

## ФОНОННЫЕ СТРУИ – КАНАЛЫ СТРИМЕРНОГО ПРОБОЯ КРИСТАЛЛОВ

Л.А.Чернозатонский

Рассмотрен акустоэлектронный механизм направленности неполного электрического пробоя кристаллов. Он основан на формировании области сильного электрического поля стримера в направлении струйного потока генерируемых фононов, тормозящих быстрые носители тока.

Неполный пробой диэлектриков и полупроводников привлекает в последнее время внимание тем, что в процессе его обнаружено мощное лазерное излучение<sup>1, 2</sup>. Прорастающие вглубь кристалла проводящие каналы – стримеры распространяются по определенным кристаллографическим направлениям. Однако, эта направленность остается загадкой – существующие теории не дают однозначного описания эффекта<sup>1-4</sup>, несмотря на то, что такие искровые каналы пробоя наблюдаются с 1887 года<sup>3</sup>.

В настоящей работе предложена модель формирования стримера, которая показывает, что направленность пробоя можно объяснить торможением быстрых неравновесных носителей тока возбужденными акустическими фононами в направлениях их „фокусировки”<sup>5</sup>. В рамках этой модели объясняется широкий класс экспериментальных данных по различным кристаллам<sup>1-4</sup>.

Процесс зарождения стримера описываем системой уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j} + W(E), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{E} = - \frac{4\pi}{\epsilon} \operatorname{div} \mathbf{j}, \quad (2)$$

$$\mathbf{j} \cong e n \mathbf{v}_0 + n \mu' \mathbf{f}, \quad (3)$$

в которой приняты обычные приближения (пренебрежение диффузией носителей, равенство их скорости дрейфа и подвижности предельным значениям в сильном поле  $v_0$  и  $\mu'^{-1}$ ) с тем отличием, что в токе (3) учтена сила  $\mathbf{f}$ , вызванная потоком акустических фононов  $S$ <sup>6</sup>:

$$\mathbf{f} = -AS, \quad A \cong 2\gamma_s / n v_s, \quad (4)$$

Эта сила действует против сверхзвукового дрейфа носителей, рождающихся со скоростью  $W(E)$  в сильном электрическом поле  $E$  вследствие ударной ионизации или туннельного эффекта <sup>1</sup>. Коэффициент  $A$  оценен из формулы для акустоэлектрической силы <sup>7</sup>, где  $\gamma_s$  и  $v_s$  — электронный инкремент и скорость звука. Поле „точечного“ источника (от острого электрода, импульса электронного или лазерного луча <sup>1,2</sup>) возбуждает в кристалле из-за стрикции или пьезоэффекта <sup>7</sup> упругие колебания — продольные ( $L$ ), быстрые ( $FT$ ) и медленные ( $ST$ ) поперечные фононы в широком диапазоне направлений волновых векторов  $q$ . Фононы из-за отклонения групповой скорости от фазовой образуют в кристалле интенсивные потоки вдоль направлений „фокусировки” —  $r_\Phi^s$  <sup>5</sup>. Поэтому силу (4) можно приближенно представить в виде:

$$f = \begin{cases} f_s(r, t) r_\Phi^s, & \text{когда } r \parallel r_\Phi^s, (s = L, FT, ST); \\ 0, & r \nparallel r_\Phi^s, (r - \text{расстояние от источника}). \end{cases} \quad (4a)$$

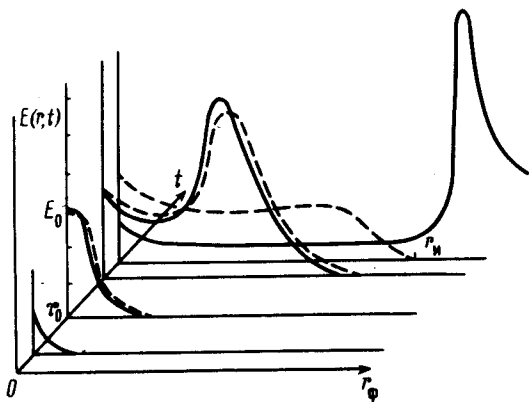
Из уравнений (2–4a) и (1), где распределение концентрации  $n$  считаем как и в <sup>1</sup> — однородным по  $r$ , получим:

$$n = n_i + \int_0^t W(r - \tilde{v}_0 \tau, \tau) d\tau; \quad \tilde{v}_0 = v_0 - \mu' E_s, \quad E_s = -\frac{j_s}{e}, \quad W_{\text{тун}} \sim E^{10/3} e^{-E_i/E} \quad (5)$$

