08;11

Поверхностные акустические бризеры самоиндуцированной прозрачности в полупроводниках

© Г.Т. Адамашвили, Н.Т. Адамашвили, Г.Н. Моцонелидзе, М.Д. Пейкришвили

Тбилисский государственный университет, Грузия

Поступило в Редакцию 9 июня 2005 г.
В окончательной редакции 12 сентября 2005 г.

Построена теория нелинейных поверхностных акустических волн в полупроводниках при наличии парамагнитных примесей. Рассматривается процесс образования поверхностных акустических бризеров в условиях акустической самоиндуцированной прозрачности. Получены явные аналитические выражения для бризеров рэлеевских волн. Показано, что взаимодействие акустической волны с электронами проводимости приводит к слабому затуханию амплитуды и изменению параметров бризера.

PACS: 43.35.Pt

1. Резонансные акустические солитоны и бризеры образуются в условиях нелинейного когерентного взаимодействия акустического импульса с содержащимися в среде парамагнитными примесями, когда выполняются условия акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП): $T \ll T_{1,2}$, $\omega_k T \gg 1$, где T и ω_k — длительность и частота импульса, T_1 и T_2 — времена продольной и поперечной релаксаций примесей [1]. При этом, когда площадь огибающей импульса Ψ_l превышает π, образуется солитон (2π-импульс), а когда выполняется условие $|\Psi_l| \ll 1$, может формироваться бризер (0π-импульс) [2,3]. Бризеры имеют многие свойства солитонов, но в отличие от солитонов, они могут формироваться также при малых интенсивностях импульсов. Следовательно, бризеры вызывают особый интерес, так как могут возбуждаться для более широкого спектра значений интенсивностей, чем солитоны. Бризеры, как и солитоны, могут перенести энергию на значительные расстояния без существенных потерь. Однако в отличие от солитонов бризеры обладают более сложной структурой, которая

характеризуется двумя величинами Ω и Q. Связь между этими параметрами зависит от конкретной физической ситуации. Условия для существования бризеров являются более жесткими, чем для солитонов, и помимо условия АСИП необходимо также выполнение неравенств $\omega \gg \Omega \gg T^{-1}$. Закономерности формирования бризеров существенно зависят от свойств среды, в которой они распространяются. Известно, что в ограниченных средах могут распространяться поверхностные акустические волны (ПАВ) [4]. Резонансные поверхностные бризеры АСИП в многослойных диэлектриках исследованы достаточно подробно в работах [5–8]. В ограниченных полупроводниках, при наличии парамагнитных примесей, ситуация меняется. В отличие от диэлектриков в полупроводниках бризеры АСИП взаимодействуют с электронами проводимости. Это взаимодействие может привести к существенному влиянию на нелинейный волновой процесс. В настоящей работе рассматривается вопрос о формировании поверхностных бризеров АСИП в ограниченных полупроводниках, при наличии парамагнитных примесей.

2. Исследуем рэлеевскую волну с длительностью $T \ll T_{1,2}$, частотой ω_k, волновым вектором $\mathbf{k}$, которая распространяется вдоль внешнего постоянного магнитного поля $H_0 \uparrow\uparrow z$ на поверхности твердого полупространства [4]. Предположим, что полупространство $(x < 0)$ занимает полупроводник, на поверхности которого расположен тонкий резонансный слой, содержащий малую концентрацию парамагнитных примесей $n_0(x) = n_0\delta(x)$ [2,3,5–8] с электронным J и ядерным I спинами. Для простоты будем считать, что $J = I = 1/2$. Предполагается, что толщина переходного слоя $h \ll \lambda$, где λ — длина ПАВ. В этом случае наличие резонансного слоя не влияет на дисперсионные свойства и поперечную структуру рэлеевской волны.

При выполнении условия $\omega_k = \omega_J + \omega_I$ ПАВ может вызвать резонансные переходы в электронно-ядерной системе (ω_J и ω_I — зеемановские частоты электронного и ядерного спинов). Используя стандартную процедуру разложения по когерентным состояниям акустического поля, можно убедиться, что компонента $U = \varepsilon_{zz} = \frac{1}{2}\left(\varepsilon^+ + \varepsilon^-\right)$ тензора деформации ПАВ удовлетворяет нелинейному волновому уравнению [3,5–9]:

$$\frac{\partial^2 U(x,z,t)}{\partial t^2} + \int W(z_1)U(x,z-z_1,t)dz_1 + \int G(z_1)\frac{\partial}{\partial t}U(x,z-z_1,t)dz_1 + \sum_k\sum_i \kappa_k^2\xi_k^2(x)\left(\langle S_i^+\rangle + \langle S_i^-\rangle\right) = 0, \tag{1}$$

