ИОНИЗАЦИЯ ПРИМЕСЕЙ БРИЗЕРАМИ В СВЕРХРЕШЕТКЕ

Крючков С. В., Сыродоев Г. А.

Показана возможность распространения электромагнитных бризеров в полупроводниковой сверхрешетке (СР). Такой вывод сделан из того факта, что при определенных условиях уравнение для векторного потенциала имеет вид уравнения синус-Гордона, допускающего, кроме солитонного, решение в виде бризера (биона).

Одним из возможных каналов потери энергии бризером является потеря на ионизацию примесных центров. В работе рассмотрена задача об ионизации примеси бионом и сделана оценка времени пробега бризера τ. При концентрации примеси $N \sim 10^{17}$ см$^{-3}$, глубине залегания примеси $V \sim 10^{-1}$ эВ, частоте колебаний солитон-антисолитонной пары $\omega \sim 10^{14}$ с$^{-1}$ и других типичных для СР параметрах получено $\tau \sim 10^{-10}$ с, что на 2—3 порядка меньше времени пробега солитона в аналогичных условиях.

В работах [1, 2] была показана возможность распространения электромагнитных солитонов в полупроводниковой сверхрешетке (СР). Такой вывод был сделан из того обстоятельства, что при определенных условиях уравнение для векторного потенциала **A** в СР сводится к известному уравнению синус-Гордона. Однако уравнение синус-Гордона имеет и другой тип решений — бризеры (бионы) [3], которые можно интерпретировать как связанные состояния солитонов и антисолитонов. Энергия, необходимая для возбуждения бризера, может во много раз уступать энергии возбуждения солитона (из-за относительно большой энергии связи), что делает весьма актуальным исследование возможности распространения бионов в СР.

Здесь будет показано, что в СР могут распространяться электромагнитные бризеры. Мы также рассмотрим ионизацию примесных центров бионами, которая должна проявиться в их затухании и рекомбинационном излучении.

Пусть характерная длина, на которой происходит изменение электромагнитного поля, велика по сравнению с де-бройлевской длиной волны электрона и периодом СР, а электронный энергетический спектр описывается выражением

$$\varepsilon_p = \frac{p_\perp^2}{2m} + \Delta\,(1 - \cos p_z d), \quad \hbar = 1. \tag{1}$$

Тогда для $F=(e/c)A_z d$ имеем уравнение [1]

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} - V^2 \nabla^2 F + \omega_0^2 \sin F = 0, \tag{2}$$

где

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 m d^2 \Delta \frac{I_1(\Delta/kT)}{I_0(\Delta/kT)},$$

ω_p — ленгмюровская частота, d — период СР, V — скорость электромагнитной волны в отсутствие электронов. Уравнение (2) допускает (кроме рассмотренного в [1, 2]) решение в виде бризера, которое имеет вид [3]

$$F = 4\,\mathrm{arctg}\left\{\frac{\alpha \sin\left[\tilde{\omega}\left(t - \frac{vx}{V^2}\right)\right]}{\mathrm{ch}\left[\tilde{\omega}_1\left(t - \frac{x}{v}\right)\right]}\right\}, \tag{3}$$

где $\alpha = \omega_1/\omega$, $\omega_1 = (\omega_0^2 - \omega^2)^{1/2}$, $\beta = v/V$, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, $\tilde{\omega} = \gamma\omega$, $\tilde{\omega}_1 = \gamma\beta\omega_1$.

Энергия покоя бризера $E_б$ связана с энергией покоя солитона E_c соотношением

$$E_б = 2E_c\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^{1/2} = 2E_c\,\frac{\omega_1}{\omega_0}. \tag{4}$$

Выражение (3) описывает осциллирующее связанное состояние из солитона и антисолитона — так называемое «дышащее решение».

Для оценки времени пробега биона рассмотрим ионизацию примесей как один из возможных каналов потери энергии бризером. Численные оценки показывают, что выполняются следующие неравенства:

$$V\,(\gamma\omega_1)^{-1},\; V^2\,(v\gamma\omega)^{-1} \gg \varkappa^{-1},\; d. \tag{5}$$

Здесь $\varkappa$ — обратная величина радиуса локализации примеси. При этом можно пренебречь в (3) пространственной зависимостью и записать

$$F = 4\,\mathrm{arctg}\left[\frac{a\sin(\tilde\omega t)}{\mathrm{ch}(\tilde\omega_1 t)}\right]. \tag{6}$$

Наиболее интересен случай сильной связи солитон-антисолитонной пары $\alpha \ll 1$ ($\omega_1 \ll \omega_0$). В этой ситуации

$$F = 4a\,\frac{\sin(\tilde\omega t)}{\mathrm{ch}(\tilde\omega_1 t)}. \tag{7}$$

Отметим, что междузонное поглощение импульса вида (7) исследовалось достаточно подробно в работе [4]. Используя результаты этой работы, можно записать выражение для энергии, поглощаемой в единице объема U_1 при межмини-зонном переходе,

$$U_1 = \frac{2}{\pi}\,\tilde\omega_1\tilde\omega\rho\,(\tilde\omega - E_g)\,\sin^2(\pi\lambda). \tag{8}$$

Здесь $\rho(\varepsilon)$ — приведенная плотность состояний, $\lambda = 2ad_{cv}/ed$, d_{cv} — матричный элемент дипольного момента.

