

УДК 539.293 : 539.219.1 : 538.569

ИОНИЗАЦИЯ ПРИМЕСЕЙ СОЛИТОНОМ В СВЕРХРЕШЕТКЕ

Э. М. Эпштейн

Вычислена вероятность ионизации примеси в сверхрешетке при прохождении солитона. Рассмотрен случай, когда глубина залегания примеси велика по сравнению с шириной минизоны и тепловой энергией электрона. Найдено время пробега солитона, определяемое ионизацией примеси.

В работах [1, 2] была показана возможность распространения электромагнитных солитонов в полупроводниковой сверхрешетке (СР). В связи с этим представляет интерес рассмотрение эффектов, которые могли бы быть использованы для обнаружения солитонов в СР. Ранее [3] было исследовано увлечение носителей тока солитонами (солитонно-электрический эффект). Здесь мы рассмотрим ионизацию примесей солитонами, которая должна проявиться в затухании солитонов и рекомбинационном излучении (люминесценции).

Как показывают оценки [1], ширина солитона велика по сравнению с периодом СР и с радиусом примесного состояния. Поэтому можно пренебречь пространственной зависимостью поля солитона и задавать последнее в виде [1]

$$E(t) = E_0 \operatorname{sech}(ut/w). \quad (1)$$

Амплитуда солитона E_0 связана с его скоростью u и шириной w соотношением [1]

$$eE_0 wd/u = 2, \quad (2)$$

где d — период СР, используется система единиц, в которой $\hbar = 1$.

Будем полагать глубину залегания примесного уровня большой по сравнению с изменением потенциала СР на длине d . Тогда волновая функция электрона, локализованного на примеси, будет иметь тот же вид, что и в однородном кристалле [4]; мы выберем ее в обычном виде

$$\psi_1(r, t) = \pi^{-1/2} \kappa^{3/2} \exp(-\kappa r - iVt), \quad (3)$$

где κ — обратная величина радиуса локализации, V — энергия примесного уровня, отсчитываемая от середины минизоны проводимости.

В связи с непараболичностью электронного спектра СР удобнее работать в импульсном представлении, где

$$\psi_1(k, t) = \frac{8\sqrt{\pi} \kappa^{5/2}}{(k^2 + \kappa^2)^2} \exp(-iVt), \quad (4)$$

а волновая функция электрона в минизоне проводимости имеет вид

$$\psi_2(k, t) = (2\pi)^{3/2} \delta(p - k) \exp(-i\varepsilon_p t); \quad (5)$$

$$\varepsilon_p = (p_{\perp}^2/2m_{\perp}) - \Delta \cos p_z d; \quad (6)$$

p_z, p_\perp — составляющие квазимпульса вдоль и поперек оси CP , m_\perp — поперечная эффективная масса, Δ — полуширина минизоны проводимости. Матричный элемент перехода электрона с примеси в состояние с квазимпульсом p в минизоне проводимости равен

$$M_{12}(p, t) = \sum_k \psi_2^*(k, t) U(k, t) \psi_1(k, t); \quad (7)$$

$$U(k, t) = -(e/c) A(t) (\partial \varepsilon_k / \partial k), \quad (8)$$

$A(t)$ — векторный потенциал поля солитона, определяемый соотношением $E(t) = -(1/c)(dA/dt)$.

В соответствии с [1] будем предполагать, что солитон движется поперек оси CP (вдоль образующих ее слоев), а поле солитона (1) направлено вдоль оси CP . Тогда

$$M_{12}(p, t) = \frac{2^{3/2}}{\pi} \frac{e \Delta d \kappa^{5/2}}{c} \frac{\sin p_z d}{(p^2 + \kappa^2)^2} A(t) \exp(-i \Omega_p t), \quad (9)$$

где $\Omega_p = \varepsilon_p - V$.