где

$$W(z) = \sum_k \omega_k^2 \exp ikz, \qquad G(z_1) = 2\sum_k \Gamma_k \exp ikz_1,$$

$$\kappa_k^2 = \frac{Lk^2}{4\rho N}, \qquad L = \frac{\beta_0 H_0 A F_{zzzzzz}}{4\omega_k},$$

$\xi_k(x)$ — функция, учитывающая поперечную структуру рэлеевской волны [2–9], β_0 — магнетон Бора, A — константа сверхтонкой связи, F_{zzzzzz} — компонента тензора спин-фононного взаимодействия, ρ — плотность среды, N — число узлов в монослое, $G(z_1)$ является коэффициентом, учитывающим взаимодействие ПАВ с электронами проводимости [10], $\langle S_i^{\pm,z}\rangle$ — средние значения спиновых операторов $S_i^{\pm} = J_i^{\pm} I_i^{\mp}$, $S_i^z = \frac{1}{2}(J_i^z - I_i^z)$, которые определяются из уравнений Блоха:

$$\frac{\partial S_i^+}{\partial t} = i(\omega_J + \omega_I)S_i^+ - iL\varepsilon^+ S_i^z, \qquad \frac{\partial S_i^z}{\partial t} = \frac{1}{2}\, iL(\varepsilon^+ S_i^- - \varepsilon^- S_i^+). \tag{2}$$

Система уравнений (1) и (2) описывает нелинейный волновой процесс для нелинейных ПАВ вертикальной поляризации. Эту систему уравнений удается значительно упростить, используя метод медленно изменяющегося профиля в форме:

$$U(x, z, t) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} Z_l E_l(x, z, t), \tag{3}$$

где E_l — медленно меняющиеся комплексные амплитуды ПАВ, $Z_l = \exp[il(kz - \omega_k t)]$, l пробегает значения $\pm 1, \pm 2, \ldots$. Чтобы обеспечить вещественность величины U, полагаем $E_l = E_{-l}^*$. Кроме того, для дальнейшего анализа уравнений (1) и (2) воспользуемся пертурбативным методом редукции, разработанным в работе [11], согласно которому величину площади огибающей импульса ПАВ $\Psi_l(x, z, t) = \frac{L}{2}\int\limits_{-\infty}^{t} E_l(x, z, t)dt'$ при выполнении условия $|\Psi_l| \ll 1$ можно представить в форме

$$\Psi_l(x, z, t) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varepsilon^\alpha Y_n \psi_{l,n}^{(\alpha)}(\zeta, \tau)\xi_l^{(\alpha)}(x), \tag{4}$$

где $Y_n = \exp[in(Qz - \Omega t)]$, $\zeta = \varepsilon Q(z - Vt)$, $V = \frac{d\Omega}{dQ}$, $\tau = \varepsilon^2 t$, ε — малый параметр. Такое представление позволяет выделить из Ψ_l еще более медленно меняющиеся функции $\psi_{l,n}^{(\alpha)}$. Следовательно, предполагается, что величины Ω, Q и $\psi_{l,n}^{(\alpha)}$ удовлетворяют неравенствам $Q \ll k$, $\Omega \ll \omega_k$, $\left|\frac{\partial \psi_{l,n}^{(\alpha)}}{\partial t}\right| \ll \Omega \left|\psi_{l,n}^{(\alpha)}\right|$, $\left|\frac{\partial \psi_{l,n}^{(\alpha)}}{\partial z}\right| \ll Q \left|\psi_{l,n}^{(\alpha)}\right|$.

Подставляя разложения (3) и (4) в систему уравнений (1) и (2), получим нелинейное волновое уравнение

$$\sum_l Z_l \Bigg\{ \sum_{\alpha,n} \varepsilon^\alpha Y_n \Big[\big(\widetilde{W}_{l,n} + \varepsilon J_{l,n} \partial/\partial\xi + \varepsilon^2 H_{l,n} \partial^2/\partial\xi^2 + \varepsilon^2 h_{l,n} \partial/\partial\tau$$

$$- \varepsilon^2 \Gamma_{l,n} + O(\varepsilon^3) \big) \psi_{l,n}^{(\alpha)} - i \left\{ \varepsilon^1 R_{1,l,n}^{(1)} \psi_{l,n}^{(1)} + \varepsilon^2 R_{1,l,n}^2 \psi_{l,n}^{(2)} + \varepsilon^3 R_{1,l,n}^3 \psi_{l,n}^{(3)} - \varepsilon^3 i \right\}$$

$$\times \sum_{n',n''=\pm1} R_{2,l}(n-n'-n'') \psi_{l,n-n'-n''}^{(1)} \psi_{l,n'}^{(1)} \psi_{-l,n''}^{(1)} \Big] \Bigg\} = 0, \tag{5}$$

