

УСИЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО АКУСТО-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ФОТОВОЗБУЖДЕННОЙ ПЛАЗМЕ КВАНТОВОЙ ЯМЫ

А.В.Каламейцев, А.О.Говоров, Х.-Д.Кутчер^{*1)}, А.Виксфорд^{*1)}

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090, Новосибирск, Россия

^{*}Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität and Center for NanoScience
D-80539 München, Germany

Поступила в редакцию 12 июля 2000 г.

Изучается нелинейное взаимодействие интенсивной поверхностной акустической волны (ПАВ) с двумерной электронно-дырочной плазмой, генерируемой светом в полупроводниковой квантовой яме, расположенной вблизи пьезокристалла. Показано, что в режиме сильной нелинейности акусто-электронное взаимодействие усиливается, что связано с аккумуляцией носителей в поле интенсивной ПАВ. В сильно нелинейном режиме диссипация энергии акустической волны растет, а скорость звука уменьшается. Эти зависимости принципиально отличаются от аналогичных зависимостей в монополярной плазме. Для большой интенсивности звука получены аналитические результаты.

PACS: 73.23.Ad, 73.50.-h

Поверхностные акустические волны позволяют эффективно исследовать двумерные (2D) электронные системы [1] за счет пьезоэлектрического взаимодействия. Недавно были созданы новые так называемые гибридные структуры (см. рис.1), которые содержат тонкую субмикронную полупроводниковую пленку (A_3B_5) с элек-

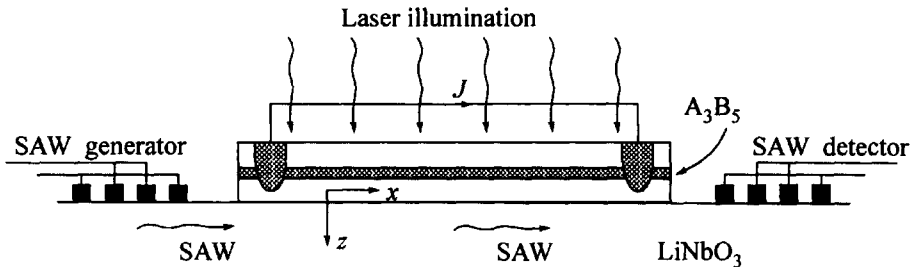


Рис.1. Схематическое изображение гибридной структуры полупроводник – пьезоэлектрик для экспериментов с ПАВ (SAW). Контакты к 2D плазме замкнуты. ПАВ может наводить в цепи акусто-электрический ток J

тронной квантовой ямой и подложку из пьезокристалла ($LiNbO_3$) [2]. Эта система квазимонолитная, так как пленка тесно связана с пьезокристаллом силами Ван-дер-Ваальса. Константа электромеханической связи для поверхностной акустической волны (ПАВ) K_{eff}^2 в гибридной структуре [2] оказывается на 2 порядка больше, чем в традиционной $GaAlAs$ системе! В гибридной структуре режим нелинейного акусто-электронного взаимодействия (АЭВ) легко достижим в экспериментах [3, 4].

¹⁾ Н.-J.Kutschera, A.Wixforth

Электронная плазма, которая индуцировалась металлическим затвором, могла быть легко разделена на полосы в пьезоэлектрическом поле ПАВ [3, 4].

В данной работе мы теоретически исследуем нелинейное АЭВ в гибридной системе в присутствии лазерной подсветки, которая рождает электронно-дырочную плазму при комнатной температуре. В гибридных структурах главный вклад в АЭВ связан с пьезоэлектрическим эффектом. При большой интенсивности ПАВ происходит увеличение средней плотности носителей и разбиение плазмы на полосы с электронами и дырками. С ростом интенсивности звука поглощение ПАВ возрастает, а сдвиг скорости ПАВ за счет плазмы уменьшается. Эти зависимости связаны с сильной рекомбинационной нелинейностью. Поведение монополярной плазмы в интенсивной акустической волне принципиально другое – поглощение акустической волны насыщается, а скорость звука увеличивается [3–6].

