Поверхностные акустические бризеры в полупроводниках

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

Грузинский технический университет,
0179 Тбилиси, Грузия

(Получена 7 февраля 2005 г. Принята к печати 5 июля 2005 г.)

Построена теория нелинейных поверхностных акустических волн в полупроводниках при наличии парамагнитных примесей. Рассматривается процесс образования нелинейных волн в многослойных системах в условиях, когда два различных (резонансный и нерезонансный) механизма формирования нелинейных волн являются одновременно эффективными. Получены явные аналитические выражения для поверхностных акустических бризеров. Показано, что взаимодействие волны с электронами проводимости приводит к слабому затуханию амплитуды и изменению параметров бризера.

PACS: 43.20.El, 77.65.Dq

1. Существование акустических бризеров (*breathers*) является одним из самых интересных и важных проявлений нелинейности в различных акустических системах. Особый интерес к бризерам вызван тем, что они имеют многие свойства солитонов, но в отличие от солитонов бризеры могут формироваться также при малых интенсивностях импульсов. Определение механизмов, вызывающих формирование акустических бризеров, является одной из основных проблем физики нелинейных акустических волн. В зависимости от механизмов формирования бризеров различают резонансные и нерезонансные акустические бризеры. Нерезонансные акустические бризеры формируются в условиях ангармонизма колебаний кристаллической решетки и дисперсии. Этот механизм эффективен в средах с сильно выраженными дисперсионными свойствами. К таким системам относятся многослойные системы, в которых могут распространяться поверхностные акустические волны (ПАВ). Нерезонансные поверхностные акустические бризеры в диэлектриках исследованы в работе [1]. Резонансные акустические бризеры формируются при нелинейном когерентном взаимодействии акустических импульсов с содержащимися в среде резонансными парамагнитными примесями в условиях эффекта акустической самоиндуцированной прозрачности. Резонансные поверхностные акустические бризеры в многослойных диэлектриках исследованы в работах [2–4]. Помимо этих двух основных механизмов, поверхностные акустические бризеры в многослойных диэлектриках могут формироваться в условиях „смешанного“ механизма, когда резонансные и нерезонансные механизмы являются одновременно эффективными. Свойства поверхностных акустических бризеров, которые формируются в условиях „смешанного“ механизма, подробно исследованы в ограниченных диэлектриках [5,6]. Эффекты ангармонизма и дисперсии могут привести к образованию бризеров поверхностных акустических волн также и в ограниченных полупроводниках [7]. В настоящей работе рассматривается вопрос о формировании бризеров поверхностных акустических волн в многослойных полупроводниках, которые формируются в условиях „смешанного“ механизма.

¶ E-mail: gadama@parliament.ge

2. Известно, что в многослойных системах могут распространяться ПАВ различного вида. Рассмотрим случай волн вертикальной поляризации. К таким волнам относятся, например, волны Стоунли, Рэлея, обобщенные рэлеевские волны и др. [8,9]. Подробно исследуем случай, когда волна рэлеевского типа распространяется в системе подложка–пленка, которая содержит малую концентрацию парамагнитных примесей n_0 с электронными J и ядерными I спинами. Предположим, что полупространство $x_1 < 0$ занимает полупроводник, а пленка — пространство $0 < x_1 < h$. Для простоты будем считать, что $J = I = 1/2$. Рассмотрим случай, когда импульс волны рэлеевского типа с длительностью $T \ll T_{1,2}$, частотой ω_k, волновым вектором $\mathbf{k}$ распространяется в положительном направлении оси x_3 (T_1 и T_2 — времена продольной и поперечной релаксаций). В этом же направлении приложено внешнее постоянное магнитное поле H_0. 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 $U = \varepsilon_{zz} = \frac{1}{2}(\varepsilon^+ + \varepsilon^-)$ тензора деформации удовлетворяет нелинейному волновому уравнению [5,6,10]:

$$\frac{\partial^2 U(x,y,z,t)}{\partial t^2} + \int W(z_1)U(x,y,z-z_1,t)dz_1$$
$$+ \iint F(z_1,z_2)U(x,y,z-z_1,t)U(x,y,z-z_1-z_2,t)dz_1dz_2$$
$$+ \int G(z_1)\frac{\partial}{\partial t}U(x,y,z-z_1,t)dz_1$$
$$+ \sum_k \sum_i K_k(x,y)\xi_k^2(x,y)(\langle S_i^+\rangle + \langle S_i^-\rangle) = 0, \qquad (1)$$