где

$$\widetilde{W}_{l,n} = -in\Omega \left[W_l - n(2l\omega_k\Omega - D_l Q) - n^2\Omega^2 + C_l n^2 Q^2 \right],$$

$$J_{l,n} = -QVW_l + 4n\Omega QVl\omega_k - D_l nQ(\Omega + QV)$$
$$+ 3n^2\Omega^2 QV - C_l n^2 Q^2 (2\Omega + QV),$$

$$H_{l,n} = Q^2 \left[-2l\omega_k V^2 + D_l V - 3n\Omega V^2 + C_l n(\Omega + 2QV) \right],$$

$$h_{l,n} = W_l - 4nl\omega_k\Omega + nQD_l - 3n^2\Omega^2 + C_l n^2 Q^2,$$

$$\Gamma_{l,n} = 2ln\Omega\omega_k\gamma_{kl}, \quad W_l = \omega_{kl}^2 - l^2\omega_k^2, \quad A_l = 2l\omega_k,$$

$$B_l = \frac{1}{k}\frac{\partial\omega_{kl}^2}{\partial l}, \qquad D_l = \frac{1}{k}\frac{\partial\omega_{kl}^2}{\partial l}, \qquad C_l = \frac{1}{2k^2}\frac{\partial^2\omega_{kl}^2}{\partial l^2}, \tag{6}$$

$$R_{1,l}^{(i)} = \frac{\int \overline{\xi_l^{(1)}} r_{0,l} \xi_l^{(i)} dx}{\int \overline{\xi_l^{(1)}} \xi_l^{(i)} dx}, \quad R_{2,l} = 2\Omega \frac{\int \left(\overline{\xi_l^{(1)}}\right)^2 r_{0,l} (\xi_l^{(1)})^2 dx}{\int \overline{\xi_l^{(1)}} \xi_l^{(1)} dx},$$

$$r_{0,l}(x) = l \sum_k \frac{L^2 k^2 n_0}{8\rho N} \left[\xi_k^{(1)}(x) \right]^2 \delta(x),$$

где $i = 1, 2, 3$; γ_{kl} — величина порядка единицы [10].

Для определения величин $\psi_{l,n}^{(\alpha)}(\xi, \tau)$ приравняем нулю по отдельности члены при одинаковых степенях ε. В результате получим уравнения

$$\big(\widetilde{W}_{l,n} - iR_{1,l}^{(1)}\big)\psi_{l,n}^{(1)} = 0, \tag{7}$$

$$\big(\widetilde{W}_{l,n} - iR_{1,l}^{(3)}\big)\psi_{l,n}^{(3)} + J_{l,n}\frac{\partial \psi_{l,n}^{(2)}}{\partial \xi} + iH_{l,n}\frac{\partial^2 \psi_{l,n}^{(1)}}{\partial \xi^2} + h_{l,n}\frac{\partial \psi_{l,n}^{(1)}}{\partial \tau}$$

$$+ \frac{iR_{2,l}}{\Omega}\sum_{n',n''=\pm 1}\psi_{l,n-n'-n''}^{(1)}\psi_{l,n'}^{(1)}\psi_{-l,n''}^{(1)} - \Gamma_{l,n}\psi_{l,n}^{(1)} = 0. \tag{8}$$

3. Из соотношения (7) следует, что в диспергирующих средах $W_0 = W_{\pm 1} = 0$ и $W_{|l|>1} \neq 0$. Следовательно, согласно (7), из всех величин $\psi_{l,n}^{(\alpha)}$ отличны от нуля только члены $\psi_{l,l}^{(1)}$ и $\psi_{l,-l}^{(1)}$ при $ln = \pm 1$. Ниже подробно исследуем ситуацию, когда $ln = 1$ (аналогично можно рассмотреть и случай $ln = -1$). В этом случае имеем $\psi_{l,l}^{(1)} \neq 0$. Соотношение дисперсии для ПАВ и связь между величинами Ω и Q имеют вид

$$\omega_{kl}^2 - l^2\omega_k^2 = 0, \tag{9}$$

$$-2\omega_k\Omega + lD_lQ - \Omega^2 + C_lQ^2 + \frac{lR_{1,l}^{(1,1)}}{\Omega} = 0. \tag{10}$$

Учитывая (9) и (10), из выражений (6) получаем, что $J_{\pm 1,\pm 1} = 0$. Тогда, подставив выражения (9) и (10) в уравнение (8), получим нелинейное уравнение для величины $\Theta(Z,t) = \varepsilon(q)^{1/2}\psi_{-l,-l}^{(1)}(Z,t)$ в форме

$$i(\partial_t + \Gamma_{kl})\Theta + \partial_{ZZ}\Theta + |\Theta|^2\Theta = 0, \tag{11}$$