Нелинейность АЭВ в пьезокристаллах с подвижными электронами может иметь концентрационный характер [5–7] или возникать благодаря захвату электронов на ловушках [8]. В данном сообщении мы рассматриваем одновременное действие двух механизмов нелинейности: концентрационной и рекомбинационной. В нашей модели рекомбинационная нелинейность возникает при высвечивании подвижных электронно-дырочных пар в прямозонном полупроводнике и в присутствии постоянной подсветки. Рекомбинационная нелинейность имеет сходные черты с нелинейностью, связанной с ловушками, так как она также ведет к изменению средней плотности подвижных носителей. Однако есть и важные отличия. Заметим, что в уже цитированных работах [8] нелинейность, связанная с ловушками, рассматривалась без подсветки и, естественно, для неподвижных ловушек. В нашей модели и электроны, и дырки подвижны. Это обстоятельство играет принципиальную роль, поскольку подвижность ведет к пространственному разделению носителей в интенсивной ПАВ.

В данной работе мы рассматриваем традиционный случай слабого АЭВ между интенсивной ПАВ и 2D плазмой, то есть предполагаем $K_{eff}^2 \ll 1$. Кроме того, образец считается коротким в смысле $\Gamma L < 1$, но длинным в смысле $L \gg \lambda$. Здесь Γ – коэффициент поглощения ПАВ, L – длина образца, λ – длина волны. При условии $\Gamma L < 1$ вклады высших гармоник ПАВ не играют важной роли. В рамках описанных приближений для решения задачи нам достаточно найти нелинейный отклик плазмы на пьезопотенциал монохроматической ПАВ. Сдвиг скорости ПАВ за счет 2D плазмы δv_s и коэффициент поглощения звука Γ в нелинейном режиме определяются выражениями [4]

$$\frac{\delta v_s}{v_s^0} = \frac{\langle j \cdot \Phi^{SAW} \rangle}{2I}, \quad \Gamma = \frac{\langle j \cdot E_x^{SAW} \rangle}{I}, \quad (1)$$

где $\langle \dots \rangle$ – пространственное усреднение, v_s^0 – скорость звука в отсутствие плазмы, I – интенсивность ПАВ, Φ^{SAW} – пьезопотенциал ПАВ, E_x^{SAW} – электрическое поле, индуцированное ПАВ в плоскости 2D плазмы, j – ток заряда. ПАВ, которая распространяется в направлении x , порождает электрическое поле $E_x^{SAW} = E_0 \cos(qx - \omega t)$ и соответствующий пьезопотенциал $\Phi^{SAW} = -\Phi_0 \sin(qx - \omega t)$, где $\Phi_0 = E_0/q$, t – время, q – волновой вектор, $\omega = v_s^0 q$. Поскольку мы предположили, что $K_{eff}^2 \ll 1$, то $\delta v_s \ll v_s^0$ и $\Gamma \ll q$.

Ток заряда $j = j_n + j_p$ находится из системы гидродинамических уравнений:

$$e \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial j_n}{\partial x} = (G - Cnp)e, \quad |e| \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial j_p}{\partial x} = (G - Cnp)|e|, \quad (2)$$

$$j_n = \sigma_n E_x - e D_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad j_p = \sigma_p E_x - |e| D_p \frac{\partial p}{\partial x},$$

где $n(p)$ – 2D плотности электронов (дырок), $j_n(j_p)$ – токи, $e = -|e|$ – заряд электрона, G – темп лазерной генерации носителей, C – константа рекомбинации, $\sigma_n(\sigma_p)$ и $D_n(D_p)$ – проводимости и коэффициенты диффузии электронов (дырок); $\sigma_n = |e|\mu_n n$, $\sigma_p = |e|\mu_p p$, где $\mu_n(\mu_p)$ – подвижности. Кроме того, $D_n/\mu_n = D_p/\mu_p = KT/|e|$, где T – температура.

Электрическое поле состоит из двух частей: $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{SAW} + \mathbf{E}^{ind}$. Поле \mathbf{E}^{ind} , которое индуцируется плазмой, находится из уравнения Максвелла:

$$\text{div} \mathbf{D}^{ind} = 4\pi(en + |e|p)\delta(z), \quad (3)$$

где $\mathbf{D}^{ind} = \hat{\epsilon}(z)\mathbf{E}^{ind}$, z – нормаль к системе. 2D плазма квантовой ямы моделируется δ -функцией.