где

$$W(z) = \sum_k \omega_k^2 e^{ikz}, \quad G(z_1) = 2\sum_k \Gamma_k e^{ikz_1},$$
$$F(z_1,z_2) = \sum_{k_1,k_2} F_{k_1,k_2} e^{i(k_1z_1-k_2z_2)},$$

$$F_{k_1,k_2} = -\frac{6ik_1\omega_{k_1}\kappa_{k_1}}{k_2(k_1-k_2)\kappa_{k_2}\kappa_{k_1-k_2}}\,\Phi_{-k_1,k_2,k_1-k_2},$$

$$\Gamma_k = 2\pi\sum_{q,\sigma,\sigma'}\left|\vartheta_{\sigma,\sigma'}(q)\right|^2(\varphi_{q-k,\sigma'}-\varphi_{q,\sigma})$$

$$\times\,\delta(\varepsilon_{q,\sigma}-\varepsilon_{q-k,\sigma'}-\omega_k),$$

$$K_k(x,y) = \frac{L}{2}k^2\kappa_k^2\omega_k, \quad \kappa_k^2(x,y) = \frac{1}{2\omega_k\rho(x,y)NV},$$

$$L = \frac{\beta_0 H_0 A F_{zzzzzz}}{4\omega_k},$$

$$\Phi_{-k_1,k_2,k_1-k_2} = (2\rho)^{-\frac{3}{2}}\left(\omega_k\omega_{k'}\omega_{k''}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\times\sum_{i,j,s,l,m,n} C_{ijslmn}\int\frac{\partial\beta_k^{(i)}}{\partial x_j}\frac{\partial\beta_{k'}^{(s)}}{\partial x_l}\frac{\partial\beta_{k''}^{(m)}}{\partial x_n}\,dx_1dx_2dx_3$$

— вершинная функция трехфононного взаимодействия, коэффициенты C_{ijslmn} — упругие постоянные 3-го порядка [11], функция мод $\beta_k^{(i)}(x_1,x_2,x_3) = \gamma_k^{(i)}(x_1,x_2)e^{ikx_3}$, $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$; $i,j,s,l,m,n = 1,2,3$; $\gamma_k^{(3)}(x,y) = \xi_k(x,y)$ — функции, учитывающие поперечную структуру ПАВ [8], β_0 — магнетон Бора, A — константа сверхтонкой связи, F_{zzzzzz} — компонента тензора спин-фононного взаимодействия, ρ — плотность среды, N — число узлов в решетке, V — объем среды, Γ_k —- коэффициент, учитывающий затухание ПАВ, вызванное взаимодействием волны с электронами проводимости, $\vartheta_{\sigma,\sigma'}(q)$ — вершинная функция взаимодействия электрона с поверхностными фононами [12], σ — спиновый индекс, $\varphi_{q,\sigma'}$ — функция распределения Ферми для электронов, $\langle S_i^{\pm}\rangle$ — 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:

$$\frac{\partial S_i^+}{\partial t} = i\omega_0 S_i^+ - iL\varepsilon^+ S_i^z, \ \frac{\partial S_i^z}{\partial t} = \frac{1}{2}iL(\varepsilon^+ S_i^- - \varepsilon^- S_i^+). \quad (2)$$

