

© 1993

КАТАСТРОФЫ В ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕ С АНИЗОТРОПНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ g -ФАКТОРОМ

А. А. Киселев

Дана классификация типов бистабильности, продемонстрирован способ идентификации различных типов с использованием свойств границы областей бистабильности в пространстве параметров. Изучены возможности бифуркаций в полупроводниковой электронно-ядерной спиновой системе (ЭЯСС) с анизотропным электронным g -фактором. Найден алгоритм переключения системы между состояниями в области безгистерезисной бистабильности.

Обратное влияние ядерной поляризации, возникающей вследствие сверхтонкого взаимодействия с ориентированными носителями, приводит к появлению эффективного ядерного поля и прецессии спина в суммарном поле. Такая обратная связь определяет сложное поведение ЭЯСС. Эта система изучалась теоретически и экспериментально (см. обзоры [1, 2]). Наиболее полно исследованы однородные полупроводники кубической симметрии с зонной структурой GaAs. Установлено, что основным типом электронно-ядерного взаимодействия в них является контактное взаимодействие Ферми. В условиях динамической поляризации ядер в твердых растворах обнаружена возможность существования незатухающих автоколебаний степени циркулярной поляризации люминесценции, соответствующей среднему спину электрона в системе. Это явление обусловлено анизотропией ядерного поля, возникающей вследствие локального нарушения симметрии в ядерной решетке полупроводника [1]. Анализ поведения ЭЯСС при произвольной анизотропии ядерного поля посвящена работа [3], где предложен алгоритм нахождения всех стационарных решений системы.

Сравнительно недавно начались исследования ЭЯСС в структурах с квантовыми ямами. Как было показано теоретически в работе [4], в структурах с квантовыми ямами и в сверхрешетках, выращенных из слоев различных полупроводников кубической симметрии и их твердых растворов, электронный g -фактор становится анизотропным вследствие эффектов размерного квантования. В [5] представлены результаты экспериментов по исследованию динамической поляризации ядер в структуре с квантовой ямой. Зафиксированы гистерезисные явления в сильносвязанной ЭЯСС. Концепция анизотропного электронного g -фактора использовалась при изучении стационарных состояний системы методами машинного моделирования.

В настоящей работе теоретически исследованы нелинейные явления в ЭЯСС с анизотропным электронным g -фактором в сильных по сравнению с локальными ядерными полями внешних магнитных полей. Найден все стационарные состояния, включая дополнительные по сравнению с [5]. Проведен полный анализ возможных бифуркаций данной многопараметрической системы. Показано, что бифуркация Хопфа и высшие бифуркации в системе не реализуются. Классифицируются типы бистабильности. Предложен способ идентификации гистерезисного и безгистерезисного типов с использованием свойств границы

областей бистабильности в пространстве параметров. Применение этого способа продемонстрировано на примере ЭЯСС. Для явления безгистерезисной бистабильности в ЭЯСС найдена процедура переключения системы между состояниями.

1. ЭЯСС в сильном поле

В случае анизотропного электронного g -фактора уравнения, описывающие поведение ЭЯСС в условиях динамической поляризации ядер, принимают вид

$$\mathbf{S} - \mathbf{K} = \frac{\mu_B \tau \tau_s}{h(\tau + \tau_s)} (\hat{g}\mathbf{B} + \hat{g}\mathbf{B}_N) \times \mathbf{S},$$

$$\frac{d(\hat{g}\mathbf{B}_N)}{dt} = -\frac{1}{T_N} (\hat{g}\mathbf{B}_N - \hat{a}(\mathbf{B}) \mathbf{S}), \quad (1)$$

где \mathbf{B} и \mathbf{B}_N — внешнее и ядерное магнитные поля, μ_B — магнетон Бора, \hat{g} — тензор g -фактора электрона. Времена жизни τ и спиновой релаксации τ_s имеют величину порядка 10^{-8} — 10^{-7} с и значительно меньше характерного времени системы. Так, время установления равновесной ядерной поляризации $T_N \sim 1$ с. Таким образом, процессы релаксации электронного спина к квазистационарному значению \mathbf{S} являются очень быстрыми и обычно не рассматриваются. Тензор \hat{a} определяет процессы поляризации ядер электронами; \mathbf{K} — электронный спин в отсутствие магнитного поля $\mathbf{B} + \mathbf{B}_N$, зависящий от соотношения времен τ и τ_s и значения спина в момент рождения электрона.