Далее мы будем искать установившееся периодическое решение системы (2), (3), которое зависит от координаты $x' = x - v_s^0 t$. Заметим, что в нашей схеме с замкнутыми контактами к 2D плазме $\langle E_x \rangle = 0$ (см. рис.1), и решение может быть найдено в виде периодической функции x' . Чтобы найти численное решение, нам удобно разложить все функции в выражениях (2), (3) в ряд Фурье по координате x' . Пренебрегая толщиной пленки, находим $\Phi_m^{ind} = 2\pi(en_m + |e|p_m)/\epsilon_{eff}|q_m|$, где Φ_m^{ind} – коэффициенты Фурье, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $q_m = qm$, $\epsilon_{eff} = (\epsilon + 1)/2$. Здесь $\epsilon = \sqrt{\epsilon_{zx}^T \epsilon_{zz}^T}$ – средняя диэлектрическая проницаемость LiNbO_3 . Интенсивность ПАВ и амплитуда потенциала Φ_0 связаны соотношением $K_{eff}^2 = (\sigma_m q/2)(\Phi_0^2/I)$, где $\sigma_m = \epsilon_{eff} v_s^0/2\pi$ [4]. Коэффициент K_{eff}^2 рассчитывался ранее в рамках линейной теории [2, 9].

Система уравнений (2), (3) была решена численно. Вовлекалось порядка 100 пространственных гармоник. Для расчета использовались типичные параметры системы при $T = 300$ К: $\mu_e = 2 \cdot 10^3$ см²/В·с, $\mu_e/\mu_p = 6$, $v_s^0 = 3.9 \cdot 10^5$ см/с, $\lambda = 60$ мкм, $K_{eff}^2 = 0.056$, $\epsilon = 50$. Константа рекомбинации для неравновесных электронов и дырок была оценена с помощью формулы, аналогичной (13) из работы [10]: $C = 4 \cdot 10^{-4}$ см²/с, что соответствует времени излучательной рекомбинации $\tau_0^{rad} = 1/Cn_{s0} = 250$ нс, для плотностей электронов и дырок $n_{s0} = p_{s0} = 10^{10}$ см⁻². При $\Phi_0 = 0$ установившиеся концентрации носителей $n_{s0} = p_{s0} = \sqrt{G/C}$. Концентрация n_{s0} выбиралась в области $10^9 - 10^{11}$ см⁻², что типично для оптических экспериментов [10]. Соответствующие световые потоки порядка $10^{-2} - 10^2$ Вт/см². Расчеты проводились для амплитуд потенциала $\Phi_0 \sim 1 - 10$ В, которые представляются реалистичными. Амплитуды $\Phi_0 \sim 3$ В типичны для экспериментов по гибридным структурам с металлическим затвором [3, 4]. Входные мощности при генерации ПАВ в этих экспериментах менялись от -10 до 30 дБм [3, 4]. Здесь же мы рассматриваем структуру без металлического затвора, где коэффициент K_{eff}^2 должен быть больше.

На вставке к рис.2 показаны рассчитанные функции $n(x')$ и $p(x')$ для различных Φ_0 . Видно, что при увеличении Φ_0 плазма разбивается на примыкающие полоски электронов и дырок. Электроны и дырки стремятся заэкранировать $\Phi^{SAW}(x')$ при

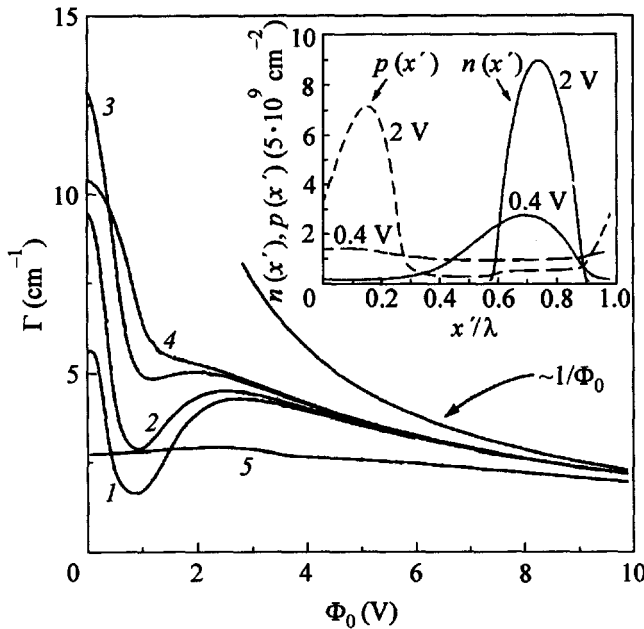


Рис.2. Зависимость коэффициента поглощения акустической волны от амплитуды потенциала ПАВ. Кривые 1-5 соответствуют различным интенсивностям оптической накачки: $n_{e0} = 10^9, 2 \cdot 10^9, 5 \cdot 10^9, 10^{10}, 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. На вставке показаны профили концентраций электронов и дырок для $n_{e0} = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ и двух амплитуд $\Phi_0 = 0.4$ и 2 В