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

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

где E_l — медленно меняющиеся комплексные амплитуды ПАВ, $Z_l = e^{il(kz-\omega_k t)}$, l пробегает значения ±1, $\pm2\ldots$ Чтобы обеспечить вещественность величины U, полагаем $E_l = E_{-l}^*$. Кроме того, для дальнейшего анализа уравнений (1) и (2) воспользуемся методом возмущений, разработанным в работе [13], согласно которому величину площади огибающей импульса ПАВ $\Psi_l(x,y,z,t) = \frac{L}{2}\int_{-\infty}^{t}E_l(x,y,z,t')dt'$, при выполнении условия $|\Psi_l| \ll 1$, можно представить в форме

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

где

$$Y_n = e^{in(Qz-\Omega t)}, \quad \xi = \varepsilon Q(z-Vt), \quad V = \frac{d\Omega}{dQ}, \quad \tau = \varepsilon^2 t,$$

ε — малый параметр, определяющий степень нелинейности. 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

$$Q \ll k, \quad \Omega \ll \omega_k,$$

$$\left|\frac{\partial\psi_{l,n}^{(\alpha)}}{\partial t}\right| \ll \Omega\left|\psi_{l,n}^{(\alpha)}\right|, \quad \left|\frac{\partial\psi_{l,n}^{(\alpha)}}{\partial z}\right| \ll Q\left|\psi_{l,n}^{(\alpha)}\right|.$$

Параметры Ω и Q характеризуют медленные осцилляции огибающей импульса, связь между этими величинами подлежит определению. Функции $\xi_l^{(\alpha)}(x,y)$ учитывают поперечную структуру ПАВ и определяются из граничных условий. Подставляя разложения (3) и (4) в систему уравнений (1) и (2), получим нелинейное волновое уравнение

$$\sum_{l,n}Y_nZ_l\Bigg\{\sum_\alpha\varepsilon^\alpha\Bigg[\bigg(\tilde W_{l,n} + \varepsilon J_{l,n}\frac{\partial}{\partial\xi} + \varepsilon^2 H_{l,n}\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}$$

$$+\,\varepsilon^2 h_{l,n}\frac{\partial}{\partial\tau} - \varepsilon^2\Gamma_{l,n} + O(\varepsilon^3)\bigg)\psi_{l,n}^{(\alpha)}$$

$$-\sum_{\alpha',l',n'}\varepsilon^{\alpha'}\hat\chi_{l,n,l',n'}^{(\alpha,\alpha')}\psi_{l-l',n-n'}^{(\alpha)}\psi_{l',n'}^{(\alpha')}\Bigg]$$

$$-\,i\Big[\varepsilon^1R_{1,l,n}^{(1,1)}\psi_{l,n}^{(1)} + \varepsilon^2R_{1,l,n}^{(2,2)}\psi_{l,n}^{(2)} + \varepsilon^3R_{1,l,n}^{(3,3)}\psi_{l,n}^{(3)}$$

$$-\,\varepsilon^3 i\sum_{n',n''=\pm1}R_{2,l}^{(3)}(n-n'-n'')\psi_{l,n-n'-n''}^{(1)}\psi_{l,n'}^{(1)}\psi_{-l,n''}^{(1)}\Big]\Bigg\} = 0, \quad (5)$$

где

$$\tilde W_{l,n} = -in\Omega[W_l - n(2l\omega_k\Omega - D_lQ) - n^2\Omega^2 + C_ln^2Q^2],$$

$$J_{l,n} = -QVW_l + 4n\Omega QVl\omega_k - D_lnQ(\Omega+QV)$$

$$+\,3n^2\Omega^2QV - C_ln^2Q^2(2\Omega+QV),$$

$$H_{l,n} = Q^2[-2l\omega_kV^2 + D_lV - 3n\Omega V^2 + C_ln(\Omega+2QV)],$$

$$h_{l,n} = W_l - 4nl\omega_k\Omega + nQD_l - 3n^2\Omega^2 + C_ln^2Q^2, \quad (6)$$