Контактное взаимодействие Ферми не зависит от величины и анизотропии электронного g -фактора и определяется скалярным произведением электронного и ядерного спинов. Однако воздействие ядерного спина на электронный традиционно выражается через фиктивное ядерное поле \mathbf{B}_N . Величина $\hat{g}\mathbf{B}_N$ характеризует ядерный спин и в этом контексте рассматривается в дальнейшем. Таким образом, второе уравнение системы (1) описывает релаксацию ядерного спина к равновесному значению.

Рассмотрим структуру с квантовой ямой. Для размерно-квантованных носителей в зоне проводимости g -фактор анизотропен. Более того, в структурах GaAs/AlGaAs при изменении толщины слоев продольная g_{\parallel} и поперечная g_{\perp} (направления соответственно параллельно и перпендикулярно главной оси структуры) компоненты g -фактора проходят через нуль, так что существует диапазон толщин, в которых g_{\parallel} и g_{\perp} имеют противоположные знаки [4]. Степень анизотропии g -фактора оказывается удобным выразить через угол γ , такой, что $\operatorname{ctg} \gamma = g_{\parallel}/g_{\perp}$, а знаки $\cos \gamma$ и $\sin \gamma$ соответствуют g_{\parallel} и g_{\perp} . Тогда 360° интервал изменения γ определит всевозможные соотношения g_{\parallel} и g_{\perp} . Пусть внешнее магнитное поле направлено под углом φ к главной оси структуры. Влияние тензора \hat{g} на вектор \mathbf{B} приводит не только к изменению его модуля, но и направления. Для угла δ между векторами \mathbf{B} и $\hat{g}\mathbf{B}$ получим

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sin \varphi \cos \varphi (\cos \gamma - \sin \gamma)}{\cos^2 \varphi \cos \gamma + \sin^2 \varphi \sin \gamma},$$

где знаки $\sin \delta$ и $\cos \delta$ соответствуют знакам числителя и знаменателя отношения.

Будем пользоваться безразмерными переменными $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B_{1/2}$, $\mathbf{b}_N = \hat{g}\mathbf{B}_N/B_{1/2}$, где $B_{1/2} = (\tau + \tau_s) h/\mu_B \tau \tau_s \sqrt{g_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi + g_{\perp}^2 \sin^2 \varphi}$, время t измеряется в единицах T_N . Это определение оказывается не корректным при $g_{\parallel} = 0$, $\varphi = 0^\circ$

и $g_{\perp} = 0$, $\varphi = 90^{\circ}$, но эти случаи сравнительно легко могут быть проанализированы в терминах системы уравнений (1). Как указано выше b_N характеризует ядерный спин, если основным электронно-ядерным взаимодействием является контактное взаимодействие Ферми. Это должно быть справедливым для электронов нижней подзоны зоны проводимости в квантовой яме GaAs/AlGaAs, где подмешивание состояний валентной зоны изменяет существенно меньшее по величине диполь-дипольное взаимодействие. Спин частицы с большой точностью оказывается равным полному моменту [4], так что подмешивание в квантовой яме приводит лишь к некоторой перенормировке константы контактного взаимодействия по сравнению с объемным GaAs. В случае, когда проникновение в барьерный слой твердого раствора мало и локальное окружение каждого ядра обладает высокой (тетрагональной) симметрией, для внешних магнитных полей, превышающих локальные, тензор \hat{a} записывается особенно просто

$$a_{\alpha\beta} = ah_{\alpha}h_{\beta},$$

где a определяет силу электронно-ядерного взаимодействия, h — единичный вектор в направлении B . Для величины $s = aS$ $a_{\alpha\beta} = h_{\alpha}h_{\beta}$ и система уравнений (1) принимает вид

$$s - k = (\hat{R}b + b_N) \times s,$$

$$\frac{db_N}{dt} = h(hs) - b_N, \quad (2)$$

где \hat{R} — оператор поворота на угол δ в плоскости, содержащей главную ось структуры и вектор магнитного поля; $k = aK$.

