

Пьезоэлектрический механизм ориентации страйп-структур в двумерных электронных системах

Д. В. Филь

Институт монокристаллов НАН Украины, Украина, 61001, Харьков, пр. Ленина, 60
E-mail: fil@isc.kharkov.com

Статья поступила в редакцию 22 марта 2000 г.

Рассмотрен пьезоэлектрический механизм ориентации страйпов в двумерных электронных системах в гетероструктурах GaAs–AlGaAs. Показано, что с учетом анизотропии упругих модулей и влияния границы образца теория дает ориентацию страйпов вдоль [110] направления, что соответствует экспериментальным данным. Для двухслойной системы найден эффект переориентации страйп-структуры вдоль направления [100] в случае, когда период структуры превышает расстояние между слоями.

Розглянуто п'єзоелектричний механізм орієнтації страйпів в двовимірних електронних системах в гетероструктурах GaAs–AlGaAs. Показано, що з урахуванням анізотропії пружних модулів та впливу межі зразку теорія дає орієнтацію страйпів вздовж [110] напрямку, що відповідає експериментальним даним. Для двошарової системи знайдено ефект переорієнтації страйп-структури вздовж напрямку [100] у випадку, коли період структури перевищує відстань між шарами.

PACS: 73.20.Dx, 77.65–j

Введение

Известно, что однородное состояние двумерного электронного газа при низких концентрациях и температурах является неустойчивым. При таких условиях система переходит в фазу вигнеровского кристалла. Для классического вигнеровского кристалла минимум энергии соответствует треугольной решетке [1]. В последнее время большое внимание уделяется исследованию неоднородных электронных состояний в квантовых холловских системах. Для этих объектов можно ожидать большего разнообразия фаз с пространственной модуляцией электронной плотности. Так, в квантовом холловском ферромагнетике решеточные структуры могут формироваться из скирмионных возбуждений [2] (скирмионы в данном случае наряду с топологическим несут и электрический заряд). Поскольку скирмионы представляют собой пространственно протяженные структуры, при достаточной их концентрации решетка скирмионов будет квадратной, а не треугольной. К числу недавних интригующих экспериментальных результатов можно отнести наблюдение силь-

ной анизотропии проводимости при факторе заполнения $\nu = N + 1/2$ (N — целое, $N \geq 4$) [3,4]. Физическую природу этого эффекта можно связать с формированием страйп-структуры на верхнем частично заполненном уровне Ландау [5,6].

Для фаз с пространственной модуляцией электронной плотности в двумерных системах, реализованных в гетероструктурах GaAs–AlGaAs, интересным является вопрос о физических механизмах, определяющих ориентацию электронного кристалла относительно кристаллографических осей матрицы окружения. Для страйп-структуры эта проблема представляется наиболее актуальной, так как в данном случае влияние внешних факторов на ориентацию можно наблюдать экспериментально (необходимую информацию можно извлечь из измерений анизотропии проводимости).

Образование фаз с пространственной модуляцией электронной плотности является результатом конкуренции между кулоновским и обменным взаимодействиями (в случае скирмионов также зеемановским взаимодействием). В системах, обладающих кубической симметрией, эти механизмы изотропны, т.е. они не могут определять

ориентацию электронной структуры относительно кристаллографических осей. Тем не менее в системе имеются механизмы, задающие такую ориентацию. Так, например, при измерении анизотропии проводимости [3,4] наблюдается максимум вдоль оси [110] и минимум вдоль оси [1 $\bar{1}$ 0], т.е. волновой вектор страйп-структуры направлен вдоль одной из осей второго порядка. Анизотропное взаимодействие, задающее ориентацию, должно быть достаточно слабым, чтобы разрешить вращение страйп-структуры при изменении направления тангенциальной компоненты внешнего магнитного поля (этот эффект наблюдается экспериментально [7,8]).

