

04;05;06;11

Влияние ударного сжатия твердых диэлектриков на процесс инжекции валентных электронов в сильных электрических полях

© Ю.Н. Вершинин, Д.С. Ильичев, П.А. Морозов

Институт электрофизики УрО РАН,
620049 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 8 декабря 1998 г.)

Показано существование зависимости между скоростью импульсного разряда с анода, параметрами ударной волны, напряженностью электрического поля, упругими свойствами и вероятностью ионизации валентной зоны твердых диэлектриков. На примере кристаллов NaCl и KCl проведена количественная оценка этих зависимостей в интервале скоростей разряда $5 \cdot 10^3 - 10^6$ м/с.

В работах [1,2] указывалось на возможность влияния ударного сжатия диэлектриков на процесс электрического пробоя. Возникновение ударных волн в этом процессе обычно связывалось с дуговой стадией разряда, наступающей после замыкания разрядного промежутка каналом пробоя. Последнее, как известно, лежит в основе методов электроимпульсного бурения и дробления горных пород [2].

В то же время генерирование интенсивных ударных волн возможно также и на стадии распространения канала разряда. На это указывают исключительно сверхзвуковые скорости ν_{pa} импульсного разряда с анода в конденсированных диэлектриках [3], сопровождающиеся соответствующим распространением фронта фазового перехода первого рода твердой диэлектрик–плазма [4].

Возникновение плазмы канала разряда с анода является следствием перевода валентных электронов в квазисвободное состояние. Процесс их интенсивной инжекции будет протекать тогда не только при воздействии сильных электрических полей, но также и в условиях сжатия диэлектрика ударной волной, генерируемой фронтом фазового перехода.

Отмеченные выше особенности импульсного разряда с анода предполагают существование зависимости между скоростью разряда ν_{pa} , параметрами ударной волны, упругими свойствами диэлектрика и вероятностью электростатической ионизации $\omega = n/N$, s^{-1} (n — число электронно-дырочных пар, образующихся в единице объема в единицу времени; N — число валентных электронов в единице объема). На возможность такой связи указывает, в частности, зависимость радиуса канала анодного разряда r_0 не только от ширины запрещенной зоны, но и от коэффициентов сжимаемости K твердых диэлектриков [5].

Известно [6], что при сжатии кристаллических диэлектриков и полупроводников ширина запрещенной зоны $E_g(p) = E_g^*$ изменяется как

$$E_g^* = E_g + a_p p \quad (1)$$

в зависимости от величины и знака барического коэффициента a_p . У прямозонных веществ, к которым, в частности, относятся и щелочно-галлоидные кристаллы,

коэффициент a_p пропорционален коэффициенту сжимаемости K

$$a_p = -\gamma K \quad (2)$$

и имеет отрицательное значение. При изотермическом сжатии в диапазоне $9 \cdot 10^{-12} \leq K \leq 200 \cdot 10^{-12}$ γ изменяется в узких пределах $-2.3 \cdot 10^{-19} < \gamma < -1.3 \cdot 10^{-19}$ J со средним значением $\gamma \cong -2 \cdot 10^{-19}$ J [7].

При ударном сжатии коэффициент γ возрастает до средних значений $\gamma \cong -3 \cdot 10^{-19}$ J [6]. Отрицательное значение барического коэффициента свидетельствует о том, что при сжатии вещества ширина запрещенной зоны уменьшается. Соответственно область прямозонных диэлектриков, находящаяся под воздействием ударной волны, при прочих равных условиях будет являться преимущественным источником инжектированных электронов. Если l есть ширина этой области, то степень ионизации диэлектрика при ударном сжатии будет

$$x_e = \omega(l/\nu_{pa}). \quad (3)$$

Исследование одномерной модели кристаллической решетки показало [8], что ширина ударной волны зависит от ее скорости и при больших скоростях приближается к постоянному значению. При этом интенсивность ударной волны уменьшается в e раз на расстоянии $\Delta l = (2-4)d_0$, где d_0 — постоянная решетки.

Далее, исследования вероятности ионизации ω и инжекционных токов в твердых телах посвящено значительное число работ, обобщенных в монографиях [9,10]. Для случая сильной связи электронов соответствующие уравнения предложены в работах [11, 12].