Введем ортогональную систему координат x, y, z , в которой ось x направлена вдоль магнитного поля, а главная ось структуры лежит в первом и третьем квадрантах координатной плоскости xy .

Найдем стационарные решения системы (2), для которых производная db_N/dt обращается в нуль. При этом $b_{N,y} = b_{N,z} = 0$, т. е. ядерный спин направлен вдоль магнитного поля, $b_N \equiv b_{N,x} = s_x$. Компоненты s_y, s_z выражаются через s_x

$$s_y = k_y - (b \cos \delta + s_x) \frac{s_x - k_x}{b \sin \delta},$$

$$s_z = \frac{s_x - k_x}{b \sin \delta}, \quad (3)$$

а для s_x получаем многопараметрическое уравнение

$$s_x^3 + s_x^2 (2b \cos \delta - k_x) + s_x (b^2 - 2bk_x \cos \delta - bk_y \sin \delta + 1) - (k_x + b^2 k_x \cos^2 \delta + b^2 k_y \sin \delta \cos \delta + bk_z \sin \delta) = 0. \quad (4)$$

Это уравнение имеет или один, или три вещественных корня, причем мультистабильность можно ожидать лишь в области полей $|b| \leq |k|$, так как иначе влияние сверхтонкого взаимодействия на электронный спин становится несущественным и система линеаризуется.

Малосигнальный анализ позволяет определить стабильность получаемых стационарных состояний. В выбранной системе координат уравнения для флуктуаций ядерного поля $\delta b_{N,x,y,z}$ расцепляются. Эти флуктуации изменяются во

времени по экспоненциальному закону с инкрементами $\lambda_y = \lambda_z = -1$ (затухают) и

$$\lambda_x = \frac{b \sin \delta (2s_y - k_y)}{1 + (b \cos \delta + b_N)^2 + b^2 \sin^2 \delta} - 1, \quad (5)$$

λ_y и λ_z не зависят от параметров и все перестройки в сущности одномерные. Они получаются из истинных одномерных перестроек надстраиванием по дополнительным направлениям y и z . А тогда единственной бифуркацией в системе оказывается рождение или аннигиляция пары решений типа «седло-узел». Бифуркация Хопфа невозможна, и режим незатухающих автоколебаний в ЭЯСС с анизотропным g -фактором не реализуется. По указанной причине исключены и высшие бифуркации.

2. Типы бистабильности

Рассмотрим одномерные перестройки равновесных значений s_x . Стандартной заменой $x = s_x + (2b \cos \delta - k_x) / 3$ уравнение (4) сводится к уравнению $x^3 + 3px + 2q = 0$, где

$$\begin{aligned} 3p &= b^2 - 2bk_x \cos \delta - bk_y \sin \delta + 1 - (2b \cos \delta - k_x)^2 / 3, \\ 2q &= 2(2b \cos \delta - k_x)^3 / 27 - (2b \cos \delta - k_x)(b^2 - 2bk_x \cos \delta - \\ &- bk_y \sin \delta + 1) / 3 - k_x - bk_z \sin \delta - b^2 k_x \cos^2 \delta - b^2 k_y \sin \delta \cos \delta. \end{aligned} \quad (6)$$

Это уравнение описывает критические точки классической катастрофы сборки [6]. Природа точек зависит от значения дискриминанта $D = p^3 + q^2$. При $D > 0$ уравнение имеет одно вещественное решение и три при $D < 0$. Особый интерес представляет множество точек $D = 0$ в пространстве (p, q) , определяющее линию складок. В этих точках возникает или исчезает пара из устойчивого и неустойчивого решений. На линии складок имеется особенность — острие $(p, q) = (0, 0)$, определяющее точку сборки всех трех решений.