В GaAs естественным кандидатом на такую роль является пьезоэлектрическое взаимодействие, которое остается анизотропным и в кубической системе. Вопрос об анизотропии межэлектронного взаимодействия в пьезоэлектриках рассматривался ранее в [9], где обсуждалось влияние пьезоэлектрического взаимодействия на симметрию решетки вигнеровского кристалла. В работе [9] для описания упругой подсистемы использовалась изотропная модель. Такая модель плохо описывает ситуацию в GaAs, в котором анизотропия упругих модулей достаточно велика. В настоящей работе рассматривается пьезоэлектрический механизм ориентации модулированных электронных структур в GaAs с учетом анизотропии упругих модулей, а также влияния поверхности образца. Большинство полученных результатов относится к случаю страйп-структур. Главный вывод состоит в том, что при ориентации двумерного электронного слоя в плоскости (001) энергия страйп-фазы минимальна, когда угол ϕ между волновым вектором страйп-структуры и осью [100] лежит в диапазоне 30–60° (потенциальный рельеф при этом образует практически плоское плато). Таким образом, среднее направление волнового вектора соответствует экспериментально наблюдаемой ориентации.

В работе рассмотрены также двухслойные страйп-структуры. Для таких систем обнаружен эффект переориентации. Переориентация возникает, если период структуры превышает расстояние между слоями. В этом случае волновой вектор структуры изменяет свое направление и ориентируется вдоль оси [100]. Эффект легко может быть проверен экспериментально, так как при уменьшении внешнего магнитного поля (увеличении фактора заполнения) период страйп-структуры, который определяется магнитной длиной, должен увеличиваться.

Рассмотрим вначале ситуацию, когда двумерный электронный слой помещен в безграничную пьезоэлектрическую среду, обладающую кубической симметрией. Свойства среды описываются тремя упругими модулями c_{11} , c_{12} , c_{44} , диэлектрической константой ϵ и одним пьезоэлектрическим модулем e_{14} . Здесь и далее ограничимся рассмотрением двумерной электронной системы, лежащей в плоскости (001). Неоднородную электронную структуру будем описывать как волну зарядовой плотности с волновым вектором \mathbf{b} , направленным под углом ϕ к оси [100]:

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_0 \sin(\mathbf{br}_{pl})\delta(z), \quad (1)$$

где \mathbf{r}_{pl} — проекция радиус-вектора на плоскость (001), ось z выбрана вдоль [001]. Плотность энергии системы можно записать в виде

$$F = \frac{\mathbf{E}\mathbf{D}}{8\pi} + \frac{\sigma_{ik}u_{ik}}{2}, \quad (2)$$

где

$$D_i = \epsilon E_i - 4\pi\beta_{ikl} u_{kl} \quad (3)$$

— вектор электрической индукции;

$$\sigma_{ik} = \lambda_{iklm} u_{lm} + \beta_{lik} E_l \quad (4)$$

— тензор напряжений; u_{ik} — тензор деформации; \mathbf{E} — напряженность электрического поля; λ_{iklm} — тензор упругих модулей; β_{ikl} — тензор пьезоэлектрических модулей (в кристаллах кубической симметрии $\beta = e_{14}/2$ при $i \neq k \neq l$ и $\beta = 0$ в остальных случаях). Величины \mathbf{D} и σ_{ik} удовлетворяют уравнениям электростатики и теории упругости соответственно:

$$\text{div } \mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} = 0. \quad (5)$$

Вычисление полной энергии с учетом (5) и граничного условия для σ_{ik} ($\sigma_{ik}n_k = 0$ на свободной границе) дает

$$E = \int d^3r F = \frac{1}{2} \int d^3r \rho(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где φ — скалярный потенциал ($\mathbf{E} = -\nabla\varphi$). Значение φ находится из решения системы (5). Переходя в (5) к фурье-компонентам φ и поля смещения \mathbf{u} , имеем

$$M_{ik} V_k = Q_i, \quad (7)$$

где

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} \hat{\Lambda} & \hat{T} \\ -\hat{T}^+ & \varepsilon q^2/4\pi \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$c_{ik} = \lambda_{iklm} q_l q_m, \quad T_i = -\beta_{ikl} q_k q_l,$$

$$V_i = \begin{cases} u_{iq} & i = 1, 2, 3 \\ \varphi_q & i = 4 \end{cases}, \quad Q_i = \begin{cases} 0 & i = 1, 2, 3 \\ \rho_q & i = 4 \end{cases} \quad (9)$$

(ρ_q - фурье-компонента электронной плотности).