В предположении, что эти уравнения остаются справедливыми и в условиях ударного сжатия, примем, что [12]

$$\omega = n/N = \frac{(eEd^*)^2}{2\pi\hbar E_g^*} \exp\left(-\frac{E_g^*}{eEd^*} \ln 1/\alpha\right). \quad (4)$$

Здесь α — отношение ширины валентной зоны к ширине зоны проводимости, E_g^* и d^* — соответственно эффективные значения ширины запрещенной зоны и постоянной решетки при ударном сжатии. Значения $d^* = d_0(p)$

Таблица 1.

Коэффициенты	LiF	NaCl	KCl	KBr	NaI	CsI
$a, 10^9 \text{ Pa}$	11.73	4.31	1.819	1.710	5.245	4.554
b	5.082	4.993	5.475	5.282	4.033	4.015

Таблица 2.

Параметры процесса	Единицы измерения	NaCl	KCl
Напряжение возникновения разряда U_0	kV	57–320	45–320
Скорости разряда, ν_{pa}	10^3 m/s	6–850	5–1150
Напряженность поля E_0 [5]	10^9 V/m	3.34	2.61
Ширина запрещенной зоны $E_{g,0}$	10^{-19} J	13.6	13.44
Коэффициент сжимаемости K [7]	10^{-12} Pa	42.73	54.91
Давление p_{\min} при $\nu_{pa,\min}$	10^{10} Pa	1.6	1.1

могут быть вычислены из экспериментальных ударных адиабат конкретных диэлектриков [13,14], которые обычно аппроксимируются выражениями типа

$$p = a[(\rho^*/\rho_0)^b - 1], \quad (5)$$

откуда

$$d^* = d_0 / \left(\frac{p}{a} + 1 \right)^{1/3b}. \quad (6)$$

В (5) и (6) d_0 и ρ_0 — постоянная решетки и плотность невозмущенного диэлектрика, a и b — эмпирические коэффициенты. Их значения для некоторых диэлектриков в интервале $10^{10} < p < 10^{11} \text{ Pa}$ приведены в табл. 1.

В модели ионизирующей ударной волны электропроводность диэлектрика перед ее фронтом $\sigma = 0$. В этом случае напряженность поля и критическая степень ионизации диэлектрика на фазовой поверхности во всем интервале воздействующих напряжений и соответственно скоростей ν_{pa} в первом приближении могут быть приняты постоянными [5].

Как отмечалось в работе [3], скорость ν_{pa} в кристаллических диэлектриках зависит от двух начальных условий возникновения разряда: напряжения возникновения U_0 в момент времени t_0 и крутизны фронта импульса $dU/dt(t_0)$. В таких диэлектриках минимальные скорости ν_{pa} обычно в 1.25–1.3 раза превышают продольную скорость звука в соответствующем направлении.

В щелочно-галогидных кристаллах максимальные скорости $\nu_{pa} \geq 3-5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ достигаются при воздействии наносекундных импульсов длительностью фронта $\tau \leq 5 \text{ ns}$ и амплитудным напряжением $U \geq 150 \text{ kV}$. Явной зависимости ν_{pa} от τ при этом не наблюдается (рис. 1).

Использование приведенных выше соотношений для оценки взаимозависимости параметров, влияющих на

процесс ионизации твердого диэлектрика, проиллюстрировано на примере кристаллов NaCl и KCl при исходных данных, приведенных в табл. 2.

Общими для них являются величина разрядного промежутка $h \geq 10^{-2} \text{ m}$, ширина области ударного сжатия $\Delta l = 3d_0$, коэффициент пропорциональности γ в (2) $\gamma = -3 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Давление p_{\min} определялось в детонационном приближении как

$$p_{\min} = \frac{\rho_0 \nu_{pa,\min}^2}{k + 1} \quad (7)$$

при постоянных изотропах $k = 3.83$ (NaCl) и $k = 3.55$ (KCl), вычисленных по методике, приведенной в [14]. В этих условиях

$$\omega_m = \omega_{\min} \frac{\nu_{pa,n}}{\nu_{pa,\min}}, \quad (8)$$

где ω_{\min} — вероятность ионизации при $\nu_{pa,\min}$, ω_n — то же при $\nu_{pa,n} > \nu_{pa,\min}$.

