

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ CaAs—AlAs

Г. Т. Адамашвили, М. Д. Пейкришвили, Д. Д. Бицадзе

Тбилисский Государственный университет им. И. В. Джавахишвили, 380028, Тбилиси, Грузия
(Получено 11 сентября 1992 г. Принято к печати 18 ноября 1992 г.)

В многослойных системах могут распространяться нелинейные поверхностные акустические волны (ПАВ) стационарной формы — солитоны и бризеры. Известны два основных механизма формирования нелинейных ПАВ: первый — за счет ангармонических колебаний кристаллической решетки и дисперсии, второй — в условиях акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП). Для ПАВ в диэлектриках и полупроводниках эффективны оба этих механизма и могут формироваться как солитоны, так и бризеры [1-5]. В работе [6] была показана возможность существования солитонов ПАВ в сверхрешетках GaAs—AlAs, обусловленных ангармоническими колебаниями кристаллической решетки и дисперсией. Вопрос о том, возможно ли в сверхрешетках GaAs—AlAs формирование бризеров ПАВ в этих же условиях, является открытым. Кроме того, при наличии в GaAs парамагнитной примеси Fe²⁺ имеет место явление акустического магнитного резонанса [7; 7-8], и, естественно, следует проверить возможность осуществления в этой сверхрешетке явления АСИП и формирования как солитонов, так и бризеров. Исследованию указанных вопросов и посвящается настоящая работа.

Рассмотрим полупроводниковую сверхрешетку в виде полубесконечной слоистой структуры, которая состоит из чередующихся изотропных слоев GaAs и AlAs с толщинами d_1 и d_2 соответственно (см. рисунок). Система имеет свободную от напряжения плоскую границу, перпендикулярную оси X_3 , при $X_3 = 0$. Рассмотрим импульс ПАВ с частотой ω_k и длительностью T , распространяющийся вдоль оси x_1 . Компоненты вектора деформации ПАВ можно представить следующим образом

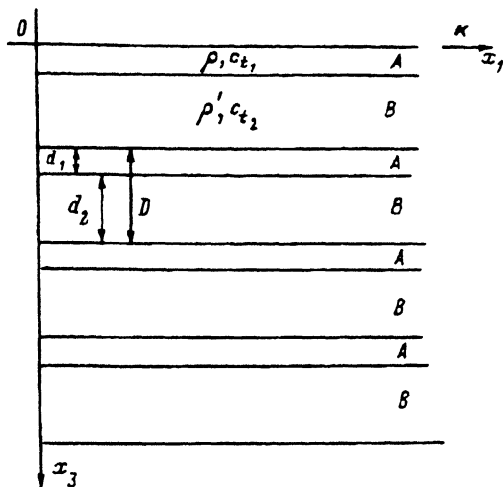
$$U_j(r, t) = \sum_{j, k} (2\rho\omega_k^j)^{-1/2} [\alpha_k^j(t) U_j^{j, k}(r) \exp(-i\omega_k^j t) + \text{н. с.}], \quad (1)$$

где коэффициенты разложения $\tilde{\alpha}_k^j$ и эрмитово-сопряженные члены α_k^j — суть бозевские операторы рождения и аннигиляции фонона J -ой моды соответственно, k — волновой вектор, параллельный поверхности, ρ — плотность среды. Среди J собственных мод должна быть по крайней мере одна мода, $J = R$, соответствующая ПАВ. Функции

$$U_2^R(x_3) = \exp(-\beta nD) \{A_+ \exp[\alpha_1(x_3 - nD)] + A_- \exp[\alpha_1(x_3 - nD)]\} \text{ при} \\ nD < x_3 < nD + d_1,$$

$$U_2^R(x_3) = \exp(-\beta nD) \{B_+ \exp[\alpha_2(x_3 - nD - d_1)] + \\ + B_- \exp[-\alpha_2(x_3 - nD - d_1)]\} \text{ при } [nD + d_1 < x_3 < (n + 1)D] \quad (2)$$

определяют поперечную структуру ПАВ, постоянные A_{\pm} , B_{\pm} и дисперсионное соотношение для ПАВ



$$\text{th}(\alpha_1 d_1) = \frac{C_{44}' \alpha_2}{C_{44} \alpha_1} \text{th}(\alpha_2 d_2), \quad \alpha_{1,2}^2 = k^2 - \frac{\omega_k^2}{c_{t_{1,2}}^2}$$

находятся из граничных условий, а постоянная величина β , которая управляет экспоненциальным затуханием смещения поля вдоль оси x_3 , — из выражения [9] $\exp(-\beta D) = \text{ch}(\alpha_1 d_1) / \text{ch}(\alpha_2 d_2)$, $D = d_1 + d_2$.