В интересующем нас случае $\alpha \ll 1$

$$U_1 = 2\pi\tilde\omega_1\tilde\omega\left(\frac{2ad_{cv}}{ed}\right)^2 \rho\,(\tilde\omega - E_g).$$

Запишем матричный элемент перехода примесь—мини-зона проводимости $M_{12}(\mathbf{p}, t)$, индуцируемого возмущением (7) [5],

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

где $\Omega_p = V_0 + \varepsilon_p$, V_0 — энергия примесного уровня.

Вероятность перехода $P_{12}(\mathbf{p}) = \left|\int\limits_{-\infty}^{\infty} M_{12}\,dt\right|^2$ при этом имеет вид

$$P_{12}(\mathbf{p}) = (2\varkappa)^5\left(\frac{a\Delta}{\tilde\omega_1}\right)^2 \frac{\sin^2(p_z d)}{(p^2 + \varkappa^2)^4}\,\mathrm{ch}^{-2}\left[\frac{\pi}{2\tilde\omega_1}(\delta - \varepsilon_p)\right]. \tag{10}$$

Здесь $\delta = \tilde\omega - V_0$.

При $\delta \gg \tilde\omega_1$ $P_{12}(\mathbf{p})$ имеет острый максимум в точке $\varepsilon_p = \delta$.

Энергия, поглощаемая примесным центром, может быть записана как

$$U = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3p\,P_{12}(\mathbf{p})\,(V_0 + \varepsilon_p). \tag{11}$$

Подобно [5] рассмотрим случай глубокой примеси, когда $V_0 \gg \Delta$ и

$$U = \frac{\varkappa^5}{m^3 d}\left(\frac{a\Delta}{2\pi\tilde\omega_1}\right)^2 \int\limits_0^{\infty} \frac{V_0 + \varepsilon_\perp}{(\tilde\varepsilon + \varepsilon_\perp)^4}\,\mathrm{ch}^{-2}\left[\frac{\pi}{2\tilde\omega_1}(\delta - \varepsilon_\perp)\right] d\varepsilon_\perp. \tag{12}$$

Здесь обозначено $\tilde\varepsilon = \varkappa^2/2m$.

Если, кроме того, $\delta \gg \bar{\omega}_1$, то интегрирование в (12) дает

$$U = \frac{\varkappa^5}{(\pi m)^3} \frac{a\Delta^2}{\beta d} \frac{1}{(\delta + \bar{\varepsilon})^4}. \tag{13}$$

Если концентрация примеси равна N, то энергия, теряемая бионом в 1 с, составляет (в расчете на единицу площади) NvU. При излучательном механизме рекомбинации неравновесных носителей эта энергия будет выделяться в виде рекомбинационного излучения (люминесценции). Соответствующее время пробега бризера по порядку величины равно

$$\tau = \frac{\hbar^2 \omega_1 \gamma V}{(ed)^2 NvU}. \tag{14}$$

Сделаем численные оценки. При $d \sim 10^{-6}$ см, $\varkappa \sim 10^7$ см$^{-1}$, $V_0 \sim 10^{-1}$ эВ, $\Delta \sim 10^{-2}$ эВ, $\omega \sim 10^{14}$ с$^{-1}$, $\omega_1 \sim 10^{13}$ с$^{-1}$, $N \sim 10^{17}$ см$^{-3}$ получаем $\tau \sim 10^{-10}$ с.

Таким образом, время пробега бризера при одинаковых условиях на 2—3 порядка меньше времени пробега солитона.

Список литературы

[1] Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 11. С. 3456—3458.
[2] Тетервов А. П. // УФЖ. 1978. Т. 23. В. 7. С. 1182—1185.
[3] Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обратной задачи. М., 1987. 479 с.
[4] Кумеков С. Е., Перель В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 10. С. 1946—1950.
[5] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1982. Т. 25. В. 1. С. 3—5.

Волгоградский государственный педагогический институт им. А. С. Серафимовича

Получена 23.10.1989
Принята к печати 23.01.1990