

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ГЕТЕРОФАЗНЫХ СТРУКТУР ВБЛИЗИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ФОТОСЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

Р. Ф. Мамин

*Казанский физико-технический институт
Казанского научного центра Российской академии наук
420029, Казань, Россия*

Поступила в редакцию 22 декабря 1995 г.,
после переработки 28 ноября 1996 г.

Показано, что в условиях интенсивного освещения возможно возникновение различных пространственно-неоднородных состояний вблизи структурных фазовых переходов в системах с полупроводниковыми свойствами. Описаны различные бегущие и стационарные автосолитонные состояния, а также периодическая гетерофазная структура с чередованием параэлектрической и сегнетоэлектрической фаз, образующиеся за счет перераспределения электронов на уровнях прилипания. Задача решена для одномерного случая. Возникающее поведение связано с динамикой сегнетоэлектрика-полупроводника как целого и является примером синергетического поведения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Последние годы особый интерес в различных областях науки проявляется к исследованию сложных систем, состоящих из нескольких подсистем [1, 2]. С одной стороны, это связано с пониманием того, что системы, состоящие из двух и более подсистем, могут проявлять качественно новые свойства, не характерные ни для одной из подсистем. С другой стороны, исследование сложных систем в различных областях науки обнаружило качественно сходные мотивы поведения во всем разнообразии возникающих новых качеств. В частности, было замечено, что новые состояния возникают в условиях притока энергии извне. Все эти обстоятельства привели к выделению нового раздела науки — синергетики [1, 2], посвященного выявлению закономерностей в появлении новых качеств, а также в разработке методов анализа сложных систем. Примером сложной системы являются сегнетоэлектрики-полупроводники, в которых проявляются новые свойства, связанные с взаимодействием электронной и решеточной подсистем.

Также большой интерес вызывают исследования гетерофазных структур и их связи с дефектностью кристаллов [3–12]. В этом направлении были изучены макромасштабные периодические структуры, возникающие за счет влияния упругих напряжений при наличии случайных полей локальной температуры фазового перехода [6], а также гетерофазные состояния, возникающие за счет экранировки поляризации свободными электронами в сильно легированных полупроводниках [7, 8]. Особое направление исследований связано с ситуацией, когда гетерофазные состояния образуются в результате внешнего освещения. В работах [3, 4] исследовались эффекты, когда в поле интенсивного лазерного освещения генерируется периодическая гетерофазная структура. Возникновение такой структуры непосредственно связывается с периодическим электрическим полем лазерного света. Другая ситуация возникает, когда кристаллы освещены

обычным белым светом [12]. В этом случае также возникают периодические структуры. Но, так как в данной ситуации внешнее воздействие (освещение) не содержит никакой выделенной периодичности, возникновение структур, их пространственные размеры и периодичность связаны с особенностями данных кристаллов как сложных систем, а также с существующими в них взаимодействиями между подсистемами, которые дополнительно стимулируются внешним освещением. Данная работа как раз посвящена случаю, когда освещение не обладает какой-либо выделенной периодичностью (белый свет), поэтому неоднородные состояния возникают за счет взаимного влияния электронной и решеточной подсистем в сегнетоэлектриках-полупроводниках. Результатом действия света является генерация электронов проводимости, которые, в свою очередь, заполняют ловушки и, таким образом, изменяют баланс в кристалле. Подобное рассмотрение соответствует ситуации, которая исследовалась в работах [11, 12].

Известно, что в сегнетоэлектриках-полупроводниках вблизи фотостимулированных фазовых переходов обнаруживается сильное взаимное влияние электронной и решеточной подсистем [13]. Это проявилось в таких явлениях, как колебания фазовой границы в SbSI [14], колебания параметра порядка в прустите (Ag_3AsS_3) [15]. На основе модели, предложенной в работе [16], удалось описать различное динамическое поведение сегнетоэлектриков-полупроводников, выявить особенности синергетического поведения данной системы. Но кроме динамических состояний, о которых упоминалось выше, в синергетической системе возможны неоднородные состояния, связанные с корреляцией поведения взаимодействующих подсистем в пространстве [17, 18]. Возможно возникновение так называемых автосолитонных состояний [17]. Эволюция автосолитона может привести к образованию периодической гетерофазной структуры, период которой определяется диффузионной длиной электронной подсистемы. Это может быть механизмом образования периодической гетерофазной структуры, наблюдаемой в фотосегнетоэлектриках [12].

