Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 11, стр. 600–602 *10 июня 1989 г.*

О ЧЕТНОМ ПО ПОЛЮ ТОКЕ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

А.С.Фурман

Предложен механизм обнаруженного недавно четного по полю тока в сегнетоэлектрике – рассеяние носителей на заряженных центрах, создающих локальную асимметрию поляризации **P**. Ток выражен через коэффициенты разложения свободной энергии по **P**, определяющие его критическое температурное поведение. Предсказывается отрицательная поперечная проводимость в параэлектрической фазе.

1. Симметрия кристаллов без центра инверсии допускает существование четного по полю тока $j_i = \sigma_{ikm} E_k E_m$. Этот ток был исследован теоретически [1–3] и экспериментально [4] в полупроводниках – пьезоэлектриках. Его механизмы в основном связывают с асимметричным рассеянием носителей заряда на примесях, обладающих заданным дипольным или октупольным моментом.

Недавно поперечный ток $j_z = \sigma_{zxx} E_x^2$ был впервые обнаружен в сегнетоэлектрике вблизи фазового перехода [5]. Он наблюдался в монодоменном образце SbSI, был направлен вдоль полярной оси z, менял знак при 180-градусной переполяризации и исчезал при переходе в параэлектрическую фазу. Установлено экспериментально, что ток j_z связан с рассеянием на заряженных центрах, образующих инжектированный объемный заряд. В отсутствие такого заряда ток j_z не возникает. Эти особенности трудно объяснить на основе рассматривавшихся ранее механизмов.

В настоящей работе предложен новый, специфический для сегнетоэлектриков механизм четного по полю тока: необходимая для его появления асимметрия рассеяния определяется локальным асимметричным распределением поляризации **P**, возникающим под действием кулоновского поля заряженного центра. Эти представления позволяют естественным образом объяснить основные результаты эксперимента [5]. Показано, что данный механизм дает в сегнетоэлектрике подавляющий вклад по сравнению с рассмотренными ранее.

2. В соответствии с теорией [1–3] четный по полю ток при рассеянии на примесях с потенциалом V выражается через антисимметричную часть вероятности перехода $W^{AS}_{\mathbf{kk}'}$, которая возникает в борновском приближении во втором порядке теории возмущений:

$$W^{AS}_{\mathbf{kk}'} = \frac{1}{(4\pi)^4 \hbar} \operatorname{Im} \int V_{\mathbf{kk}'} V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}''} V_{\mathbf{k}''\mathbf{k}} \delta(\epsilon_k - \epsilon_{k'}) \delta(\epsilon_k - \epsilon_{k''}) d\mathbf{k}''. \tag{1}$$

Здесь $\epsilon_k = \hbar^2 k^2/2m$ – энергия рассеиваемой частицы с волновым вектором $\mathbf{k}$ и эффективной массой m. Вычислим $W^{AS}_{\mathbf{kk}'}$ для интересующей нас модели заряженного центра в сегнетоэлектрике с фазовым переходом 2-го рода. Подобная модель центра изучалась ранее в [6] при исследовании его вклада в теплоемкость, однако рассеяние носителей на нем не рассматривалось.

Распределение потенциала $V = e\varphi$ описывается уравнением состояния сегнетоэлектрика и уравнением Пуассона

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -\alpha P + \beta P^3 - \kappa \nabla^2 P, \tag{2}$$

$$\epsilon_\perp \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\varphi}{R^2} - 4\pi e \delta(\mathbf{r}). \tag{3}$$

Здесь α и β – известные коэффициенты разложения Ландау–Гинзбурга–Девоншира, $\kappa \nabla^2 P$ – градиентный член, z – полярная ось. В (3) учтено дебаевское экранирование: $R^2 = k_B T / e^2 n$, n – концентрация носителей, T – температура кристалла. (Как мы увидим $W^{AS}_{\mathbf{kk}'} \to \infty$ при $R \to \infty$)

Линеаризуя (2), (3) для P, близких к величине спонтанной поляризации $P_0 = (\alpha/\beta)^{1/2}$, находим симметричную $V^S_{\mathbf{k}'\mathbf{k}''}$ и антисимметричную $V^{AS}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}''}$ части матричного элемента $V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}''}$:

$$V^S_{\mathbf{k}'\mathbf{k}''} = \frac{4\pi e^2(\kappa k^2 + 2\alpha)}{\Phi_{\mathbf{k}}}; \qquad V^{AS}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}''} = -\frac{3\sqrt{\pi} i e^3 \beta P_0 \ln(\alpha) k_z}{2(\epsilon_\perp \kappa)^{1/2}\Phi_{\mathbf{k}}};$$

$$\Phi_{\mathbf{k}} = 4\pi k_z^2 + (\kappa k^2 + 2\alpha)(\epsilon_\perp k_\perp^2 + k_z^2 + R^{-2}); \ \mathbf{k} = \mathbf{k}'' - \mathbf{k}', \ \beta e^2 \ll \kappa. \tag{4}$$

Величина $V^{AS}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}''}$, возникающая во втором порядке по параметру $(P - P_0)/P_0$, вычислена с логарифмической точностью при $\alpha \ll 1$, $k^2 \lesssim \alpha/\kappa$ и $R^2 \gtrsim \kappa/\alpha$. Подставляя (4) в (1) находим

$$W^{AS}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = \frac{1}{32}\left(\frac{\kappa}{\pi\epsilon_\perp^3}\right)^{1/2} \frac{e^4 m}{\hbar^3 q} V^{AS}_{\mathbf{q}} C\delta(\epsilon_k - \epsilon_{k''}), \ \mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}', \tag{5}$$

$$C = 1 \text{ при } q^2 \gg \frac{\alpha}{\kappa}, \ \frac{\alpha^2}{\kappa} \ll q_z^2 \ll \kappa \cdot k^4; \ C = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\kappa}{2\alpha}\right)^{1/2} q \ln\left(\frac{\alpha R^2}{\kappa}\right) \text{ при } q^2 \ll \frac{\alpha}{\kappa}, q_z^2 \ll \frac{\alpha^2}{\kappa}.$$