Общий вид поверхностей, например, для NaCl в логарифмических координатах вероятности ионизации ω , давления p и напряженности E приведен на рис. 2, на котором выделена область параметров, соответствующих принятым исходным данным.

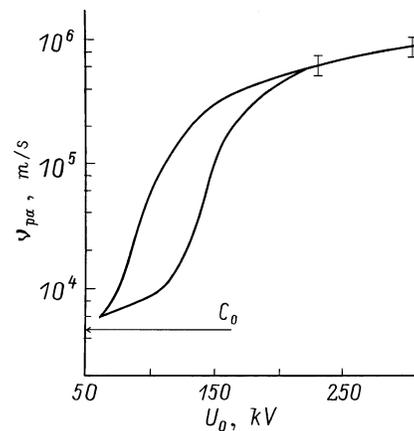


Рис. 1. Зависимость скорости распространения канала импульсного разряда с анода ν_{pa} в NaCl. Нижняя образующая соответствует условию $dU/dt = 0$.

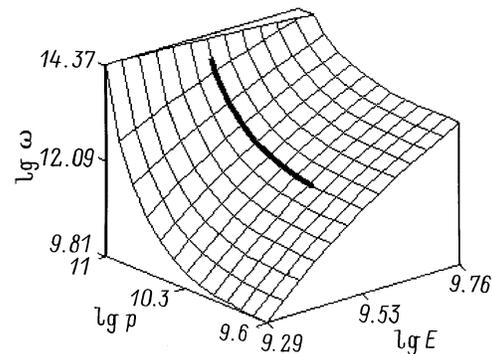


Рис. 2. Поверхности ω , p и E в логарифмических координатах.

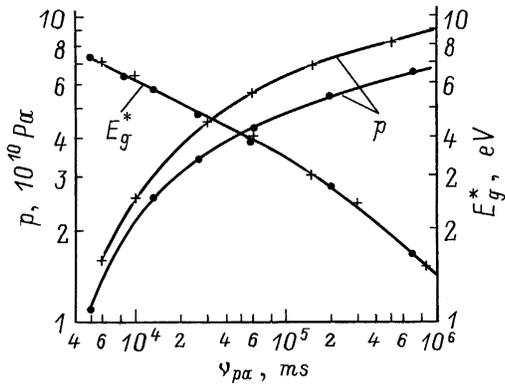


Рис. 3. Зависимость E_g^* и p от ν_{pa} : + — NaCl, ● — KCl.

Зависимость от скорости ν_{pa} значений давления при ударном сжатии и соответствующее им изменение эффективной ширины запрещенной зоны E_g^* при степенях ионизации $x_e(\text{NaCl})=0.256$ и $x_e(\text{KCl})=0.252$ показаны на рис. 3. Полученные результаты не противоречат ранее опубликованным данным. Так, в [6] на основе квантово-механических оценок электропроводности кристаллов KI, CsCl, CsBr и CsI было показано, что при давлениях $p = 1.6-2.7 \cdot 10^{10}$ Па эффективное значение E_g^* изменяется соответственно в пределах $E_g^* = 0.8-0.6E_{g,0}$. Из рис. 3 следует, что в этом интервале давлений $E_g^* = 0.82-0.64E_{g,0}$.

Обращает на себя внимание практическая независимость E_g^* при $\nu_{pa} = \text{const}$ от давления p и индивидуальных свойств диэлектриков. Этот эффект нуждается в специальном исследовании. На качественном уровне он может быть объяснен следующим образом.