$$\chi_{l,n,l',n'} = F_{l,l'}\Omega^2 n'(n-n') + O\left(\frac{Q}{k}\right),$$

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

$$A_l = 2l\omega_k, \quad B_l = \frac{1}{k}\frac{\partial\omega_{kl}^2}{\partial l}, \quad D_l = \frac{1}{k}\frac{\partial\omega_{kl}^2}{\partial l},$$

$$C_l = \frac{1}{2k^2}\frac{\partial^2\omega_{kl}^2}{\partial l^2}, \quad F_{l,l'} = \frac{2}{L}P_{lk,l'k},$$

$$\hat{\chi}_{l,n,l',n'}^{(\alpha,\alpha')} = \chi_{l,n,l',n'}\frac{\int \overline{\xi_l^{(1)}}\xi_{l-l'}^{(\alpha)}\xi_{l'}^{(\alpha')}dxdy}{\int \overline{\xi_l^{(1)}}\xi_l^{(\alpha)}dxdy},$$

$$R_{1,l}^{(i,i)} = \frac{\int \overline{\xi_l^{(1)}}r_{0,l}\xi_l^{(i)}dxdy}{\int \overline{\xi_l^{(1)}}\xi_l^{(i)}dxdy}, \quad i = 1, 2, 3;$$

$$R_{2,l}^{(3)} = 2\Omega\frac{\int \overline{\xi_l^{(1)}}r_{0,l}\xi_l^{(1)^2}\xi_{-l}^{(1)}dxdy}{\int \overline{\xi_l^{(1)}}\xi_l^{(1)}dxdy},$$

$$r_{0,l}(x,y) = l\sum_k \frac{L^2}{4}\kappa_k^2(x,y)k^2\omega_k n_0(x,y)\xi_k^{(1)^2}(x,y).$$

Уравнение (5) является достаточно общим, и с его помощью можно описать довольно широкий класс нелинейных волновых движений для различных ПАВ вертикальной поляризации в полупроводниках и диэлектриках, содержащих парамагнитные примеси. В настоящей работе ограничимся рассмотрением случая, когда парамагнитные примеси равномерно распределены в переходном монослое между подложкой и пленкой. Предполагается, что толщина переходного слоя $h \ll \lambda$, где λ длина ПАВ. В этом случае наличие переходного слоя не влияет на дисперсионные свойства и поперечную структуру ПАВ. В качестве переходного слоя могут быть использованы, например, диамагнитный кристалл с парамагнитными примесями, переходный резонансный слой с парамагнитными примесями на поверхности подложки и др. Наличие пленки приводит к дисперсии ПАВ и влияет на поперечную структуру поля [8,9]. В дальнейшем для простоты предположим, что все величины являются независимыми от координаты y. Тогда концентрацию парамагнитных примесей можно представить в форме $n_0(x) = n_0\delta(x)$. Здесь ρ — плотность переходного слоя, которая содержит парамагнитные примеси концентрации n_0.

Для определения величин $\psi_{l,n}^{(\alpha)}(\xi,\tau)$ приравняем нулю по отдельности члены при одинаковых степенях ε. В результате получим цепочку уравнений: в 1-м порядке по ε

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

во 2-м порядке по ε

$$\left(\tilde{W}_{l,n} - iR_{1,l}^{(2,2)}\right)\psi_{l,n}^{(2)} + J_{l,n}\frac{\partial\psi_{l,n}^{(1)}}{\partial\xi} - \sum_{\alpha',l',n'}\hat{\chi}_{l,n,l',n'}^{(1,1)}\psi_{l-l',n-n'}^{(1)}\psi_{l',n'}^{(1)} = 0 \tag{8}$$