В данной работе рассмотрено возникновение всевозможных гетерофазных структур в сегнетоэлектриках-полупроводниках в условиях интенсивного освещения. Исследование проведено для одномерного случая.

2. МОДЕЛЬ И МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ РЕШЕНИЯ

Взаимное влияние электронной и решеточной подсистем в сегнетоэлектриках-полупроводниках проявляется в сдвиге температуры фазового перехода при изменении концентрации электронов в ловушках, а также в изменении энергетических интервалов электронного спектра при изменении значения параметра порядка [16].

Уравнение, описывающее динамику параметра порядка η , запишем в виде релаксационного уравнения Ландау-Халатникова:

$$\frac{d\eta}{dt} = -\Gamma \left[(\alpha + am)\eta + \beta\eta^3 + \gamma\eta^5 - \delta \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ — коэффициенты разложения решеточной части термодинамического потенциала по степеням параметра порядка и его производным ($\alpha = \alpha'(T - T_0)$), Γ — кинетический коэффициент, член am определяет сдвиг температуры фазового перехода за счет электронов на уровнях прилипания (ловушках).

Уравнение, описывающее динамику концентрации m электронов на уровнях прилипания и зависящее от параметра порядка, имеет следующий вид [16]:

$$\frac{dm}{dt} = D \frac{\partial^2 m}{\partial x^2} - Q(\eta, m), \quad Q(\eta, m) \equiv -J(M - m) + mA(\eta), \quad (2)$$

$$J = \gamma_n n_0, \quad A(\eta) = \gamma_n N_c \exp\left(-\frac{u_0 + \tilde{a}\eta^2}{kT}\right).$$

Здесь J пропорциональна интенсивности освещения I , n_0 — концентрация электронов проводимости, $n_0 \propto I$, M — концентрация уровней прилипания, γ_n — кинетический коэффициент, N_c — плотность состояний в зоне проводимости, $u = u_0 + \tilde{a}\eta^2(x)$ — энергетический интервал от дна зоны проводимости до уровней прилипания, зависящий от параметра порядка [16], D — коэффициент диффузии.

Рассмотрим возможность возникновения и динамику неоднородных состояний, связанных с перераспределением электронов в ловушках. Наша система представляет собой типичную синергетическую систему, состоящую из двух взаимно влияющих друг на друга подсистем (решеточной и электронной) и находящуюся в условиях притока энергии извне. Неоднородные состояния возникают тогда, когда единственное стационарное состояние системы становится неустойчивым в результате действия освещения. Существование неоднородных состояний и распределение параметра порядка в них непосредственно связано с распределением концентрации электронов в ловушках в пространстве.

Динамика системы определяется тем, что, во-первых, характерные времена изменения параметра порядка η и концентрации электронов в ловушках m существенно различны ($\epsilon = \tau_\eta/\tau_m \ll 1$), во-вторых, характерные диффузионные длины для этих переменных также существенно различаются ($\lambda = L_\eta/L_m \ll 1$). Это позволяет решать задачу методом разделения быстрых (резких) и медленных (плавных) процессов.

В области быстрого (резкого) изменения параметра порядка на фазовой границе существует точное решение [11, 18] для параметра порядка η при постоянной концентрации электронов на уровнях прилипания:

$$\eta^2(\xi) = \frac{\eta_0^2}{1 + \exp(-\xi/\Delta)}, \quad \Delta = \left(-\frac{4\delta\gamma}{3\beta^2}\right)^{1/2}, \quad \eta_0^2 = -\frac{3\beta}{4\gamma}, \quad (3)$$

где ξ отсчитывается от центра соответствующей доменной стенки. Концентрация электронов в ловушках m_0 в области статической доменной стенки определяется выражением

$$m_0 = \frac{3\beta^2 - 16\gamma\alpha}{16\gamma a}. \quad (4)$$

Значение параметра порядка на участке медленных движений зависит от значения концентрации электронов на уровнях прилипания в данной точке и определяется из (1) через зависимость от m стационарного значения параметра порядка, которое в парафазе равно нулю, а в сегнетофазе определяется выражением

$$\eta^2(m) = \frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\gamma(\alpha + am)}}{2\gamma} \quad (5)$$

для заданного значения концентрации электронов на уровнях прилипания.