Из (7) имеем

$$\varphi_q = M_{44}^{-1}(q_{pl}, q_z) \rho_q \quad (10)$$

(q_{pl} - проекция \mathbf{q} на плоскость (001)). Выполнив обратное фурье-преобразование и подставив результат в (6), найдем

$$E = \frac{\rho_0^2 S}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dq_z M_{44}^{-1}(\mathbf{b}, q_z) \quad (11)$$

(S - площадь слоя). Используя малость константы пьезоэлектрического взаимодействия, запишем энергию в виде суммы

$$E = E_C + E_{pe}^0 + E_{pe}^{an}, \quad (12)$$

где

$$E_C = \frac{\pi \rho_0^2 S}{2\varepsilon b} \quad (13)$$

- кулоновская энергия; E_{pe}^0, E_{pe}^{an} - изотропная и анизотропная части энергии пьезоэлектрического взаимодействия между электронами. Анизотропную часть запишем в виде

$$E_{pe}^{an} = \chi E_C F(\phi), \quad (14)$$

где $\chi = e_{14}^2/\varepsilon c_{11}$ - малый параметр, по которому делалось разложение. Функция F имеет амплитуду порядка единицы и зависит от соотношения между упругими модулями.

Для изотропной среды ($c_{12} = c_{11} - 2c_{44}$)

$$F(\phi) = A \cos 4\phi, \quad (15)$$

где

$$A = \frac{9\pi}{32} \left(1 - \frac{c_{11}}{3c_{44}} \right). \quad (16)$$

Формула (15) несколько другим способом была получена в работе [9]. Подстановка в (16) значений c_{11}, c_{44} для GaAs дает $A \approx 0,3$ и минимум

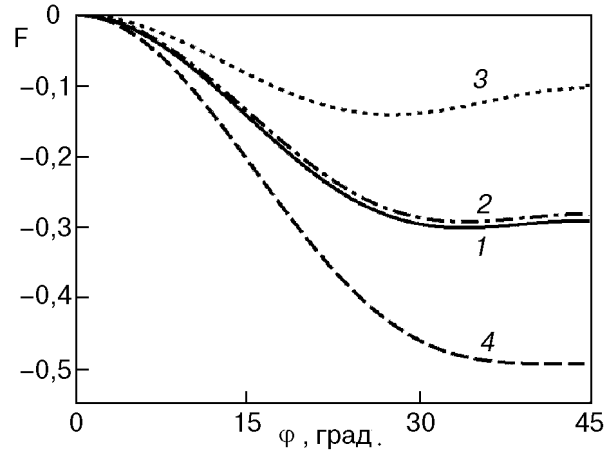


Рис. 1. Зависимость функции $F = E_{pe}^{an}/(\chi E_C)$ от ориентации страйпов. ϕ - угол между волновым вектором страйп-структуры и осью [100]. Кривая 1 - безграничная система; 2 - $d/a = 0$; 3 - $d/a = 0,15$; 4 - $d/a = 0,5$.

энергии при $\phi = \pi/4$. Однако если использовать вместо c_{11}, c_{44} усредненные значения квадратов скоростей продольного и поперечного звука соответственно, то амплитуда A практически зануляется, т.е. даже знак анизотропии остается неопределенным. Таким образом, учет анизотропии упругих модулей в данном случае является принципиальным.