и в 3-м порядке по ε

$$\left(\tilde{W}_{l,n} - iR_{1,l}^{(3,3)}\right)\psi_{l,n}^{(3)} + J_{l,n}\frac{\partial\psi_{l,n}^{(2)}}{\partial\xi} + iH_{l,n}\frac{\partial^2\psi_{l,n}^{(1)}}{\partial\xi^2} + h_{l,n}\frac{\partial\psi_{l,n}^{(1)}}{\partial\tau} - \Gamma_{l,n}\psi_{l,n}^{(1)}$$
$$- \sum_{\alpha',l',n'}\left[\hat{\chi}_{l,n,l',n'}^{(2,1)}\psi_{l-l',n-n'}^{(2)}\psi_{l',n'}^{(1)} + \hat{\chi}_{l,n,l',n'}^{(1,2)}\psi_{l-l',n-n'}^{(1)}\psi_{l',n'}^{(2)}\right]$$
$$+ \frac{in}{\Omega}\sum_{n',n''=\pm1}R_{2,l}^{(3)}(n-n'-n'')\psi_{l,n-n'-n''}^{(1)}\psi_{l,n'}^{(1)}\psi_{-l,n''}^{(1)} = 0. \tag{9}$$

3. Из соотношения (7) следует, что в диспергирующих средах $W_0 = W_{\pm1} = 0$ 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 $ln = \pm1$. Мы будем рассматривать такие решения (9), которые при $\xi \to 0$ обращаются в нуль, и следовательно, получаем, что $\psi_{0,n}^{(1)} = 0$. Далее 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

$$\omega_{kl}^2 - l^2\omega_k^2 = 0, \tag{10}$$

$$-2\omega_k\Omega + lD_lQ - \Omega^2 + C_lQ^2 + \frac{lR_{1,l}^{(1,1)}}{\Omega} = 0. \tag{11}$$

Из уравнения (8) получаем связь между величинами $\psi_{2l,2l}^{(2)}$ и $\psi_{l,l}^{(1)}$:

$$\psi_{2l,2l}^{(2)} = \frac{\hat{\chi}_{2l,2l,l,l}^{(1,1)}}{\tilde{W}_{2l,2l} - iR_{1,2l}^{(2,2)}}\left(\psi_{l,l}^{(1)}\right)^2. \tag{12}$$

Учитывая (11), можно убедиться, что $J_{\pm1,\pm1} = 0$, а из граничных условий получаем, что $\xi_{2l}^{(2)} = (\xi_l^{(1)})^2$. Тогда, подставив выражения (10)–(12) в уравнение (9), получим нелинейное уравнение для величины $\Theta(Z,t) = \varepsilon(q)^{1/2}\psi_{-l,-l}^{(1)}(Z,t)$ в форме

$$i(\partial_t + \Gamma_{kl})\Theta + \partial_{ZZ}\Theta + |\Theta|^2\Theta = 0, \tag{13}$$

где

$$q = \frac{1}{2\Omega\omega_k}\left(\frac{l}{\Omega}R_{2,l}^{(3)} - \frac{(\hat{\chi}_{l,l,-l,-l}^{(2,1)} + \hat{\chi}_{l,l,2l,2l}^{(1,2)})\hat{\chi}_{2l,2l,l,l}^{(1,1)}}{i\tilde{W}_{2l,2l} + R_{1,2l}^{(2,2)}}\right),$$

$$x = (p)^{1/2}Z + vt, \quad p = \frac{H_{l,l}}{2\Omega\omega_kQ^2} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2\Omega}{\partial Q^2},$$

$$\Gamma_{kl} = \varepsilon^2\gamma_{kl}.$$

Уравнение (13) при $\Gamma_{kl} = 0$ является нелинейным уравнением Шредингера (НУШ), которое имеет солитонное решение [14]. Используя анзац для амплитуды нелинейной волны

$$A(t) = A_0e^{-2\Gamma_{kl}t}, \tag{14}$$

солитонное решение уравнения (13) можно получить с помощью метода обратной задачи [7,14]:

$$\Theta = \sqrt{\frac{2}{q}} A \frac{e^{il\Phi_1}}{\operatorname{ch}\Phi_2} + O(\varepsilon^2), \tag{15}$$

где v — скорость нелинейной волны, $A_0 = A(0)$,

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

$$\Phi_2(z,t) = A\left[\frac{z}{\sqrt{p}} - \left(\frac{V}{\sqrt{p}} + v\right) t\right]. \tag{16}$$