всех x' , но одновременно $n(x')$ и $p(x')$ слабо перекрываются. Только такое распределение носителей может быть в установившемся режиме с сильной рекомбинационной нелинейностью, так как появление значительного зазора между полосками привело бы к нестационарному накоплению носителей. Коэффициент поглощения Γ (см. рис.2) в основном убывает. Немонотонное поведение Γ при $\Phi_0 \sim 1 - 2$ В коррелирует с моментом существенного разбиения плазмы на полоски и началом возрастания средней плотности $N_0 = \langle n(x') \rangle = \langle p(x') \rangle$ (рис.3, вставка). Рост N_0 является естественным следствием пространственного разделения электронов и дырок и подавления их рекомбинации. При $\Phi_0 \rightarrow \infty$ $\Gamma \propto 1/\Phi_0$, а поглощаемая энергия $Q = I \cdot \Gamma \propto \Phi_0$. Рост Q с интенсивностью звука связан с увеличением средней плотности носителей N_0 при $\Phi_0 \rightarrow \infty$ (рис.3, вставка). Далее мы получим асимптотику для $Q(\Phi_0)$ аналитически.

Средние токи, которые наводятся ПАВ, были также вычислены. Ток заряда $\langle j_n(x') + j_p(x') \rangle$ при увеличении Φ_0 сначала увеличивается по абсолютной величине, а затем уменьшается, поскольку носители захватываются ПАВ. Средние скорости электронов и дырок стремятся к v_0^0 при $\Phi_0 \rightarrow \infty$.

Сдвиг скорости $\delta v_s(\Phi_0)$, показанный на рис.3, имеет максимум при $\Phi_0 \sim 1 - 2$ В. Этот максимум также связан с началом разбиения плазмы на полоски. Когда $\Phi_0 \rightarrow \infty$, δv_s убывает, так как плазма становится все более плотной и сильно экранирует поле ПАВ.

Из кривых на вставке к рис.3 видно, что переход в нелинейный режим накопления носителей зависит от начальной плотности $n_{e0} = p_{e0}$. Характерное Φ_0 , при котором начинается рост N_0 , увеличивается с n_{e0} . Порядок этой характерной амплитуды $\Phi_0^{\text{non-lin}}$ можно оценить из линейной теории. Используя условие $\delta \rho_s \sim |e|n_{e0}$, где $\delta \rho_s$ - возмущение 2D заряда, находим $\Phi_0^{\text{non-lin}} \sim |e|n_{e0}\lambda/\epsilon_{\text{eff}}$. Эта оценка справедлива, если $\sigma_0 > \sigma_m$, где $\sigma_0 = |e|(\mu_n + \mu_p)n_{e0}$. При $n_{e0} \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ $\Phi_0^{\text{non-lin}} \sim 2$ В.

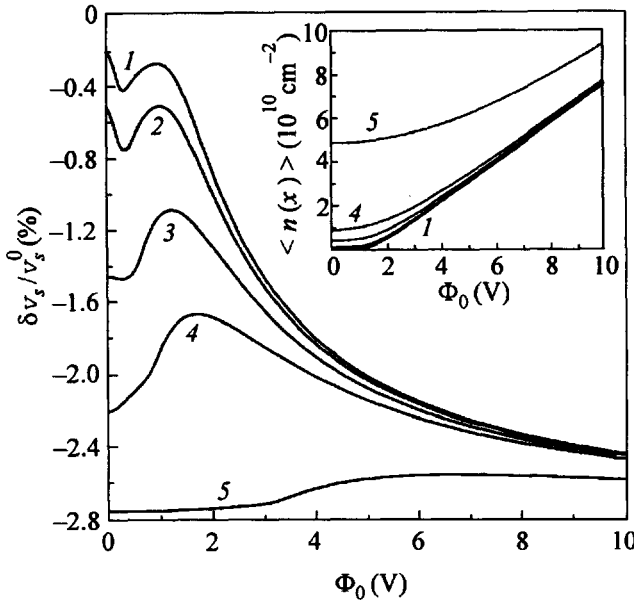


Рис.3. Зависимость сдвига скорости ПАВ от амплитуды ПАВ. Кривые соответствуют рис.2. На вставке показана зависимость средней концентрации от амплитуды ПАВ для различных n_{s0}