Для анизотропного случая интегрирование в (11) было выполнено численно с использованием известных значений упругих модулей для GaAs ($c_{11} = 12,3, c_{12} = 5,7, c_{44} = 6,0$, все в 10^{11} дин/см²). Результаты расчета для функции $F(\phi)$ приведены на рис. 1 (кривая 1). Из полученной зависимости следует, что абсолютный минимум энергии соответствует направлению волнового вектора под углом $\phi \approx 30^\circ$ к оси [100]. Вариация энергии ΔE_{a1} в диапазоне $30^\circ < \phi < 60^\circ$ примерно в 30 раз меньше, чем полная вариация энергии ΔE_a во всем диапазоне углов ϕ . При температурах $\Delta E_{a1} < k_B T < \Delta E_a$ все конфигурации в диапазоне $30^\circ < \phi < 60^\circ$ являются практически равновероятными. Усредненное направление волнового вектора страйп-структуры лежит вдоль оси [110]. Наблюдение ориентации страйпов вдоль низкосимметричного направления возможно лишь при очень низких температурах $k_B T < \Delta E_{a1}$. Абсолютная величина энергии анизотропии определяется параметром χ , который для GaAs ($e_{14} = 0,15$ Кл/м², $\varepsilon = 12,5$) порядка $2 \cdot 10^{-4}$.

Существенным является вопрос, насколько полученный результат чувствителен к малым изменениям упругих модулей. Вычисления при различных значениях модуля c_{12} дают следующие результаты. При уменьшении модуля c_{12} локаль-

ный максимум при $\phi = \pi/4$ переходит в глобальный минимум (при $c_{12} \approx 5 \cdot 10^{11}$ дин/см²). При увеличении этого модуля минимум в районе $\phi = 30^\circ$ становится более резким. В GaAs реализуется пограничная ситуация, когда потенциальный рельеф в диапазоне $30^\circ < \phi < 60^\circ$ очень пологий.

Найденная зависимость энергии взаимодействия от угла ϕ сохранится, если вместо распределения электронной плотности в виде (1) использовать более реалистичное выражение. Замена (1) на сумму кратных гармоник с волновыми векторами $q_n = nb$ приведет к умножению E_C и E_{pe}^{an} на одинаковый множитель, т.е. функция $F(\phi)$ не изменится. Для квадратной решетки это, вообще говоря, не так. Для нее решение можно представить в виде суммы по векторам обратной решетки (с соответствующими весами), и каждый член суммы зависит от направления соответствующего вектора обратной решетки. Решение вопроса о минимуме энергии требует знания конкретного вида распределения электронной плотности. В простейшем случае, когда $\rho(\mathbf{r})$ можно представить в виде суммы двух волн плотности с перпендикулярными векторами, эти векторы будут ориентированы вдоль $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ направлений. Для треугольной решетки (описываемой как сумма трех волн зарядовой плотности с волновыми векторами, направленными под углами $2\pi/3$ друг относительно друга) учет анизотропии упругих модулей приводит к анизотропии энергии пьезоэлектрического взаимодействия (в изотропной модели, как следует из (15), такой эффект отсутствует).

Минимум энергии реализуется при направлении одного из волновых векторов под углом $\phi = k\pi/6$ (k — целое) к оси $[100]$. Величина анизотропии для треугольной решетки на два порядка меньше, чем для страйп-структуры.

В рамках использованного подхода легко учесть конечную толщину электронного слоя, включив в формулу (11) соответствующий форм-фактор. Однако реально период электронной структуры существенно больше толщины слоя, поэтому учет такой поправки не приводит к качественным изменениям.

Поскольку двумерные слои в гетероструктурах обычно создаются вблизи поверхности образца (характерное расстояние между поверхностью и электронным слоем $d \sim 5 \cdot 10^3$ Å), принципиальным является вопрос о влиянии поверхности на пьезоэлектрический механизм ориентации. В данном случае для нахождения скалярного потенциала систему уравнений (5) необходимо решать с учетом граничных условий. Модуляция электронной плотности в волне зарядовой плотности имеет одномерную структуру, и решение системы (5) можно искать в виде