где  $n_i$  — равновесная концентрация электронов,  $f_s$  считаем для простоты постоянной и  $v_0 \gg \mu' E_s$ . Поскольку направления стримеров не совпадают с полем источника, то его рассматриваем как вкрапленную на поверхности кристалла металлическую полусферу радиусом  $r_0 \sim$  мкм <sup>1–4</sup>. Решение уравнения (2) при этом будет иметь вид:

$$E(r, t) \cong \frac{4\pi}{\epsilon} \frac{j_s t}{(r + r_0)^2} - e\tilde{v}_0(r) \int_0^t n(r, \tau) d\tau, \quad (E \parallel r). \quad (6)$$

Здесь  $j_s = Cr_0 \epsilon / 4\pi$ ,  $C$  — скорость линейного роста потенциала  $U$  на полусфере. Уравнения (5) и (6) описывают эволюцию стримера — рисунок.



Зарождение области сильного поля стримера ( $E(r, t)$  по формуле (6)): а — без воздействия фононов — штриховые линии; б — при тормозящем акустическом ветре в направлении фононной „фокусировки” — сплошные линии.

Без влияния фононов ( $f_s = 0$ ) поле сферически симметрично. Область сильного поля отрывается от полусферы в момент  $\tau_0$ , определяемый из уравнения  $\frac{\partial E}{\partial r} = 0, t = \tau_0 = 0$ , и быстро достигает скоростей  $v \sim v_0$  (для CdS  $\tau_0 = 10^{-9}$  с при  $C = 10^{12}$  В/с,  $E_0 = E(0, \tau_0) = 3 \cdot 10^6$  В/см,  $n_0 = n(0, \tau_0) = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>;  $v_0 = 10^7$  см/с при  $T = 80$  К <sup>1</sup>). Пик поля сначала растет, а потом как  $1/r^2$  падает, падает и его скорость движения и на расстоянии  $r_n = \sqrt{j_s / e n_i v_0}$  он практически исчезает. Так, несмотря на рост напряже-

ния  $U = Ct$ , сферический стример угасает тем на меньших расстояниях от источника, чем больше  $n_i$  и  $v_0$ , что объясняет отсутствие наблюдаемого пробоя в кристаллах с большой проводимостью  $\sim 1^{-4}$ , когда  $r_H \lesssim r_0$ .

Влияние фононов проявляется на этапе зарождения стримера  $t \gtrsim \tau_0$ . В это время электрическое поле источника, еще слабо экранированное носителями, резонансно возбуждает вблизи полусферы упругие колебания с частотой  $\omega \gtrsim \tau_0^{-1}$  и длиной волны  $2\pi/q \lesssim r_0$ , т.е. при условии:

$$\frac{dU}{dt} \sim \frac{U(\tau_0)}{\tau_0} \cong \frac{E_0 r_0}{\tau_0} \geq E_0 v_s = C^s. \quad (7)$$

Отсюда для существования пробоя получаем ограничение снизу на рост напряжения:  $(dU/dt)_{min} = C^s$ . Так для CdS при генерации поперечных фононов ( $v_T = 2 \cdot 10^5$  см/с) получаем  $C^T = 6 \cdot 10^{11}$  В/с, что согласуется с экспериментом <sup>1</sup> и на два порядка ниже оценки  $C_{min}^1 = E_0^n v_0$ , где  $E_0^n \gtrsim E_0$  соответствует полю, необходимому для лазерного эффекта. Ямы электрического потенциала, образующиеся за счет обратного пьезоэффекта с максимальной глубиной в направлениях фононной „фокусировки”, тормозят быстрые возбужденные носители при  $t \sim \tau_0$ , что приводит к повышению максимума поля вдоль  $r_\Phi^s$ :  $E_M \cong E_M(r \neq r_\Phi^s) + E_s$  в (6). Из выражения (4) получим оценку поля  $E_s = 2\gamma S / \epsilon n_0 v_s \sim 10^5$  В/см при  $S \sim \eta^2 v_s E_0^2 \sim 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> для кристалла CdS, где пьезоконстанта  $\eta^2 \sim 10^{-2}$  и  $\gamma \sim \gamma_{max} = \eta^2 q / 8$  при  $qv_0 \sim \epsilon n_0 \mu'^{-1}$ ,  $q \sim 10^5$  см<sup>-1</sup>. Экспоненциальная зависимость  $W(E)$  в (5) дает быстрый рост концентрации носителей и проталкивание области сильного поля вдоль  $r_\Phi^s$  — так образуется иглообразный стример (рисунок). Дальнейшее его движение уже со скоростью, определяемой рождением носителей —  $v_W \gg v_0$ ,  $v_s$  ( $v_W^{CdS} \sim 10^8$  см/с), описывается в рамках модели <sup>1</sup> без учета воздействия фононов, возбуждаемых „точечным” источником.