Подставляя солитонное решение (15) в (4), получим бризерное решение для ПАВ в форме

$$\Psi_l(x,z,t) = \sqrt{\frac{2}{q}} A(t) \frac{e^{il(Qz - \Omega t + \Phi_1)}}{\operatorname{ch}\Phi_2} \xi_l^{(1)}(x) + O(\varepsilon^2). \tag{17}$$

4. Из этого выражения очевидно, что множитель $e^{il(Qz-\Omega t)}$ приводит к медленным „биениям“ огибающей ПАВ и трансформирует солитонное решение уравнения (15) для величины Θ в бризерное решение нелинейного волнового уравнения ПАВ (1) для величины Ψ_l. Из решения (17) видно, что в полупроводниках из-за наличия электронов проводимости имеет место слабое затухание амплитуды бризера (14) и изменение параметров нелинейной волны (16) в процессе распространения. Закон дисперсии для ПАВ и связь между величинами Ω и Q определяются из уравнений (10) и (11). Параметры бризеров, которые формируются при реализации условий „смешанного“ механизма, зависят от констант, характеризующих ангармоническое взаимодействие фононов, дисперсию, спин-фононное взаимодействие, а также от концентрации примесей. Начальная интенсивность, необходимая для возбуждения бризеров, определяется из условия $T^2 q |E_l(t=0)|^2 \approx p$ и при выполнении неравенства $|\Psi_l| \ll 1$, более чем на 2 порядка меньше интенсивности возбуждения солитонов [15] при тех же значениях параметров поля и среды T, p и q.

Бризерное решение (17) содержит как предельные случаи другие известные физические ситуации: например, при выполнении неравенства $lR^{(3)}_{2,l}\big(i\tilde{W}_{2l,2l} + R^{(2,2)}_{1,2l}\big) \ll \Omega\big(\hat{\chi}^{(2,1)}_{l,l,-l,-l} + \hat{\chi}^{(1,2)}_{l,l,2l,2l}\big)\hat{\chi}^{(1,1)}_{2l,2l,l,l}$ имеют место процессы формирования нерезонансных бризеров ПАВ в полупроводниках в условиях баланса между эффектами ангармонизма и дисперсии [7]. Когда удовлетворяется обратное неравенство, реализуется процесс формирования бризеров ПАВ в условиях акустической самоиндуцированной прозрачности [1–3].

Следует отметить, что нелинейные волны, которые формируются в условиях, когда два разных механизма (резонансный и нерезонансный) формирования нелинейных волн являются одновременно эффективными, привлекают все больший интерес. Это относится как к акустическим, так и к оптическим волнам (см. [16–18] и цитируемые там работы). Эти нелинейные волны вызывают не только научный интерес, но и позволяют надеяться на широкое их практическое использование не только в оптических, но и в акустических устройствах. Это обусловлено их интересными свойствами — малая интенсивность возбуждения и широкие возможности управления их параметрами.

Многие полупроводниковые материалы: GaAs, Ge, InSb, InAs и другие — применяются для изготовления подложек, в которых распространяются ПАВ. В этих же материалах, содержащих парамагнитные примеси, например: $GaAs:Mn^{2+}$, $GaAs:Ni^{3+}$, GaAs:Fe(III), InAs:Fe(III), $Ge:Mn^{2+}$ [19–22], наблюдалось также явление акустического парамагнитного резонанса. Следовательно, эти же материалы могут быть использованы для экспериментального наблюдения исследуемых в настоящей работе поверхностных акустических бризеров.

В заключение отметим, что НУШ содержит, помимо (15), также и N-солитонные решения, поведение которых более сложное. В частности, для многосолитонных решений НУШ возникают характерные осцилляции огибающей и сильное сжатие пиков импульса уже на начальном этапе распространения волны. В этих условиях неприменимо приближение медленной огибающей (3), а тем более (4) —- выделение из E_l еще более медленно меняющейся величины $\psi^{(\alpha)}_{l,n}$. Следовательно, вышеизложенная схема для таких решений несправедлива и для их исследования необходим совершенно иной подход (см., например, [23]).