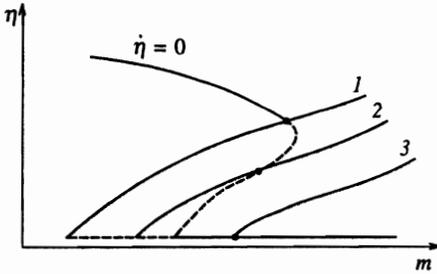


Рис. 1. Взаимное расположение нуль-изоклин уравнений (1) и (2) (линии 1, 2, 3 соответствуют $\dot{m} = 0$) для различных значений α ; случаи 1, 3 соответствуют метастабильным однородным состояниям, случай 2 соответствует неустойчивому однородному состоянию

Значения $m(x)$ на участке медленных движений находятся из уравнений диффузии. Эти уравнения аналогичны уравнениям движения частицы в поле потенциала

$$U_1 = -J \left(M - \frac{m}{2} \right) m + \frac{m^2}{2} A(0) \tag{6}$$

в области, где параметр порядка равен нулю, и потенциала

$$U_3 = J \left(M - \frac{m}{2} \right) m - \frac{\gamma^2 A(\eta(m))}{4a^2 e^4} [(y^2 - (y + 1)(2am\gamma e^2 - 3))], \tag{7}$$

$$y = e(2\gamma n^2(m) + \beta), \quad e = \frac{\tilde{a}}{2kT},$$

в области с отличным от нуля параметром порядка.

В неравновесных условиях, которые возникают в режиме притока энергии извне, система может переходить в метастабильные и неустойчивые состояния в однородном случае. Возможные нестабильные состояния представлены на рис. 1 в виде пересечения нуль-изоклин однородной системы. Однако в неоднородном случае эти нестабильные состояния могут разрешаться в виде неоднородных в пространстве распределений параметров системы — параметра порядка и концентрации электронов на уровнях прилипания.

Перейдем к описанию возможных неоднородных состояний, которые могут возникнуть при интенсивном освещении. Возможно возникновение локализованных неоднородных состояний — автосолионов, а также неоднородных состояний во всем объеме с периодическим чередованием фаз. Автосолионы возникают тогда, когда единственное стационарное состояние системы становится метастабильным в условиях освещения. Возможно возникновение бегущих и статических автосолионов.

3. БЕГУЩИЙ АВТОСОЛИТОН

Как отмечалось выше, бегущий автосолитон может образоваться тогда, когда единственное стационарное состояние системы становится метастабильным в условиях освещения. Он представляет собой движущийся домен (область) одной фазы в другой (домен сегнетофазы в метастабильной парафазе, как изображено на рис. 2, либо домен парафазы в метастабильной сегнетофазе) и связанную с ним движущуюся пространственную неоднородность концентрации электронов в ловушках. Бегущий автосолитон образуется следующим образом: в некоторой точке образца, например на его границе,

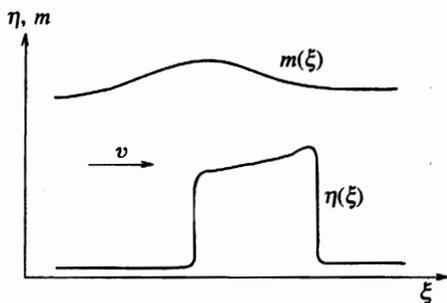


Рис. 2. Распределение параметра порядка η и концентрации электронов на уровнях прилипания m в бегущем автосоли-tone с доменом сегнетоэлектрической фазы в метастабильной парафазе в движущейся системе координат ($\xi = x - vt$, v — скорость бегущего автосолитона)