Полная вероятность ионизации примесного уровня при прохождении солитона равна

$$\begin{aligned} W &= \sum_p \left| \int_{-\infty}^{\infty} M_{12}(p, t) dt \right|^2 = \\ &= 128 \Delta^2 \kappa^5 \sum_p \{ (\sin^2 p_z d) [(p^2 + \kappa^2)^4 \Omega_p^2 \operatorname{ch}^2(\pi \omega \Omega_p / 2u)]^{-1} \}. \end{aligned} \quad (10)$$

Рассмотрим случай, когда $V \gg kT$, $V \gg \Delta$. Тогда $\Omega_p \approx V$ и формула (10) принимает вид

$$W = 128 \left(\frac{\Delta}{V} \right)^2 \kappa^5 \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\pi \omega V}{2u} \right) \sum_p \frac{\sin^2 p_z d}{(p^2 + \kappa^2)^4} = \quad (11)$$

$$= \left(\frac{\Delta}{V} \right)^2 \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\pi V}{e E_0 d} \right) F(\xi);$$

$$F(\xi) = \frac{64}{3\pi^2} \xi^5 \int_0^\pi \frac{\sin^2 x dx}{(x^2 + \xi^2)^3}. \quad (12)$$

Функция $F(\xi)$ не выражается в табулированных функциях. При $\xi \ll 1$

$$F(\xi) = (4/3\pi) \xi^2,$$

при $\xi \gg 1$

$$F(\xi) = 16/9\pi \approx 0,57.$$

Если концентрация примеси равна N , то энергия, теряемая солитоном в единицу времени, составляет (в расчете на единицу площади) $\Lambda u W V$. При излучательном механизме рекомбинации неравновесных носителей эта энергия будет выделяться в виде рекомбинационного излучения (люминесценции). Соответствующее время пробега солитона по порядку величины равно

$$\tau_s \sim E_0^2 \omega / 4\pi N u W V. \quad (13)$$

Сделаем численные оценки. При $d \sim 10^{-6}$ см, $\kappa \sim 10^7$ см $^{-1}$, $V \sim 10^{-1}$ эВ, $\Delta \sim 10^{-2}$ эВ, $E_0 \sim 10^5$ В/см получаем $W \sim 10^{-5}$. При $N \sim$

$\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ из (12) следует $\tau_s \sim 10^{-5} \text{ с}$, что на 3—4 порядка больше, чем в случае затухания солитона на свободных носителях [1, 5]. Из сравнения с результатами работ [1, 5] следует, что примесное затухание солитона становится существенным при концентрации примесей $N > 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Выше мы рассматривали лишь электростатическую ионизацию примесей (туннелирование электронов с примесных состояний в зону проводимости в поле солитона) и не учитывали возможность ударной ионизации, при которой примесь ионизируется свободным электроном, приобретающим энергию в поле солитона. Как показывают оценки, при не очень больших концентрациях свободных носителей ударной ионизацией можно пренебречь. Действительно, энергия, приобретаемая электроном в поле солитона, $\delta\epsilon \sim (eE_0\omega/m_{\parallel}u)^2/m_{\parallel}$, где $m_{\parallel} \sim (\Delta d^2)^{-1}$ — эффективная масса электрона вдоль оси СР. С учетом (2) получаем $\delta\epsilon \sim \Delta \ll V$. Концентрация электронов, способных ионизовать примесь, составляет $\delta n \sim n(V/\Delta)^{1/2} \exp(-V/\Delta)$, где n — полная концентрация электронов проводимости. Умножая эту величину на скорость таких электронов $\sim (Vd^2\Delta)^{1/2}$, время релаксации их энергии τ_e и сечение ионизации $\sigma_i \sim \kappa^{-2}$, получаем для вероятности ударной ионизации примесного атома при прохождении одного солитона

$$W_i \sim (nVd\tau_e/\kappa^2) \exp(-V/\Delta). \quad (14)$$

Отсюда следует, что при $\tau_e \sim 10^{-11} \text{ с}$ и указанных выше значениях остальных параметров $W_i \ll W$, если $n \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эпштейн Э. М. — ФТТ, 1977, 19, с. 3456.
2. Тетервов А. П. — УФЖ, 1978, 23, с. 1182.
3. Эпштейн Э. М. — ФТП, 1980, 14, с. 2422.
4. Шик А. Я. — ФТП, 1974, 8, с. 1841.
5. Эпштейн Э. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 10, с. 1293.

Поступила в редакцию
23 февраля 1981 г.

IMPURITY IONIZATION BY SOLITON IN A SUPERLATTICE

E. M. Epshtein

The impurity ionization probability during a soliton passing in superlattice is calculated. The case is considered when impurity energy depth is larger than the superlattice miniband width and an electron thermal energy. The soliton free path length due to impurity ionization is found.