Согласованным изменением параметров (p, q) оказывается возможным реализовать два принципиально разных типа бистабильности. Пусть заданная параметрически линия $(p(t), q(t))$ пересекает кривую складок по разные стороны от точки сборки. В этом случае при первом пересечении возникает пара из устойчивого и неустойчивого состояний. При повторном пересечении кривой складок неустойчивое состояние аннигилирует с другим устойчивым состоянием. Это хорошо знакомый гистерезис, для которого характерна необратимость пути в пространстве состояний.

Если даже повторное пересечение линии складок происходит с той же стороны от точки сборки, что и первое, то аннигилирует вновь появившаяся пара из устойчивого и неустойчивого состояний. Дополнительная ветвь устойчивых состояний оказывается ограниченной с двух сторон бифуркационным множеством $D = 0$.

Такой тип бистабильности, который можно назвать безгистерезисным, обычно не выявляется в эксперименте и машинном моделировании, когда осуществляется квазинепрерывное и медленное изменение параметров при поиске устойчивых состояний. Для основной ветви устойчивых состояний катастрофических скачков не происходит, что оставляет вопрос о существовании дополнительной ветви открытым.

Пусть поведение системы определяется параметром t . Тогда процедура построения бифуркационного портрета сводится к изображению кривой $(p(t), q(t))$ в плоскости (p, q) , определению количества и типов областей бистабильности.

Однако практически интересным (при всевозможных оптимизациях) оказывается вопрос о бифуркационном портрете многопараметрической системы. Пусть этих параметров два: t и t' . Тогда можно ставить вопрос о числе и типе областей бистабильности, через которые проходит система при изменении параметра t , для каждого значения t' . Работа в плоскости (p, q) по рецепту, предложенному для однопараметрической системы, оказывается неудобной из-за невозможности построения всей совокупности кривых $(p_r(t), q_r(t))$. Выход заключается в переходе к рабочей плоскости (t', t) .

Условие $D=0$ определяет в плоскости параметров (t', t) бифуркационное множество, на котором возникает или аннигилирует пара из устойчивого и неустойчивого стационарных решений. Множество $D=0$ является линией, имеет особенности типа острия в точках, соответствующих точке сборки на плоскости (p, q) , причем область бистабильности располагается внутри острия. Это оказывается верным для широкого круга функций $p(t', t) = p_r(t)$ и $q(t', t) = q_r(t)$ (ряд доказательств выходит за рамки данной статьи и здесь не приводится) и позволяет сравнительно просто проводить анализ и классификацию бистабильных явлений. Процедура определения числа и типов областей бистабильности сведется к следующему. Построим бифуркационное множество $D=0$ в плоскости (t', t) . Для каждого t' при изменении параметра t система последовательно пройдет через все точки вертикальной прямой с абсциссой t' . Эта прямая является прообразом $(p_r(t), q_r(t))$, однако может быть построена для любого значения t' элементарно. Конкретная вертикальная прямая может пересекать линию бифуркационного множества, что и определяет области бистабильности. Для классификации типа бистабильности в каждой из этих областей принципиальным оказывается количество точек с особенностью типа острия на отсекаемой вертикальной прямой части линии бифуркационного множества. Действительно, острие соответствует точке сборки. Наличие острия означает, что линия $(p_r(t), q_r(t))$ пересекает кривую складок по разные стороны от точки сборки и тип бистабильности гистерезисный. Отсутствие особенности типа острия означает безгистерезисный тип бистабильности. Этими двумя вариантами исчерпывается многообразие типов бистабильности, так что играет роль не само количество особенностей, а его четность. Для нечетного количества точек типа острия имеет место гистерезис, в противном случае реализуется безгистерезисная бистабильность. В плоскости (t', t) линия бифуркационного множества замкнута, уходит на бесконечность или оканчивается на границе области определения, так как она ограничивает области бистабильности. Для замкнутой линии можно показать, что общее количество особенностей на ней четно и четность количества точек с особенностью слева и справа одинакова.

Данный способ допускает обобщение на случай многопараметрического анализа, однако теряет наглядность.