3. Оценим теперь величину четного по полю тока $j_z = \sigma_{zxx} E_x^2$, полагая, что время релаксации импульса τ определяется в основном симметричными рассеивателями, присутствующими наряду с рассотренными выше центрами. Ток j_z возникает в результате передачи импульса вдоль оси z при асимметричном рассеянии неравновесных носителей, движущихся преимущественно вдоль оси x под действием поля E_x. Приравняв темп передачи импульса $P_x \to P_z$ к темпу релаксации импульса P_z, находим

$$j_z \sim j_x\left(\frac{\mu E_x}{v_T}\right)\tau\omega, \ \omega = N\int \frac{k_z'}{k} W^{AS}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} d\mathbf{k}', \ j_x = e\mu n E_x. \tag{6}$$

Здесь $\mu = e\tau/m$ – подвижность носителей, v_T – их тепловая скорость, $\mathbf{k}$ – тепловой волновой вектор ($k = m v_T/\hbar$), направленный вдоль приложенного поля (по оси x), N – концентрация асимметричных рассеивателей. Более строгий вывод выражения (6) может быть проведен по аналогии с [2]. Подставляя (5) в (6), после интегрирования получим

$$\omega = -\frac{Ne^7 m^{3/2}}{\hbar^4} \frac{\beta P_0 \sqrt{\kappa}}{(k_B T)^{1/2}} \ln(\kappa k^2)\ln\alpha; \ \frac{\alpha}{\kappa k^2} \ln\left(\frac{\alpha R^2}{\kappa}\right) \ll \ln(\kappa k^2). \tag{7}$$

Примечательно, что в соответствии с (6), (7) ток j_z направлен против поляризации P_0 независимо от знака заряда рассеивающих центров и носителей.

Рассмотрим поведение тока j_z вблизи температуры фазового перехода T_0, предполагая, что величины τ и N мало меняются в рассматриваемом интервале T. Подставляя в (6) и (7) $\alpha = \alpha_0(T_0 - T)$ находим

$$j_z/j_x \propto (T_0 - T)^{1/2}\ln(\alpha_0(T_0 - T)). \tag{8}$$

Оценим ток j_z для SbSI, полагая $N \sim 10^{18}$ см$^{-3}$, $\mu \sim 50$ см^2/В · с, $\beta \sim 3 \cdot 10^{-13}$ ед СГСЭ, $\alpha_0 \sim 3 \cdot 10^{-5}$ К$^{-1}$, $\kappa \sim 10^{-15}$ см^2 [7]. При этом, как следует из (6), (7), соотношение $j_z/j_x \sim$ $\sim 1\%$ должно достигаться в полях $E_x \sim 10^3$ В/см, что хорошо согласуется с экспериментом [5]. Отметим, что в других сегнетоэлектриках с более сильной нелинейностью ($\beta \sim 10^{-9}$ ед СГСЭ) это значение тока может достигаться в гораздо меньших полях E_x.

Для сравнения оценим величину ω для рассматривавшегося ранее рассеяния на центрах с заданным дипольным моментом d атомного порядка: $\omega = \omega_d \sim N(edk)^3/\epsilon^3(k_B T)^2\hbar$. Сопоставляя с формулой (7), находим $\omega/\omega_d \sim 10^2 - 10^4$. Таким образом, предлагаемый механизм доминирует. Это связано с тем, что потенциал V^{AS}, в отличие от дипольного, слабо спадает на расстояниях $\sim k^{-1} \ll (\kappa/\alpha)^{1/2}$.

4. В параэлектрической фазе при $P_0 = 0$ ток $j_z = 0$. Однако, при наличии поля E_z возникает поляризация $P_0' = E_z/\alpha$ и обсуждаемое асимметричное рассеяние должно приводить к току $j_z \sim$

$\sim -E_z$, который согласно (6), (7) направлен против вектора $\mathbf{P}_0'$ и, следовательно, против поля E_z. Если j_z превышает по модулю ток проводимости $e\mu nE_z$, то в кристалле должна возникать абсолютная отрицательная поперечная проводимость, приводящая к доменной электрической неустойчивости, аналогичной описанной в [8,9]. Используя (6), (7), находим критерий неустойчивости

$$\mu E_x^2 \omega\tau / v_T \alpha P_0 > 1.$$

В SbSI он может выполняться при $E_x \sim 10^4$ В/см для температуры на несколько градусов выше точки фазового перехода.

Автор благодарен М.И.Дьяконову, Ю.Б.Лянда-Геллеру и Г.Е.Пикусу за весьма полезные обсуждения.

Литература

1. *Казлаускас П.-А.В., Левинсон И.Б.* ФТТ, 1964, 6, 3192.
2. *Блох М.Д. и др.* ФТП, 1978, 12, 249.
3. *Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 268.
4. *Ткаченко А.Ю., Иванов Ю.Л.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 270.
5. *Греков А.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 431.
6. *Даринский Б.М. и др.* ФТТ, 1980, 22, 3129.
7. *Герзанич Е.И., Фридкин В.М.* Сегнетоэлектрики $A^5B^6C^7$. М.: Наука, 1982.
8. *Аше М. и др.* Горячие электроны в многодолинных полупроводниках. Киев: Наук. Думка, 1982.
9. *Дьяконов М.И., Фурман А.С.* Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 180; ЖЭТФ, 1984, 87, 2063.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 марта 1989 г.

После переработки
17 апреля 1989 г.