$$\begin{aligned} u_i &= u_i(z) e^{i\mathbf{b}\mathbf{r}_{pl}} + \text{с.с.}, \\ \phi &= \phi(z) e^{i\mathbf{b}\mathbf{r}_{pl}} + \text{с.с.}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $u_i(z)$ и $\phi(z)$ удовлетворяют системе дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} (c_{44}(\partial_z^2 - b_y^2) - c_{11}b_x^2)u_x - \tilde{c}b_x(b_y u_y - i\partial_z u_z) - ie_{14}b_y \partial_z \phi &= 0, \\ (c_{44}(\partial_z^2 - b_x^2) - c_{11}b_y^2)u_y - \tilde{c}b_y(b_x u_x - i\partial_z u_z) - ie_{14}b_x \partial_z \phi &= 0, \\ (c_{11}\partial_z^2 - c_{44}b^2)u_z + i\tilde{c}\partial_z(b_x u_x + b_y u_y) + e_{14}b_x b_y \phi &= 0, \\ \epsilon(\partial_z^2 - b^2)\phi + 4\pi e_{14}(i\partial_z(b_x u_y + b_y u_x) - b_x b_y u_z) &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

($\tilde{c} = c_{12} + c_{44}$) с граничными условиями

$$\begin{aligned} \sigma_{iz} \Big|_{z=d-0} &= 0, \quad \phi \Big|_{z=d-0} = \phi \Big|_{z=d+0}, \quad -D_z \Big|_{z=d-0} = (\partial_x \phi) \Big|_{z=d+0}, \quad \sigma_{iz} \Big|_{z=0} = \sigma_{iz} \Big|_{z=+0}, \\ \phi \Big|_{z=0} &= \phi \Big|_{z=+0}, \quad u_i \Big|_{z=0} = u_i \Big|_{z=+0}, \quad D_z \Big|_{z=+0} - D_z \Big|_{z=0} = -2\pi i \rho_0. \end{aligned} \quad (19)$$

В формулах (19)

$$\begin{aligned} \sigma_{x(y)z} &= c_{44}(\partial_z u_{x(y)} + ib_{x(y)}u_z) - i\frac{e_{14}}{2}b_{y(x)}\phi, \quad \sigma_{zz} = c_{11}\partial_z u_z + ic_{44}(b_x u_x + b_y u_y), \\ D_z &= -\epsilon\partial_z \phi - i2\pi e_{14}(b_x u_y + b_y u_x). \end{aligned} \quad (20)$$

Решение системы (18) сводится к отысканию корней характеристического уравнения и определению с учетом граничных условий значений коэффициентов в записи общего решения. Такая процедура при фиксированных значениях параметров была выполнена численно. Энергия была представлена в виде (12), в котором величина кулоновской энергии

$$E'_C = \frac{\pi \rho_0^2 S}{2\epsilon b} \left(1 + \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} e^{-2bd} \right), \quad (21)$$

а анизотропная добавка к энергии

$$E_{pe}^{an} = \chi E'_C F(\phi). \quad (22)$$

Зависимость $F(\phi)$ для различных значений параметра d/a ($a = 2\pi/b$ — период страйп-структуры) приведена на рис. 1. При $d/a = 0$ (электронный слой лежит на поверхности образца) расчет дает зависимость (кривая 2), близкую к случаю безграничной среды. При увеличении этого параметра вначале минимум вблизи $\phi \approx 30^\circ$ становится более резким (кривая 3), а затем снова пологим, и при $d/a \approx 0,5$ слабовыраженная двухъямная структура вблизи $\phi = \pi/4$ исчезает полностью (кривая 4). В последнем случае величина анизотропии максимальна. При дальнейшем увеличении d/a зависимость выходит на кривую 1. Таким образом, граница образца практически не влияет на ориентацию страйпов (исключение составляет случай, когда отношение d/a попадает в достаточно узкий диапазон значений $\approx 0,1-0,2$). Полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что рассмотренный механизм анизотропии качественно правильно описывает экспериментальную ситуацию.