в результате внешнего воздействия или флуктуации образуется область противоположной фазы, которая начинает распространяться, так как состояние по параметру порядка является метастабильным. В области вновь образовавшейся фазы начинает изменяться концентрация электронов в ловушках, причем в глубь от фронта движущейся фазовой границы это изменение нарастает до того момента, когда вновь образовавшаяся фаза становится неустойчивой при данном значении концентрации электронов в ловушках. В результате система срывается в первоначальную фазу и формируется задний фронт домена в виде движущейся фазовой границы. В начальный момент времени задняя доменная стенка движется с большей скоростью, чем передняя. Но в процессе «погони» скорость ее уменьшается до скорости передней и формируется стабильный автосолитон, движущийся с постоянной скоростью. За задним фронтом домена образуется хвост автосолитона в виде релаксации концентрации электронов в ловушках к метастабильному состоянию и связанному с ним изменению параметра порядка в случае метастабильной сегнетофазы.

В области быстрого (резкого) изменения параметра порядка на фазовой границе при постоянной m_0 (4) существует точное решение $\eta(\xi)$ (3), где ξ отсчитывается от центра соответствующей фазовой границы в движущейся системе координат ($\xi = x - vt$). Скорость бегущего автосолитона v определяется выражением

$$v = v_0 \left(1 - \sqrt{1 + \mu(m_0 - m_s)} \right), \quad v_0 = -\beta\Gamma\sqrt{\frac{\delta}{\gamma}}, \quad \mu = \frac{16\gamma a}{\beta^2}. \quad (8)$$

Значение параметра порядка на участке медленных движений по-прежнему зависит от значения концентрации электронов на уровнях прилипания в данной точке, определяется выражением (5) для сегнетофазы и равно нулю в парафазе.

Значения $m(x)$ на участке медленных движений находятся из уравнений диффузии в поле потенциалов (5), (6). Граничные условия для этих уравнений задаются из следующих соображений. Непосредственно перед автосолитоном (на передней границе) и вдали от задней границы движущегося автосолитона значения параметров системы выходят на однородное стационарное состояние η_s , m_s , определяемое как стационарное решение уравнений (1), (2). Значения параметров на задней границе домена автосолитона η_e , m_e получаем из условия равенства скоростей на передней и задней границах домена автосолитона:

$$v(m_e) = v(m_s), \quad \eta_e = \eta(m_e)$$

(см. (5)).

Окончательный вид распространения концентрации электронов на уровнях прилипания в пространстве задается численным интегрированием уравнения (2) в движущейся системе координат. Результат такого интегрирования представлен на рис. 2.

4. СТАТИЧЕСКИЙ АВТОСОЛИТОН

Статический автосолиитон может образоваться, когда в результате внешнего воздействия или флуктуации на дефектах образуется область противоположной фазы и связанная с ним неоднородность концентрации электронов в ловушках. Если в пространстве состояний системы данное состояние находится в области притяжения автосолиитонного состояния, то система релаксирует в состояние со статическим автосолиитоном. Устойчивый статический автосолиитон имеет определенные размеры и распределение в пространстве параметра порядка и концентрации электронов на уровнях прилипания, которые определяются прежде всего диффузионными процессами в электронной подсистеме.

В области быстрого (резкого) изменения параметра порядка на фазовой границе при постоянной m_0 (4) существует точное решение $\eta(x)$ (3), где x отсчитывается относительно центра соответствующей стационарной фазовой границы.

Значения $m(x)$ на участке медленных движений находятся из уравнений диффузии в поле потенциалов (6), (7). Граничные условия для этих уравнений задаются из следующих соображений. Вдали от автосолиитона значения параметров системы выходят на однородное стационарное состояние η_s , m_s , определяемое как стационарное решение уравнений (1), (2). Значения параметров в центре автосолиитона η_c , m_c получаем из условия гладкости распределения концентрации электронов на уровнях прилипания на фазовой границе, которое имеет следующий вид:

$$\int_{m_s}^{m_0} Q(\eta(m), m) dm + \int_{m_c}^{m_0} Q(\eta(m), m) dm = 0, \quad (9)$$