Асимптотики Γ и δv_s при $\Phi_0 \rightarrow \infty$ можно найти аналитически из следующих рассуждений. При $\Phi_0 \rightarrow \infty$ плазма экранирует поле ПАВ E_x^{SAW} практически во всех точках, и плотность 2D носителей можно найти из простого интегрального уравнения $E_x = E_x^{ind}(x') + E_x^{SAW}(x') = 0$. При этом электроны экранируют половину волны там, где $e\Phi^{SAW} < 0$, а дырки половину волны там, где $e\Phi^{SAW} > 0$. Из условия $E_x = 0$ находим асимптотику $N_0 \rightarrow q\Phi_0\epsilon_{eff}/2\pi^2|e|$, которая хорошо описывает численные данные на вставке к рис.3. Локальное поглощение ПАВ плазмой в модели Друде есть

$$Q_{loc} = \frac{v_n^2 m_e^*}{\tau_n} n + \frac{v_p^2 m_h^*}{\tau_p} p,$$

где $v_n(v_p)$ – скорости электронов (дырок), $m_e^*(m_h^*)$ и $\tau_n(\tau_p)$ – эффективные массы и времена релаксации. Поскольку электроны и дырки почти полностью захвачены ПАВ и разделены пространственно, то $v_n \simeq v_s^0$ при $\lambda/2 < x < \lambda$ и $v_p \simeq v_s^0$ при $0 < x < \lambda/2$. Полное поглощение

$$Q = \langle Q_{loc} \rangle \simeq (v_s^0)^2 N_0 \left(\frac{m_e^*}{\tau_n} + \frac{m_h^*}{\tau_p} \right) = (v_s^0)^2 N_0 |e| \left(\frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{\mu_p} \right) = (v_s^0)^2 \left(\frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{\mu_p} \right) q\Phi_0\epsilon_{eff}/2\pi^2.$$

Таким образом, мы получили асимптотику $Q \propto N_0 \propto \Phi_0$ при $\Phi_0 \rightarrow \infty$. Малые параметры при $\Phi_0 \rightarrow \infty$: $v_s^0/\mu_n E_0 \ll 1$ и $v_s^0/\mu_p E_0 \ll 1$. Чтобы найти δv_s при $\Phi_0 \rightarrow \infty$, мы использовали аналогичные малые параметры и получили: $\delta v_s/v_s^0 \rightarrow -K_{eff}^2/2$.

В случае монополярной плазмы, которая индуцируется, например, затвором, $\langle n \rangle$ естественно остается константой для любого Φ_0 . При $\Phi_0 \rightarrow \infty$ электроны собираются в узкие полоски, и в целом экранирование поля ПАВ уменьшается. В пределе $\Phi_0 \rightarrow \infty$: $Q \rightarrow Q_{max} = \langle n \rangle (v_s^0)^2 m_e^*/\tau_e$, а $\delta v_s \sim 1/\Phi_0 \rightarrow 0$ [4–6].

Эксперименты по АЭВ при подсветке в 3М кристаллах проводились в режиме прыжковой фотопроводимости и слабой нелинейности (см. например работы [11]). АЭВ между ПАВ и фотовозбужденной плазмой в GaAs приводила к появлению про-

дольного напряжения между затворами [12]. В 2D системах эксперименты по сильно нелинейному АЭВ при $T = 4$ К выполнялись в режиме ионизации экситонов [13, 14]. Например, в работе [13] была реализована линия задержки для фотонов: падающие фотоны преобразовывались в электроны и дырки, затем эти носители переносились вдоль образца посредством ПАВ, а на конечной стадии носители рождали вторичные фотоны. При $T = 300$ К с помощью интенсивной ПАВ исследовалась сильно неоднородная плазма квантовой ямы, возбужденная лазерным лучом [15]. Еще один класс экспериментов относится к дифракции света на объемных и поверхностных акустических волнах [16].