Двухслойная система

Настоящий раздел посвящен исследованию пьезоэлектрического механизма ориентации страйп-структур в двухслойных системах. Существует две причины для рассмотрения этого вопроса. Первая состоит в том, что двухслойные системы часто используются в экспериментальных исследованиях. Поэтому представляет интерес обобщить результаты предыдущего раздела на случай двух близко расположенных электронных слоев, в каждом из которых сформирована страйп-структура. Другая, на наш взгляд, более важная причина связана с поиском эффектов, которые можно было бы использовать для экспериментального доказательства определяющей роли пьезоэлектрического взаимодействия в ориентации

электронных структур. В двухслойной системе появляется дополнительный параметр — отношение расстояния между слоями к периоду страйп-структуры. Поскольку период страйп-структуры связан с магнитной длиной, этот параметр легко варьировать в эксперименте, меняя величину внешнего магнитного поля. Если анизотропия пьезоэлектрического взаимодействия чувствительна к вариации этого параметра, то такой эффект может быть зафиксирован экспериментально при изучении анизотропии проводимости как функции внешнего магнитного поля. Как показывает дальнейший расчет, именно такая ситуация реализуется в двухслойных системах.

Поскольку наличие границы не приводит к качественным изменениям, в данном разделе мы рассмотрим случай безграничной среды. В двухслойной системе кулоновское взаимодействие приводит к относительному смещению волн зарядовой плотности в соседних слоях на половину периода. Распределение электронной плотности имеет вид

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_0 \sin(\mathbf{br}_{pl}) \left[\delta(z - s/2) - \delta(z + s/2) \right] \quad (23)$$

(s — расстояние между слоями). Вычислив скалярный потенциал и подставив его в (6), имеем

$$E = \frac{\rho_0^2 S}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dq_z M_{44}^{-1}(\mathbf{b}, q_z) (1 - \cos(q_z s)). \quad (24)$$

Для иллюстрации вычислим величину E_{pe}^{an} для случая изотропной упругой среды. Подставив в (24) $c_{12} = c_{11} - 2c_{44}$, найдем

$$E_{pe}^{an} = A \chi E_C \cos 4\phi, \quad (25)$$

где

$$A = 2 \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{1 - \cos(zsb)}{(1+z^2)^4} \left[\frac{c_{11}}{c_{44}} - z^2 \left(8 \frac{c_{11}}{c_{44}} + 9 \right) \right]. \quad (26)$$

Вычисление интеграла в (26) дает

$$A = \frac{9\pi}{16} \left\{ 1 - \frac{c_{11}}{3c_{44}} - e^{-sb} \left[(1+sb) \left(1 - \frac{c_{11}}{3c_{44}} \right) + (sb)^2 \left[\frac{2c_{11}}{3c_{44}} - \frac{sb}{3} \left(1 - \frac{c_{11}}{c_{44}} \right) \right] \right] \right\}. \quad (27)$$

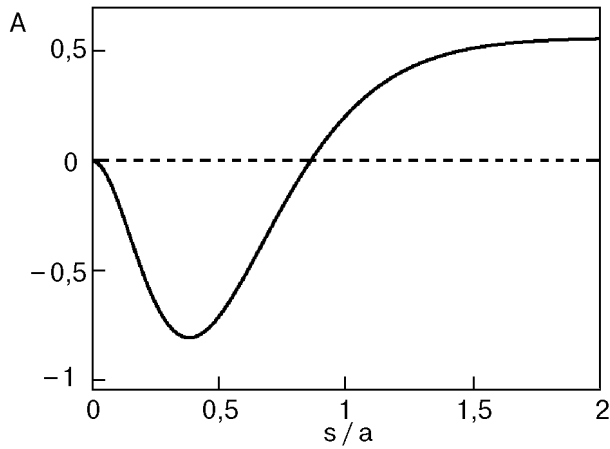


Рис. 2. Зависимость амплитуды энергии анизотропии A (см. (25)) в двухслойной системе в изотропной упругой среде от расстояния между слоями.