где $\eta(m)$ соответствует значению параметра порядка в автосолиитоне. Полуширина автосолиитона L_0 определяется выражением:

$$L_0 = L \int_{m_c}^{m_0} G(m_c, m) dm, \quad (10)$$

$$G(m_1, m_2) = \left(\frac{A(0)}{2} \right)^{1/2} \left[\int_{m_1}^{m_2} Q(\eta(m), m) dm \right]^{-1/2},$$

для случая автосолиитонного домена парафазы в сегнетофазе имеется точное решение:

$$L_0 = L \frac{2}{(J+1)^{0.5}} (l(m_s) - l(m_0)), \quad (11)$$

$$l(m) = \ln \left[(2(J+A(0))(U_3(m) - U_3(m_0))^{1/2} - J(M-m) + mA(0)) \right],$$

где L — характерная длина диффузии электронной подсистемы ($L^2 = DA^{-1}(0)$).

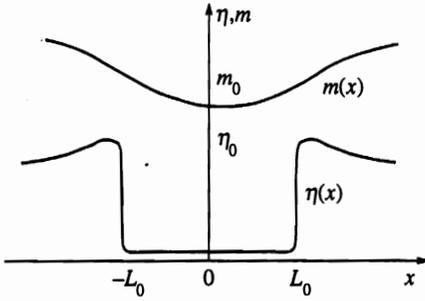


Рис. 3. Распределение параметра порядка η и концентрации электронов на уровнях прилипания m в стационарном автосолидоне с доменом параэлектрической фазы в метастабильной сегнетоэлектрической фазе

В области медленного движения распределение концентрации электронов на уровнях прилипания находим интегрированием стационарной части уравнения (2):

$$|x| = L \int_{m_c}^m G(m_c, m) dm \quad \text{для } 0 < |x| < L_0, \quad (12)$$

$$|x| - L_0 = L \int_{m_0}^m G(m_s, m) dm \quad \text{для } L_0 < |x| < \infty.$$

Так как уравнения (9)–(12) не удается решить до конца аналитически, окончательные результаты получались численным интегрированием. На рис. 3 показано распределение параметра порядка η и концентрации электронов в ловушках m в автосолидоне для случая автосолитона сегнетоэлектрической фазы в парафазе.

Описанные выше автосолитоны являются стационарными образованиями, однако параметры нашей системы таковы ($\epsilon \ll 1$, $\lambda \ll 1$), что, согласно [17], статические автосолитоны могут преобразовываться в пульсирующие, что требует дальнейшего более детального исследования нашей системы.

5. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ГЕТЕРОФАЗНАЯ СТРУКТУРА

Рассмотрим возможность возникновения и динамику неоднородного состояния в виде периодической гетерофазной структуры, связанной с перераспределением электронов в ловушках. Периодические неоднородные состояния могут возникнуть тогда, когда единственное однородное стационарное состояние системы становится абсолютно неустойчивым (см. рис. 1) в результате действия освещения. При этом периодическая гетерофазная структура и периодическое распределение концентрации электронов в ловушках возникают самосогласованным образом. Структура периодического состояния складывается из следующих элементов: области фазовых границ, где происходит резкое изменение параметра порядка при постоянном значении концентрации электронов в ловушках, и области внутри доменов одной фазы, где изменение значения параметра порядка следует за плавным изменением концентрации электронов на уровнях прилипания.

Концентрация электронов в ловушках m_0 в области статической фазовой границы (рис. 4) определяется выражением (4). Изменение параметра порядка $\eta(x)$ в области фазовой границы при постоянной m_0 по-прежнему описывается выражением (3).