Для рассмотрения условий распространения нелинейных ПАВ в сверхрешетках, которые формируются в условиях ангармонизма колебаний решетки и дисперсии при наличии свободных электронов и парамагнитных примесей, нужно исходить из нелинейного волнового уравнения для компоненты вектора деформации [6]:

$$\begin{aligned} & \partial_t^2 U(x_1, t) + \int dx' W(x') U(x_1 - x', t) + \int dx' \int dx'' F(x', x'') \times \\ & \times U(x_1 - x', t) U(x_1 - x' - x'', t) + \int dx' G(x') \partial_t U(x_1 - x', t) + I(U) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$W(x) = (2\pi)^{-1} \int \omega_k^2 \exp(ikx) dk, \quad G(x) = (2\pi)^{-1} \int (18\Gamma_k^a + \Gamma_k^c) \exp(ikx) dk,$$

$$F(x', x'') = (2\pi)^{-2} \iint F_{k_1 k_2} \exp[i(k_1 x' + k_2 x'')] dk_1 dk_2,$$

$$F_{k_1 k_2} = \frac{3}{\rho^2 h} [k(k' | k - k')]^{1/2} \sum_{ijklmn} C_{ijklmn} \int dr (\partial_j U_i^{(k)}) (\partial_l U_k^{(k')}) (\partial_n U_m^{(k'')});$$

второй и третий члены учитывают дисперсию и ангармонические эффекты ПАВ; C_{ijklmn} — компоненты упругого тензора третьего порядка; Γ_k^a и Γ_k^c — коэффициенты поглощения, обусловленные взаимодействием поверхностных фононов с тепловыми фононами и со свободными электронами соответственно; член $I(U)$ учитывает взаимодействие ПАВ с содержащимися в среде парамагнитными примесями.

Влияние электронов проводимости на волновой процесс учитывается с помощью теории возмущений. Ввиду того, что их наличие не влияет на возможность существования нелинейных волн, здесь нет необходимости приводить явный вид величин, характеризующих электронные состояния.

Поиск бризерных решений уравнения (3) требует перехода к нелинейному уравнению Шредингера, и это можно осуществить совершенно аналогично работам [1-6].

Рассмотрим конкретный случай, когда был обнаружен солитон ПАВ; $d_1 = 0.2 \cdot 10^{-6}$ см, $d_2 = 1.8 \cdot 10^{-6}$ см, $Dk = 5$. Для рассматриваемой сверхрешетки плотности и скорости поперечно поляризованной звуковой волны и упругие константы равны [9-10]:

GaAs — $\rho = 5.36$ г/см³, $c_{t1} = 2.78 \cdot 10^5$ см/с, $C_{44} = 4.15$, $C_{11} = 12.78$, $C_{12} = 4.5$,

AlAs — $\rho' = 3.76$ г/см³, $c_{t2} = 3.29 \cdot 10^5$ см/с, $C'_{44} = 4.07$, $C'_{11} = 12.93$, $C'_{12} = 4.8$

(C_{ij} и C'_{ij} — квазиизотропные «упрощенные» упругие константы третьего порядка в единицах 10^{11} дин/см² [6]).

Пусть амплитуда ПАВ $H = 0.1$ Å, длина начального импульса $\Delta = 4 \cdot 10^{-5}$ см. Для образования бризерных волн необходимо выполнение условий [1-6]

$$t_m = \frac{\Delta}{4H} (2/P_k Q_k)^{1/2}, \quad H\Delta > \frac{4\sqrt{3}}{9} \pi (2P_k/Q_k)^{1/2},$$

$$\Omega t_m \gg 1, \quad Q\Delta \gg 1, \quad P_k Q_k > 0. \quad (4)$$

Здесь t_m — время распространения волны, P_k и Q_k — коэффициенты нелинейного уравнения Шредингера, которые находятся согласно [2-4], а величины Ω и Q определяют медленные биения огибающей ПАВ [2-4].

Численные расчеты доказали, что при ангармоническом колебании решетки и дисперсии, т. е. когда в уравнении (3) $I(U) = 0$, условия (4) не удовлетворяются и, следовательно, невозможно возбуждение бризеров.

При замещении атомов Ga в GaAs атомами парамагнитной примеси Fe^{2+} в указанной системе могут реализоваться условия эффекта АСИП, если поместить систему во внешнее постоянное магнитное поле. В этом случае следует пользоваться уравнением (3), в котором пренебрегают членом, учитывающим ангармонические колебания кристаллической решетки. Явный вид $I(U)$ определяется их хорошо известной системы уравнений Блоха [2, 7]. Совершенно аналогично работам [2] можно показать, что в этих условиях могут формироваться как солитоны (2π -импульсы), так и бризеры (0π -импульсы) ПАВ. Взаимодействие этих нелинейных волн с электронами проводимости и тепловыми фононами не влияет на условия существования этих волн, и их вклад можно учесть по теории возмущений совершенно аналогично работам [4, 5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] T. Sakuma, G. Kawanami. Phys. Rev. B, 29, 869 (1984).
- [2] Г. Т. Адамашвили. ЖЭТФ, 92, 2202 (1987); G. T. Adamashvili. Phys. Lett. A, 130, 350 (1988).
- [3] Г. Т. Адамашвили, Г. Г. Угурашвили, Л. В. Чкония. М. Д. Пеикришвили. ФТТ, 31, вып. 9, 296 (1989).
- [4] Г. Т. Адамашвили, Г. Г. Угурашвили, М. Д. Пеикришвили. ФТП, 24, 1878 (1990).
- [5] T. Sakuma, T. Miyazak. Phys. Rev. B, 33, 1036 (1986).
- [6] T. Sakuma, O. Saito. Phys. Rev. B, 35, 1294 (1987).
- [7] В. А. Голенищев-Кутузов, В. В. Самарцев, Н. К. Соловаров, Б. М. Хабибуллин. Магнитная квантовая акустика, 198. М. (1977).
- [8] Е. М. Ганопольский. ФТТ, 15, 368 (1973).
- [9] R. E. Camley, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, A. A. Maradudin. Phys. Rev. B, 27, 7318 (1983).
- [10] М. П. Шаскольская. Акустические кристаллы, 606. М. (1982).