График зависимости величины A от параметра s/a при $c_{11}/c_{44} = 12,3/6$ представлен на рис. 2. Как видно из приведенной зависимости, при $s/a < 1$ анизотропная добавка к энергии изменяет знак и происходит переориентация страйпов вдоль $[010]$ направления. Аналогичный эффект имеет место и для анизотропной модели. На рис. 3 представлена зависимость энергии от угла ϕ при различных значениях параметра s/a . На рис. 4 приведена зависимость положения минимума, а также зависимости глубины минимума относительно значений энергии при $\phi = 0$ и $\phi = \pi/4$ как функций параметра s/a . Как видно из приведенных графиков, при $s/a > 1,5$ взаимодействие между слоями существенно не влияет на ориентацию страйпов. В диапазоне $0,8 < s/a < 1,5$ это взаимодействие приводит к стабилизации страйп-структур с волновым вектором, лежащим вдоль низкосимметричного направления. При $s/a < 0,8$

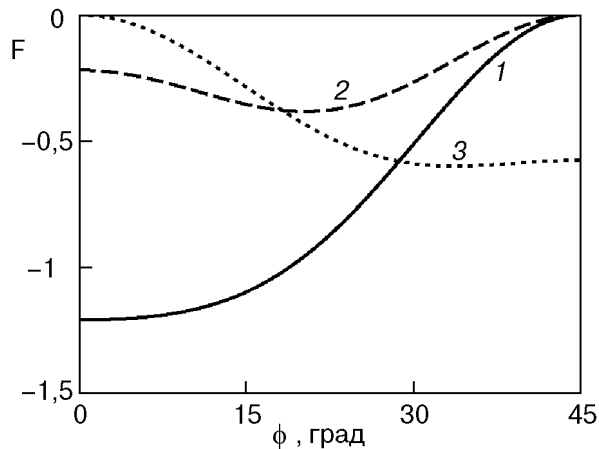


Рис. 3. Рассчитанная зависимость функции F от ориентации страйпов в двухслойной системе для GaAs при различных значениях параметра s/a : 0,75 (1); 1 (2); 3 (2).

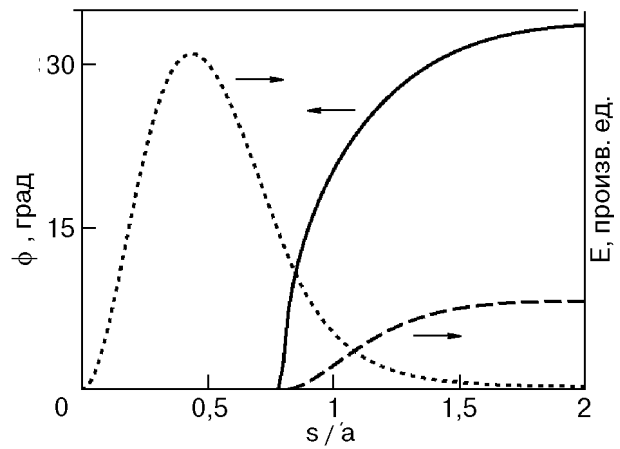


Рис. 4. Зависимость положения ϕ и глубины E минимума энергии от расстояния между слоями. Сплошная кривая – положение минимума, штриховая кривая – глубина минимума относительно значения энергии при $\phi = 0$, пунктирная кривая – глубина минимума относительно энергии при $\phi = \pi/4$.

минимум энергии реализуется при их ориентации вдоль одной из осей четвертого порядка.

Как уже отмечалось, полученный результат имеет важное значение для постановки эксперимента. Период страйп-структуры определяется магнитной длиной, и страйп-фазы при $v = N + 1/2$ имеют различные периоды при различных значениях N . Предсказание теории состоит в том, что в двухслойной системе при соответствующем выборе расстояния между слоями страйп-фазы при различных факторах заполнения будут ориентированы по разному (вдоль $[110]$ при малых N и вдоль $[100]$ при больших N). Эффект легко может быть обнаружен экспериментально при измерении угловой зависимости проводимости, что будет убедительной экспериментальной проверкой рассмотренной модели. Если эффект будет экспериментально обнаружен, то можно предложить еще одно его применение в качестве косвенного метода определения периода страйп-структуры.