Параметр порядка на участке медленных движений является по-прежнему следящей переменной. Его поведение в пространстве отслеживает поведение концентрации

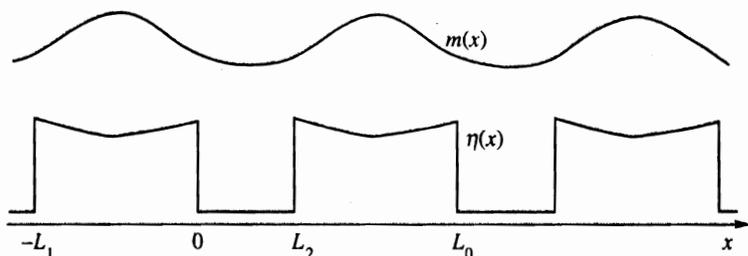


Рис. 4. Распределения параметра порядка η и концентрации электронов на уровнях прилипания m в периодической гетерофазной структуре с чередованием фаз

электронов на уровнях прилипания в данной точке: $\eta = \eta(m)$ (5) для $m > m_0$, $\eta = 0$ для $m < m_0$.

Значения концентрации электронов на уровнях прилипания $m(x)$ на участке медленных движений находятся из уравнений диффузии (2). Граничные условия для этих уравнений задаются из следующих соображений. Значения параметров m_b системы в центре домена парафазы $\eta_b = 0$ определяются условиями на границах образца или закреплением структуры на дефектах. Значения параметров в центре домена сегнетофазы η_c , m_c получаем из условия гладкости распределения концентрации электронов на уровнях прилипания на фазовой границе, которое имеет следующий вид:

$$\int_{m_b}^{m_0} Q(\eta = 0, m) dm + \int_{m_c}^{m_0} Q(\eta(m), m) dm = 0, \tag{13}$$

где $\eta(m)$ (4) соответствует значению параметра порядка в точке. Период структуры L_0 ($L_0 = L_1 + L_2$) (рис. 4) определяется выражениями

$$L_1 = L \int_{m_c}^{m_0} G(m_c, m, \eta) dm, \quad L_2 = L \int_{m_0}^{m_b} G(m_b, m, 0) dm, \tag{14}$$

$$G(m_1, m_2, \eta) = \left(\frac{A(0)}{2} \right)^{1/2} \left[\int_{m_1}^{m_2} Q(\eta(m), m) dm \right]^{-1/2},$$

где L — по-прежнему характерная длина диффузии электронной подсистемы.

Окончательное выражение для распределения концентрации электронов на уровнях прилипания находим интегрированием с учетом граничных условий стационарной части уравнения (2):

$$y = |x - L_2/2 - nL_0| = L \int_{m_b}^m G(m_b, m, 0) dm, \quad 0 < y < L_2/2, \tag{15}$$

$$y = |x - L_1/2 - L_2 - nL_0| = L \int_{m_c}^m G(m_c, m, \eta) dm, \quad 0 < y < L_1/2.$$

Так как уравнения (2) не удается решить до конца аналитически, окончательные результаты получаем численным интегрированием. На рис. 4 показаны распределения параметра порядка η и концентрации электронов в ловушках m в периодической гетерофазной структуре.

6. ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ

Область существования автосолитона совпадает с областью, где единственное состояние однородной системы становится метастабильным в условиях освещения в направлении параметра порядка. Область существования периодической структуры совпадает с областью неустойчивости всех состояний однородной системы. Все эти области в пространстве «интенсивность освещения — температура» ограничиваются линиями, которые задаются следующим соотношением при различных значениях параметров $\Delta T, P$:

$$J(T) = J(\Delta T, P) \equiv \frac{(\alpha - \Delta T)A(P)}{(\Delta T - \alpha - aM)}. \quad (16)$$

Здесь зависимость от температуры скрыта в переменной α (1) и в функции $A(P)$, которая определяет вероятность термозаброса в уравнении (2). Линии

$$J_1(T) = J(3\beta^2/16\gamma, -3\beta/4\gamma), \quad J_2(T) = J(\beta^2/4\gamma, -\beta/2\gamma),$$

$$J_3(T) = J(0, 0), \quad J_4(T) = J(3\beta^2/16\gamma, 0)$$

ограничивают область существования бегущих и стационарных автосолитонов парафазы в сегнетофазе и сегнетофазы в парафазе, соответственно. Область существования периодической структуры в пространстве «интенсивность освещения — температура» ограничивается линиями $J_2(T)$ и $J_3(T)$. На рис. 5 представлены области существования исследованных состояний. Видно, что неоднородные коррелированные состояния системы возникают критическим образом при достаточно высокой интенсивности освещения. Отметим также, что все эти режимы могут возникать только при достаточно сильном влиянии электронной и решеточной подсистем. Это выражается в следующих