Из условия (7) следует, что величиной  $dU/dt$  можно регулировать направление стримера <sup>1)</sup>. Так при  $v_\Pi < (dU/dt)/E_0 < v_T$  стример может идти только по направлению „фокусировки” поверхностных фононов  $r_\Phi^\Pi$ ; когда  $v_T < (dU/dt)/E_0 < v_L$  — по направлениям  $r_\Phi^T$ , а при  $dU/dt > E_0 v_L$  — и по направлениям „фокусировки” продольных фононов внутри кристалла. Так в NaCl отношение роста напряжений пробоя по различным направлениям <sup>4</sup>  $0,94_{[111]} : 1,00_{[110]} : 1,43_{[100]} \cong v_{ST} : v_{FT} : v_L$  совпадает с отношением скоростей „фокусированных” в те же направления фононов <sup>5</sup>.

В центросимметричных кристаллах NaCl, LiF, KBr и др. <sup>3,4</sup> пробой идет практически по направлениям фононной „фокусировки” при  $E = 0$ . В нецентросимметричных кристаллах пьезоэффект в больших электрических полях приводит к заметному изменению упругих свойств с понижением симметрии за счет нелинейных членов  $e_{i, \alpha\beta}$  <sup>8</sup>. Так гексагональный CdS становится тригональным — в поле  $E_2 \sim 10^6$  В/см появляется новый модуль упругости  $c_{14} = e_{2,14} E_2 \sim 10^9$  Н/м<sup>2</sup>,  $e_{2,14} \sim 10$  К/м<sup>2</sup> <sup>8</sup>. Конуса фокусировки фононов <sup>9</sup> преобразуются в струи, например,  $r_\Phi^{ST} = (\phi = 0^\circ, \theta_{ST} \cong 40^\circ \text{ и } 135^\circ)$ ;  $r_\Phi^L = (\phi = 30^\circ, \theta_L \cong 80^\circ \text{ при } E_2 > 0 \text{ и } \theta_L \cong 100^\circ \text{ при } E_2 < 0, \text{ т.е. при смене полярности напряжения на острое})$ , что совпадает с направлениями стримеров в CdS <sup>1,2</sup> ( $\theta = \pm r_\Phi^s, z$ ).

Существует еще тепловой источник „фокусированных” фононов, обусловленный Джоулевым нагревом носителями тока. Он не только помогает зарождению стримера, но и может в его проводящем канале увеличить коэффициент преломления света  $N$  (при  $dN/dT > 0$ ) и

<sup>1)</sup> При  $dU/dt = \text{const}$  встреча стримера с областью неоднородности, в которой  $E_0^H > E_0$  (например, из-за большей запрещенной зоны  $W^H(E) < W(E)$ ), может привести к его задержке и к возбуждению пробоя нового „точечного” источника с измененным направлением стримера, отвечающим „фокусировке” фононов с более низкой скоростью (например,  $v_T \cong v_L/2$ ).

привести к волноводному захвату лазерного излучения, что может служить одной из причин послесвечения канала <sup>1</sup>.

Автор благодарен за обсуждение результатов работы Л.П.Питаевскому, В.И.Пустовойту и за ценные замечания А.А.Рухадзе.

#### Литература

1. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, 650; ЖЭТФ, 1976, 70, 1751; Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А., Насибов А.С. Квантовая электроника, 1982, 5, 2044.
2. Грибковский В.П., Паращук В.В., Яблонский Г.П. ФТП, 1977, 11, 626; ФТП, 1978, 12, 497.
3. Франц В. Пробой диэлектриков. М.: ИИЛ, 1961.
4. Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высшая школа, 1966.
5. Taylor B., Maris H., Elbaum C. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 416; Phys. Rev. 1971, B3, 1462; Philip Jr., W., Viswanathan K.S. Phys. Rev., 1978, B17, 4969.
6. Келдыш Л.В. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 100.
7. Пустовойт В.И. УФН, 1969, 97, 257.
8. Ljatom V.E. JASA, 1972, 52, 199.
9. Keller O. Phys. Rev., 1974, B10, 1585.

Всесоюзный  
научно-исследовательский институт  
физико-технических и  
радиотехнических измерений

Поступила в редакцию  
18 апреля 1983 г.