Выводы

В работе показано, что пьезоэлектрическое взаимодействие в гетероструктурах GaAs может играть существенную роль в ориентации неоднородных двумерных электронных структур относительно кристаллографических осей матрицы окружения. С учетом конкретной анизотропии упругих модулей в GaAs была найдена анизотропная добавка к энергии страйп-структуры, реализованной на плоскости (001) .

Для монослойной системы в безграничной среде минимум энергии соответствует ориентации

волнового вектора страйп-структуры под углом $\phi \approx 30^\circ$ к оси [100]. Однако локальный максимум при $\phi = \pi/4$ настолько пологий, что фактически все направления в диапазоне $30^\circ < \phi < 60^\circ$ являются равновероятными. т.е. в среднем волновой вектор направлен вдоль оси [110].

Проанализировано влияние поверхности образца на пьезоэлектрический механизм ориентации страйпов в GaAs. Получено, что в случае расположения двумерного электронного слоя на поверхности (физически это соответствует глубине электронного слоя много меньшей периода электронной структуры) поведение анизотропной добавки к энергии практически не меняется по сравнению со случаем безграничной среды. При конечном соотношении между глубиной электронного слоя d и периодом страйп-структуры a происходят небольшие качественные изменения. Когда это отношение $\approx 0,5$, локальный максимум при $\phi = \pi/4$ переходит в глобальный минимум. При $d/a \approx 0,15$, напротив, стабилизируется ориентация вдоль низкосимметричного направления $\phi \approx 30^\circ$.

Полученные результаты объясняют экспериментально наблюдаемую ориентацию страйпов вдоль [110] направления в квантовой холловской системе. Абсолютное значение энергии анизотропии достаточно мало (примерно на четыре порядка меньше кулоновской энергии), поэтому внешние воздействия (например внешнее магнитное поле, содержащее параллельную электронному слою компоненту) могут приводить к переориентации страйп-структур, что также наблюдается экспериментально.

Рассмотрен пьезоэлектрический механизм ориентации страйпов в двухслойных электронных системах (со слоями, параллельными плоскости (001)). В таких системах модель предсказывает эффект переориентации страйпов вдоль оси [100] при уменьшении расстояния между слоями либо увеличении периода страйп-структуры (отношение этих двух длин должно стать меньше единицы). Наблюдение такого эффекта было бы экс-

периментальным доказательством того, что пьезоэлектрический механизм играет основную роль в ориентации электронных структур в двумерных электронных системах, реализованных на гетеропереходах AlGaAs-GaAs.

Это исследование было частично поддержано грантом INTAS No 97-0972 и Государственным фондом фундаментальных исследований Украины, проект № 2.4/337.

1. L. Bonsall and A. A. Maradudin, *Phys. Rev.* **B15**, 1959 (1977).
2. L. Brey, H. A. Fertig, R. Cote, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2562 (1995).
3. M. P. Lilly, K. B. Cooper, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 394 (1999).
4. R. R. Du, D. C. Tsui, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Solid State Commun.* **109**, 389 (1999).
5. M. M. Fogler, A. A. Koulakov, and B. I. Shklovskii, *Phys. Rev.* **B54**, 1853 (1996); A. A. Koulakov, M. M. Fogler, and B. I. Shklovskii, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 499 (1996).
6. R. Moessner and J. T. Chalker, *Phys. Rev.* **B54**, 5006 (1996).
7. W. Pan, R. R. Du, H. L. Stormer, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 820 (1999).
8. M. P. Lilly, K. B. Cooper, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 824 (1999).
9. Э. И. Рашба, Е. Я. Шерман, *ФТП* **21**, 1957 (1987).

Piezoelectric mechanism of orientation of stripe structures in two-dimensional electron systems

D. V. Fil

A piezoelectric mechanism of stripe orientation in the two-dimensional electron systems in GaAs-AlGaAs heterostructures is considered. It is shown that according to the theory the preferable stripe orientation is along the [110] direction taking into consideration the anisotropy of the elastic moduli and the influence of the sample boundaries. It corresponds to the experimental results. The effect of the stripe structure re-orientation along the [100] direction in a double layer system is found for the stripe structure parameter large, than interlayer distance.