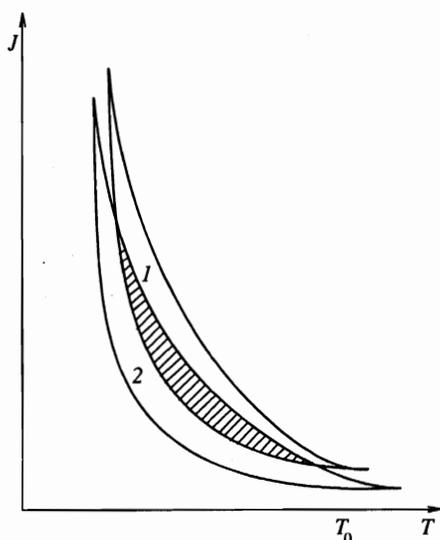


Рис. 5. Области существования солитонов в пространстве параметров температура — интенсивность освещения: 1, 2 — области существования стационарных и бегущих автосолитонов, 1 — для автосолитонов с доменами сегнетофазы в метастабильной параэлектрической области, 2 — для автосолитонов с доменами парафазы в метастабильной сегнетоэлектрической области; заштрихованная область соответствует периодической гетерофазной структуре

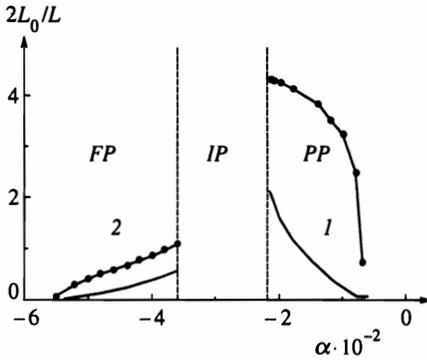


Рис. 6. Зависимость ширины автосолитона от параметра α : 1 — для автосолитона с доменом сегнетоэлектрической фазы в метастабильной парафазе; 2 — для автосолитона с доменом парафазы в метастабильной сегнетоэлектрической фазе; линии с кружочками соответствуют бегущим автосолитонам, а линии без кружочков соответствуют стационарным автосолитонам; FP — сегнетоэлектрическая фаза, PP — парафаза, IP — неустойчивое состояние; ($\beta = -7 \cdot 10^4$, $\gamma = 3 \cdot 10^{10}$, $a = 10^{-19}$, $\bar{a} = 4 \cdot 10^8$, $M = 10^{18}$, $T = 300$, $J = 0.6$)

условиях на параметры взаимодействия a и \bar{a} :

$$aM(\alpha'\bar{a} - \beta)^2 > 4\beta T\bar{a}(\alpha')^2 \tag{17}$$

для возникновения автосолитонов,

$$a\bar{a}M \gg \frac{\Gamma\beta^3T}{\gamma A(0)} \tag{18}$$

для возникновения периодических структур.

На рис. 6 показано изменение размера автосолитона L_0 в зависимости от температуры через параметр α при постоянной интенсивности внешнего освещения ($J = 0.6$).

7. ОБСУЖДЕНИЕ

До сих пор не было известно наблюдения в сегнетоэлектриках-полупроводниках каких-либо явлений подобных автосолитонным состояниям. Видимо, направленные исследования для наблюдения подобных состояний не проводились, так как настоящая работа является первой в этом направлении и выявляет актуальность и предмет таких исследований.

В отличие от автосолитонов, механизм возникновения периодической доменной структуры может быть подобен механизму образования аналогичной структуры, уже наблюдавшейся в фотосегнетоэлектриках $SbSI$ [12]. Другой механизм этого явления был предложен в работе Ларкина и Хмельницкого [11]. В этой работе эффект связывался с наличием разности концентраций электронов проводимости вблизи межфазной границы. В отличие от работы [11] при высокой интенсивности внешнего освещения концентрация электронов проводимости однородна по образцу и пропорциональна интенсивности освещения. Кроме того, со времени выхода этой работы экспериментально и теоретически выясненным фактом является то, что основное влияние на фазовый переход в сегнетоэлектриках-полупроводниках осуществляют электроны в ловушках, а не электроны проводимости. Но уже в работе [11] авторы замечательным образом предсказали, что размеры структуры связаны с динамикой электронной системы в пространстве. Механизм образования периодической гетерофазной структуры, предложенный