Предсказанное нелинейное АЭВ относится к однородной подсветке в бесконечном образце. В конечном образце плотность, аккумулированная в потенциальных ямах ПАВ, насыщается при $\Phi_0 \rightarrow \infty$. В нашей схеме интенсивная ПАВ сначала разделяет электроны и дырки, а затем переносит их вдоль образца. На конечной стадии носители рекомбинируют при достижении правого контакта. Другими словами, интенсивная ПАВ как бы “собирает” носители на всей длине образца. Максимальная плотность, “собранный” ПАВ, равна $N_{max} = GL/v_g^0 = (L/v_g^0)n_0^2C = n_0(t_0/\tau_0^{ad})$, где $t_0 = L/v_g^0$ - время прохода образца ПАВ. Таким образом, в конечной системе каждая кривая на вставке к рис.3 насыщается на своем значении $N_{max}(n_0)$. Усиление АЭВ в нелинейном режиме, которое было описано в этой работе, проявляется, если $N_{max} > n_0$. Последнее неравенство эквивалентно $t_0 > \tau_0^{ad}$. Эти неравенства выполняются при типичных параметрах нашей задачи. Например, при $n_0 = 10^{10}$ см⁻² и $L = 2$ мм: $t_0/\tau_0^{ad} \sim 2$.

Авторы благодарны А.В. Чаплику и Ё.Р.Коттхаузу (J.P.Kotthaus) за полезные обсуждения. Работа была выполнена при поддержке фонда Фольксвагена (Volkswagen-Stiftung), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 99-02-17019, # 99-02-17127) и государственной программы “Физика твердотельных наноструктур”.

-
1. A.Wixforth, J.Scribe, M.Wassermeier et al., Phys. Rev. **B40**, 7874 (1989); R.L.Willett, R.R.Ruel, K.W.West, and L.N.Pfeiffer, Phys. Rev. Lett. **71**, 3846 (1993); И.Л.Дричко, А.М.Дьяконов, В.Д.Каган и др., ФТП **31**, 451 (1997).
 2. M.Rotter, A.Wixforth, W.Ruile et al., Appl. Phys. Lett. **73**, 2128 (1998).
 3. M.Rotter, A.V.Kalameitsev, A.O.Govorov et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 2171 (1999); M.Rotter, A.Wixforth, A.O.Govorov et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 965 (1999).
 4. A.O.Govorov, A.V.Kalameitsev, M.Rotter et al., Phys. Rev. **B62** (2000), in press.
 5. В.Л.Гуревич, Б.Д.Лайхтман, ЖЭТФ **46**, 598 (1964).
 6. Ю.В.Гуляев, ФТТ **12**, 415 (1970).
 7. P.K.Tien, Phys. Rev. **171**, 970 (1968); P.N.Butcher and N.R.Ogg, J. Phys. D, Ser. 2 **2**, 333 (1969).
 8. Ю.В.Гуляев, ФТП **2**, 628 (1968); Р.Катилос, ФТТ **10**, 458 (1968).
 9. K.A.Ingebrigtsen, J. Appl. Phys. **41**, 454 (1970); А.В.Чаплик, Письма в ЖТФ **10**, 1385 (1984).
 10. Л.В.Кулик, А.И.Тартаковский, А.В.Ларионов и др., ЖЭТФ **112**, 353 (1997).
 11. Е.М.Ганапольский, В.В.Тараканов, ФТТ **14**, 487 (1972); Ю.М.Гальперин, И.Л.Дричко, Д.В.Шамшур, ФТТ **32**, 2579 (1990).
 12. В.А.Вьон, В.В.Пнев, А.В.Царев, И.В.Яковкин, Письма в ЖТФ **18**, 34 (1992).
 13. C.Rocke, S.Zimmermann, A.Wixforth, and J.P.Kotthaus, Phys. Rev. Lett. **78**, 4099 (1997).
 14. C.Rocke, A.O.Govorov, A.Wixforth et al., Phys. Rev. **B57**, R6850 (1998).
 15. M.Streibl, A.Wixforth, J.P.Kotthaus et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 4139 (1999).
 16. Ю.В.Гуляев, В.В.Проков, Г.Н.Шкердин, УФН **124**, 61 (1978); М.К.Балакирев, С.В.Богданов, Л.А.Федюхин, ЖТФ **50**, 2439 (1980).