где $q = \frac{1}{2\Omega^2\omega_k}R_{2,l}^{(3)}$, $x = (p)^{1/2}Z + vt$, $p = \frac{H_{l,l}}{2\Omega\omega_k Q^2} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2\Omega}{\partial Q^2}$, $\Gamma_{kl} = \varepsilon^2\gamma_{kl}$. Уравнение (11) при $\Gamma_{kl} = 0$ является нелинейным уравнением Шредингера (НУШ), которое имеет солитонное решение [12]. Используя анзац для амплитуды нелинейной волны

$$A(t) = A(0)\exp[-2\Gamma_{kl}t], \tag{12}$$

солитонное решение уравнения (11) можно получить с помощью метода обратной задачи [12]:

$$\Theta = \sqrt{\frac{2}{q}}\,A\,\frac{\exp(il\Phi_1)}{\cosh\Phi_2} + O(\varepsilon^2), \tag{13}$$

где v — скорость нелинейной волны,

$$\Phi_1(z,t) = \frac{v}{2\sqrt{p}}z - \left(\frac{v^2}{4} - A^2 + \frac{vV}{2\sqrt{p}}\right)t,$$

$$\Phi_2(z,t) = A\left[\frac{z}{\sqrt{p}} - \left(\frac{V}{\sqrt{p}} + v\right)t\right]. \qquad (14)$$

Подставляя солитонное решение (13) в (4), получим бризеровое решение для ПАВ в форме

$$\Psi_l(x,z,t) = \sqrt{\frac{2}{q}}A(t)\frac{\exp[il(Qz - \Omega t + \Phi_1)]}{\cosh\Phi_2}\xi_l^{(1)}(x) + O(\varepsilon^2). \qquad (15)$$

4. Из этого выражения очевидно, что множитель $\exp[il(Qz - \Omega t)]$ приводит к медленным „биениям" огибающей ПАВ и трансформирует солитонное решение уравнения (13) для величины Θ в бризерное решение нелинейного волнового уравнения ПАВ (1) для величины Ψ_l. Из решения (15) видно, что в полупроводниках из-за наличия электронов проводимости имеют место слабое (порядка ε^2) затухание амплитуды бризера (12) и изменение параметров нелинейной волны (14) в процессе распространения. Начальная интенсивность, необходимая для возбуждения бризеров $I \sim p/T^2q$, и при выполнении неравенства $|\Psi_l| \ll 1$, меньше интенсивности возбуждения солитонов при тех же значениях параметров поля и среды T, p и q [1].

Во многих полупроводниковых материалах, используемых в качестве подложек для ПАВ: GaAs, германий InSb, InAs и др., — наблюдали также эффекты АПР, например в GaAs:Mn^{2+}, GaAs:Ni^{3+}, GaAs:Fe (III), InAs:Fe (III), Ge:Mn^{2+}, и многие другие [13,14]. Это позволяет надеяться на то, что исследуемые в настоящей работе поверхностные бризеры АСИП могут быть экспериментально наблюдаемы в этих же материалах.

Список литературы

[1] *Shiren N.S.* // Phys. Rev. 1970. V. 2B. P. 2471–2488.

[2] *Adamashvili G.T.* Самоиндуцированная прозрачность для поверхностных акустических волн // Sol. State Comm. 1983. V. 47. P. 497–502.

[3] *Адамашвили Г.Т.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 2202–2208.

[4] *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 400 с. 1981. 200 с.

[5] *Adamashvili G.T.* // Phys. Letters A. 1987. V. 120. P. 73–76. *Adamashvili G.T.* // Phys. Letters A. 1988. V. 130. P. 350–353.

[6] *Adamashvili G.T.* // Phys. Letters A. 1989. V. 138. P. 304–308.

[7] *Адамашвили Г.Т.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. С. 235–245.

[8] *Адамашвили Г.Т.* // ЖЭТФ. Т. 102. С. 541–548.

[9] *Mayer A.* // Phys. Reports. B. 1995. V. 256. P. 237–366.

[10] *Адамашвили Г.Т., Утурашвили Г.Г., Пейкришвили М.Д.* // ФТП. 1990. Т. 24. С. 1878–1881.

[11] *Taniuti T., Iajima N.* // J. Math. Phys. 1973. V. 14. P. 1389–1397.

[12] *Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П.* Теория солитонов: Метод обратной задачи. М.: Наука, 1973. 320 с.

[13] *Поверхностные* акустические волны / Под ред. Д. Олинера. М.: Мир, 1981. 390 с.

[14] *Альтшулер С.А., Козырев Б.М.* Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. М.: Наука, 1972. 672 с.