Как отмечалось в работе [3], сжимаемость является важным параметром, определяющим динамические характеристики анодного разряда в твердых диэлектриках. Не исключено, что указанная выше особенность зависимости $E_g^*(\nu_{pa})$ также является следствием разностороннего влияния упругих свойств диэлектрика на процесс распространения разряда. Так, скорость ν_{pa} при $U_0, dU/dt = \text{const}$ прямо пропорциональна отношению $K/E_{g,0}$ [3]. Легко убедиться в том, что для гомологического ряда щелочно-галогидных кристаллов $E_{g,0} \sim K^{-1}$ [7], а при $\nu_{pa} = \text{const}$ давление $p \sim K$ (рис. 3). Тогда скорость $\nu_{pa} \sim K^2$, а выражение (1) можно представить в виде

$$E_g^* \sim x\nu_{pa}^{-1/2} + y\nu_{pa}, \quad (9)$$

где x, y — коэффициенты пропорциональности.

Принятое соотношение $\nu_{pa} \sim K^2$ не противоречит экспериментальным данным. Действительно, при $U_0 = 220$ кВ и $dU/dt = 0$ $\nu_{pa}(\text{NaCl}) = 5.8-6.0 \cdot 10^5$ м/с, а $\nu_{pa}(\text{KCl}) = 9.0-9.4 \cdot 10^5$ м/с. Отношение этих скоростей равно 1.55–1.62, а отношение соответствующих квадратов коэффициентов сжимаемости — 1.65.

Приведенные результаты расчетов свидетельствуют о необходимости учета ударной сжимаемости твердых

диэлектриков при анализе закономерностей их импульсного пробоя. Необходимо, однако, подчеркнуть, что они имеют оценочный полуколичественный характер. Это связано с тем, что корректный количественный учет влияния сжимаемости на процесс инжекции электронов в твердых диэлектриках связан с необходимостью проведения целого ряда специальных экспериментальных и теоретических исследований. Прежде всего это относится к изучению влияния давления на электронную структуру широкозонных диэлектриков.¹ Это позволит, в частности, более строго определить значение барических коэффициентов a_p . При этом можно ожидать, что в широком интервале давлений зависимость (1) будет нелинейной. Необходимо также оценить возможность использования уравнений типа (5) при высоких уровнях инжекции со степенью ионизации, близкой к единице. Не исключено, что в этих условиях уравнения будут иметь другой вид, а при больших скоростях ν_{pa} и соответствующих давлениях степень ионизации x_e и зарядовые числа ионов будут больше единицы.

Ильичев Д.С. выражает благодарность за поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (код проекта 97-02-16177).

Список литературы

- [1] Чуенков В.А. // Изв. ТПИ. 1956. Т. 91. С. 45–52.
- [2] Воробьев А.А., Воробьев Г.А., Завадовская Е.К. и др. Импульсный пробой и разрушение диэлектриков и горных пород. Томск: Изд-во ТГУ, 1971. 225 с.
- [3] Вершинин Ю.Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 158–160.
- [4] Vershinin Y.N., Mesyats G.A., Mironov A.L. et al. // Proc. IEEE Int. Puls. Pow. Conf. Sun-Diego (California), 1991. P. 353–355
- [5] Вершинин Ю.Н. // ДАН. 1996. Т. 347. № 5. С. 614–616.
- [6] Твердые тела под давлением / Под ред. В. Пола, Д. Варшауэра. М.: Мир, 1966. 524 с.
- [7] Физические величины. Справочник / Под ред. И.И. Григорьева, Е.И. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [8] Mabvi R., Dwall G.E., Lowell S.C. // Int. J. Mech. Sci. 1969. Vol. 11. P. 1–12.
- [9] Као К.С., Хуанг В. Перенос электронов в твердых телах. М.: Мир, 1984. Ч. 1, 2.
- [10] Ламперт М.А.: Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1972. 285 с.
- [11] Feuer P. // Phys. Rev. 1952. Vol. 88. N 1. P. 92–101.
- [12] Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. Вып. 4(10). С. 994–1003.
- [13] Альтшуллер Л.В., Павловский М.Н., Кулешова Л.В. и др. // ФТТ. 1963. Т. 5. Вып. 1. С. 279–285.
- [14] Баум Ф.А., Станюкевич К.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. М.: ГИФМЛ, 1959. 800 с.

¹ Обзор аналогичных работ для полупроводников и узкозонных диэлектриков выполнен Х. Дрикамером (глава 12 в [6] «Электронная структура твердых тел под давлением»).