в настоящей работе, кроме того очевидного факта, что в его образовании участвуют электроны на уровнях прилипания, а не электроны проводимости, имеет также другую принципиальную особенность. Области сегнетофазы соответствует большая концентрация электронов в ловушках, чем области парафазы, в отличие от работы [11]. Последний факт является нетривиальным, потому что по-прежнему увеличение концентрации электронов сдвигает температуру фазового перехода в сторону более низких температур, и в однородном случае, как правило, большей концентрации электронов на уровнях прилипания соответствует парафаза, а меньшей — сегнетофаза. Поэтому очевидно, что представленный механизм является совершенно отличным от предложенного в работе [11]. Возникающее поведение связано с динамикой сегнетоэлектрика-полупроводника как целого и является примером синергетического поведения.

В реальной системе возможно образование как аperiodичной доменной структуры, так и отдельных доменов. Механизм образования периодической гетерофазной структуры в реальных системах зависит от механизма реализации автосолитона. Он может быть связан с локальным пробоем на периферии автосолитона, где есть неустойчивость относительно малых, но конечных флуктуаций параметра порядка [17].

Таким образом, в настоящей работе исследовано возникновение различных гетерофазных образований вблизи фотостимулированного фазового перехода. Показано, что периодические гетерофазные структуры, возникающие вблизи фотостимулированных фазовых переходов, связаны с тем, что однородное состояние становится абсолютно неустойчивым. Исследуемые явления связаны с самосогласованным образованием областей новой фазы и неоднородной концентрации электронов на уровнях прилипания (ловушках).

Автор выражает благодарность А. П. Леванюку, Б. З. Малкину, Г. Б. Тейтельбауму и В. М. Фридкину за полезные обсуждения результатов.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда и Правительства России (грант № Rh 9300) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-0382а).

Литература

1. Г. Хакен, *Синергетика*, Мир, Москва (1980).
2. В. Эбелинг, *Образование структур при необратимых процессах*, Мир, Москва (1979).
3. Э. В. Бурсиан, А. Б. Валл, Н. Н. Трунов, *ФТТ* **19**, 1890 (1977).
4. С. В. Барышников, Э. В. Бурсиан, Я. Г. Гиршберг, В. А. Ляховицкая, В. В. Маслов, *ФТТ* **26**, 1872 (1984).
5. E. V. Burcian, Ya. G. Girshberg, and N. N. Trunov, *Ferroelectrics* **36**, 305 (1981).
6. А. Л. Корженевский, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **48**, 1069 (1984).
7. А. И. Олемской, *ФТТ* **25**, 2591 (1983).
8. М. А. Кривоглаз, А. И. Карасевский, *ЖЭТФ* **69**, 297 (1975).
9. A. Gordon, *Physics Letters A* **99**, 329 (1983).
10. A. Gordon, *Physica B* **138**, 239 (1983).
11. А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **55**, 2345 (1968).
12. А. И. Греков, В. А. Ляховицкая, А. И. Родин, В. М. Фридкин, *ДАН СССР* **169**, 810 (1966).
13. В. М. Фридкин, *Фотосегнетоэлектрики*, Наука, Москва (1979).

14. В. М. Фридкин, М. И. Горелов, А. А. Греков, В. А. Ляховицкая, А. И. Родин, Письма в ЖЭТФ **4**, 461 (1966).
15. И. М. Шмыгко, В. Ш. Шехтман, В. И. Иванов, С. С. Хасанов, Письма в ЖЭТФ **29**, 425 (1979).
16. Р. Ф. Мамин, Г. Б. Тейтельбаум, Письма в ЖЭТФ **44**, 326 (1986).
17. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, ЖЭТФ **83**, 2201 (1982).
18. Р. Ф. Мамин, Письма в ЖЭТФ **60**, 51 (1994).