Список литературы

[1] Г.Т. Адамашвили, Г.Г. Утурашвили, М.Д. Пейкришвили, Л.Г. Чкония. ФТТ, **31**, 296 (1989).

[2] Г.Т. Адамашвили. Тр. Тбил. гос. ун-та, Физика, **244**, 5 (1983). G.T. Adamashvili. Sol. St. Commun., **47**, 497 (1983).

[3] G.T. Adamashvili. Phys. Lett. A, **120**, 77 (1987). G.T. Adamashvili. Phys. Lett. A, **130**, 350 (1988).

[4] Г.Т. Адамашвили. ЖЭТФ, **92**, 2202 (1987).

[5] G.T. Adamashvili. Phys. Lett. A, **138**, 304 (1989).

[6] Г.Т. Адамашвили. ЖЭТФ, **97**, 235 (1990).

[7] Г.Т. Адамашвили, Г.Г. Утурашвили, М.Д. Пейкришвили. ФТП, **24**, 1878 (1990).

[8] Л.М. Бреховских. *Волны в слоистых средах* (М., Наука, 1973). И.А. Викторов. *Звуковые поверхностные волны в твердых телах* (М., Наука, 1981).

[9] G.T. Adamashvili, N.G. Gapishvili, Z.D. Ogiashvili. Phys. Status Solidi B, **179**, 101 (1993).

[10] R.T. Glauber. Phys. Rev. B, **131**, 2766 (1963).

[11] A. Mayer. Phys. Reports, **256**, 238 (1995). Дж. Такер, В. Рэмптон. *Гиперзвук в физике твердого тела* (М., Мир, 1975).

[12] S. Tamura, T. Sakuma. Phys. Rev. B, **18**, 551 (1978).

[13] T. Taniuti, N. Iajima. J. Math. Phys., **14**, 1389 (1973).

[14] В.Е. Захаров, С.В. Манаков, С.П. Новиков, Л.П. Питаевский. *Теория солитонов: Метод обратной задачи* (М., Наука, 1973).

[15] N. Shiren. Phys. Rev. B, **2**, 2471 (1970); В.В. Самарцев, Б.Р. Смоляков, Р.З. Шарипов. Письма ЖЭТФ, **20**, 644 (1974).
[16] M. Nakazawa, E. Yamada, H. Kubota. Phys. Rev. Lett., **66**, 2625 (1991). D.P. Caetano, S.B. Cavalcanti, J.M. Hickmann, A.M. Kamchatnov, R.A. Kraenkel, E.A. Makarova. Phys. Rev. E, **67**, 046 615 (2003).
[17] G.T. Adamashvili. Phys. Lett. A, **310**, 473 (2003).
[18] G.T. Adamashvili. Phys. Rev. E, **69**, 026 608 (2004).
[19] *Поверхностные акустические волны* (под ред. Д. Олинера) (М., Мир, 1981).
[20] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп* (М., Наука, 1972).
[21] Л.К. Зарембо, В.А. Красильников. *Введение в нелинейную акустику* (М., Наука, 1966).
[22] S. Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).
[23] С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М., Наука, 1987).

Редактор Л.В. Беляков

Surface acoustic breathers in semiconductors

G.T. Adamashvili, N.T. Adamashvili, G.N. Motsonelidze, M.P. Peikrishvili

Georgian Technical University,
0179 Tbilisi, Georgia

Abstract A theory of nonlinear surface acoustic waves in semiconductors, at the presence of paramagnetic impurities is constructed. The process of the formation of nonlinear waves in many-layered systems under the condition, when two various (the resonance and nonresonance) mechanisms of the formation of nonlinear waves are simultaneously effective is considered. Explicit analytical expressions for surface acoustic breathers are obtained. It is shown that interaction of the wave with the electrons of conductivity leads to the damping of the amplitude and to the change of parameters of the breather.