Краткие сообщения по физике № 8-1984 г.

ПЕРЕНОС ЗАРЯДА В АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

А.И. Агафонов, В.Н. Селезнев

УДК 621.315.592

Теоретически показано, что полевая зависимость проводимости аморфных полупроводников обусловлена перестройкой энергетического распределения локализованных состояний во внешнем поле (эффект Штарка в некристаллических средах).

Известные теории /1/ переноса заряда в аморфных полупроводниках в сильных электрических полях ($\gtrsim 10^5$ В/см) основаны на ранних работах Френкеля /2/ и Онзагера /3/. Общим для этих теорий является классический анализ влияния внешнего электрического поля на движение частицы в кулоновском поле центра захвата.

В настоящем сообщении представлена теория переноса заряда в аморфных полупроводниках в сильных электрических полях, основанная на изменении энергии ионизации локализованных состояний во внешнем поле (эффект Штарка). Принципиальное положение модели заключается в том, что потенциальная энергия гамильтониана, определяющего собственные состояния центра захвата, не обладает центральной симметрией. В силу кулоновского отталкивания между электронами перенос заряда в аморфном полупроводнике контролируется только основными состояниями центров захвата с энергией ионизации E и радиусом локализации $r_E \gtrsim r_B \kappa m_e/2m_*$ (r_B – боровский радиус, κ – высокочастотная диэлектрическая постоянная, m_* – эффективная масса).

Волновую функцию основного состояния центра захвата представим в виде /4/:

$$\Psi_E(r, \theta, \varphi) = A\exp(-r/r_E)\chi(r, \theta, \varphi),$$

где $\chi(r, \theta, \varphi)$ – степенная функция r, $r_E = h/\sqrt{2m_*E}$. Вид функции χ определяется конфигурацией ближайших атомов у центра захвата. Из-за отсутствия дальнего порядка в аморфном веществе для ансамбля дефектов с близкими E свойства функции χ по отношению к выделенному направлению, заданному внешним полем $\vec{F}$, являются случайной величиной. В частности, проекция дипольного момента на это направление также случайная величина.

Оператором возмущения является энергия электрона в электрическом поле F. С учетом второго приближения теория возмущений для энергии ионизации E в поле F получим:

$$E(F,\xi,\gamma) = E + \frac{3}{2}\ \frac{g\hbar F}{\sqrt{2m_* E}}\ \xi + \frac{g^2\hbar^2F^2}{m_* E^2}\ \gamma,$$

где ξ и γ являются случайными величинами для ансамбля центров захвата с энергией ионизации E. Величина

$$\xi = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta\ |\,\chi(r_1,\theta,\varphi)\,|^2 \cos\theta\, \sin\theta\ \left(\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta\ |\,\chi(r_2,\theta,\varphi)\,|^2 \sin\theta\right)^{-1},$$

где параметры r_1 и r_2 порядка r_E, обладает свойством $|\xi| \leqslant \xi_c \sim 1$. Определяемая возбужденными состояниями центра захвата, случайная величина γ распределена в интервале $0 < \gamma_c \leqslant \gamma \leqslant \gamma_M$. При вычислении физических величин необходимо производить усреднение по реализациям случайных величин /1/.

Пусть $N(E)$ — плотность основных состояний центров захвата при $F = 0$. Тогда проводимость по нелокализованным состояниям на постоянном токе имеет вид /5/:

$$\sigma(F,T) = q\mu(T)\left(\frac{N_0}{N_t}\right)\int N_{av}(E,F)\, f(E,T)\exp(-E/kT)\,dE,$$

где $\mu(T)$ — подвижность носителей, N_0 — концентрация состояний в зоне подвижности, $N_t = \int N_{av}(E,F)\,dE$,

$$N_{av}(E,F) = \int P(\xi)\,d\xi \int P(\gamma)\,d\gamma\, N(E(F,\xi,\gamma)) \tag{1}$$

— плотность локализованных состояний в поле F. Предположим, что величины ξ и γ являются независимыми и $P(\xi)$, $P(\gamma)$ — равномерные распределения в соответствующих интервалах.

Полагая $N(E) = N_t^0\,\delta(E - E_0)$, для проводимости $\sigma(F,T)$ получим:

$$\sigma(F,T) = q\mu(T)\, f(E_0,T)\, N_0\, \frac{2^{3/2}}{3}\ \frac{(kT)^2 m_*^{3/2} E_0^{5/2}}{q^3\hbar^3F^3\xi_c(\gamma_M - \gamma_c)}\ \times$$

$$\times\ \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{3}{2}\ \frac{q\hbar F\xi_c}{kT\sqrt{2m_*E_0}}\right)\left[\exp\left(-\frac{q^2\hbar^2F^2\gamma_c}{kTm_*E_0^2}\right) - \exp\left(-\frac{q^2\hbar^2F^2\gamma_M}{kTm_*E_0^2}\right)\right].$$

Следует отметить, что согласно (1) из моноэнергетического распределения N(E) в электрическом поле образуется энергетический спектр локализованных состояний, ширина которого увеличивается с ростом F. В области слабых полей $F < F_f = 2kT\sqrt{2m_* E_0}/3q\hbar\xi_c$ из (2) следует, что проводимость аморфного полупроводника не зависит от электрического поля. В сильных полях $F > F_f$ проводимость экспоненциально увеличивается с ростом F. Полагая $2m_*/\xi_c^2 = 0{,}3m_e$, $E_0 = 1$ эВ, $T = 300$ K, получим оценку $F_f = 3\cdot 10^5$ В/см. В этой области полей $\sigma(F,T)$ (2) имеет асимптотику

$$\sigma(F,T) = \sigma_A(F,T)\exp[-\frac{1}{kT}(E_0 - \frac{3}{2}\frac{q\hbar F\xi_c}{\sqrt{2m_* E_0}} + \frac{q^2\hbar^2F^2\gamma_c}{m_* E_0^2})],$$

где $\sigma_A(F,T)$ – степенная функция от F и T. Отметим, что при $F \gtrsim F_s = m_*^{1/2}E_0(kT)^{1/2}/q\hbar\gamma_c^{1/2}$ формулы (2) и (3) предсказывают отклонение от линейной зависимости $\log\sigma \propto F$ и, таким образом, имитируют закон Френкеля – Пула /2/.

В сильных электрических полях возможен разогрев электронного газа. Для экспериментального наблюдения исследуемого эффекта существует ограничение на $\mu(T)$, возникающее, например, из-за процесса ударной ионизации носителей с локализованных состояний. Для оценки положим, что энергия горячего электрона в поле F_f есть $E_h = (m_c/2)\mu^2F_f^2$, где m_c – эффективная масса в зоне подвижности. Из неравенства $E_h < E_0$ следует

$$\mu \leq \mu_K(T) = 3q\hbar\xi_c/2kT\sqrt{m_* m_c}.$$

Оценка $\mu_k(T)$ с точностью до численного множителя совпадает с формулой для подвижности носителей на краю зоны подвижности в некристаллической среде /1/.

Поступила в редакцию 23 января 1984 г.
После переработки 14 мая 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Мотт, Э. Дэвис, Электронные процессы в некристаллических веществах, "Мир", М., 1982 г.
2. J. Frenkel, Phys. Rev., **54**, 647 (1938).
3. L. Onsager, Phys. Rev., **54**, 554 (1938).
4. В.Л. Бонч-Бруевич и др., Электронная теория неупорядоченных полупроводников, "Наука", М., 1981 г., с. 113.
5. A.I. Rudenko, V.I. Arkhipov, J. Non-Cryst. Sol., **30**, 163 (1978).