области неоднородности электрического поля вследствие джоулева разогрева. Начальный размер пространственной неоднородности поля задается геометрией разрядного промежутка, в реальных условиях он колеблется от 10^{-6} до 10^{-2} м. Величина градиента напряженности поля ограничена лишь техническими возможностями эксперимента. Скорость распространения фронта волны фазовых превращений можно рассчитать по приближенной формуле

$$u \cong \frac{j^2 \delta_E}{\sigma \Delta \varepsilon} + v, \quad (11)$$

где $\Delta \varepsilon$ — полное изменение удельной внутренней энергии вещества на фронте волны.

Из выражения (11) следует, что спектр скоростей распространения разряда в низкоомных средах может быть широким, однако его связь с фазовыми переходами приводит к известному из экспериментов ограничению — скорость развития разряда в данном случае не может превышать скорости звука c , так как фазовые превращения в конденсированных средах сопровождаются изменением объема. Поэтому время формирования медленного разряда ограничено снизу значением $\tau > \delta/c$, а длительность подаваемого импульса напряжения должна быть по крайней мере больше времени формирования разряда.

Электрическое давление для медленных разрядов играет важную роль после перехода вещества в газовое состояние. Так как газ является диэлектриком, то напряженность электрического поля и электрическое давление в области образовавшегося газового пузыря больше, чем в окружающей (слабопроводящей) среде. Разряд в газе приводит к образованию плазмы и является завершающим процессом при формировании медленного искрового разряда. Напряженность поля и электрическое давление в плазменном канале падают, а температура и газокINETическое давление возрастают.

Заключение

Уточнены определения стримера и лидера для конденсированных сред. Найдены выражения для оценки времен формирования и скоростей распространения быстрых и медленных разрядов.

Предложен единый подход к описанию быстрых и медленных искровых разрядов в конденсированных средах как волн фазовых превращений, позволяющий объяснить количественно различие в спектрах их скоростей распространения.

Плотность вещества сильно изменяется только в случае формирования медленных разрядов, что связано с наличием фазового перехода жидкость–газ.

Список литературы

- [1] Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С. и др. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. Вып. 5. С. 1751–1761.
- [2] Кускова Н.И. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 14. С. 41–44.
- [3] Катин В.В., Мартыненко Ю.В., Явлинский Ю.Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 11. С. 665–668.
- [4] Schmidt W.F. // IEEE Trans. on Electr. Insul. 1982. Vol. EI-17. N 6. P. 478–483.
- [5] Грибковский В.П., Прокопья А.Н., Русаков К.И. // ЖПС. 1994. Т. 60. № 3–4. С. 362–368.
- [6] Грибковский В.П., Паращук В.В., Русаков К.И. // ЖТФ. Т. 64. Вып. 11. С. 169–171.
- [7] Владимиров В.В., Горшков В.Н., Константинов О.В. и др. // ДАН СССР. 1989. Т. 305. № 3. С. 586–588.
- [8] Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. и др. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 8. С. 1530–1535.
- [9] Косенков В.М., Кускова Н.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 2017–2020.