Проиллюстрируем применение этого общего рецепта. Для ЭЯСС зависимость p и q от параметров системы (6) оказывается сложной и нелинейной. Например, в нашем случае p и q являются полиномами второй и третьей степени по b соответственно, т. е. D — полином шестой степени и обращается в нуль не более чем в шести точках при изменении b . Эти точки определяют от нуля до трех областей бистабильности. Так что оказывается целесообразным рассмотреть поведение линии бифуркационного множества для характерных плоскостей $(t',$

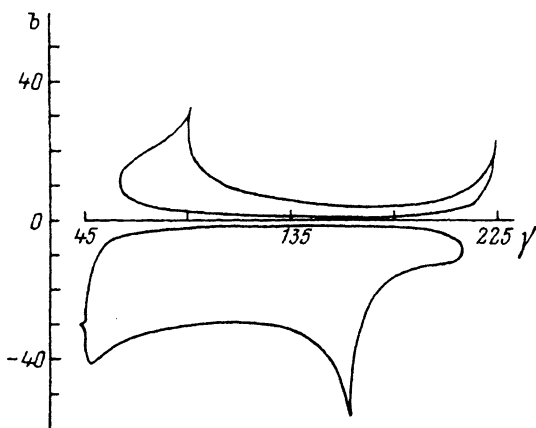


Рис. 1. Границы областей бистабильности ЭЯСС при произвольной анизотропии электронного g -фактора $\gamma = \arcsctg (g_{\parallel} / g_{\perp})$.

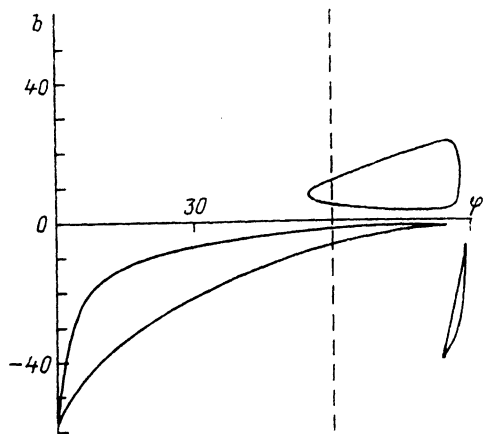


Рис. 2. Поведение границ областей бистабильности ЭЯСС при изменении угла наклона внешнего магнитного поля относительно оси анизотропии.

Штриховой линией обозначено характерное значение $\varphi = 60^\circ$.

t). Обычно при изучении гистерезисных явлений в ЭЯСС в качестве параметра t выступает внешнее магнитное поле b .

На рис. 1 представлена линия бифуркационного множества ЭЯСС в плоскости (γ, b) , где $\text{ctg } \gamma = g_{\parallel} / g_{\perp}$, при $k = a (\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$, где $a = 60$, $\varphi = 60^\circ$. Рис. 1 позволяет оценить возможности бифуркаций в системе при некоторых характерных k, φ для произвольной анизотропии электронного g -фактора. В качестве характеристики анизотропии выбран угол γ , так как это позволяет изучать ограниченный интервал изменения параметра. Как указывалось, бифуркации возможны лишь при $|b| \leq |k|$, так что линии бифуркационного множества обязательно ограничены. Для интервала $-135^\circ < \gamma < 45^\circ$ бифуркационное множество не приводится, поскольку одновременное изменение знаков g -фактора и внешнего магнитного поля не вносит изменений в поведение системы; 360° -ный интервал измерения γ определяет уже всевозможные соотношения g_{\parallel} и g_{\perp} . Например, $\gamma = 45^\circ$ соответствует изотропному положительному g -фактору, а $\gamma = 225^\circ$ — отрицательному. При уменьшении анизотропии g -фактора области бистабильности исчезают.

Рис. 2 определяет линию бифуркационного множества в плоскости (φ, b) при $\gamma = \arcsctg (2.2)$, $k = a (\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$, где $a = 60$. Области бистабильности существуют лишь в наклонном поле, когда анизотропия электронного g -фактора может проявиться. В узком интервале углов наклона $\varphi \approx 84^\circ$ существуют одновременно три области бистабильности, однако одна из них очень мала.

Плоскости рис. 1 и 2 пересекаются по прямой с $\gamma = \arcsctg (2.2)$, $\varphi = 60^\circ$ (штриховая прямая на рис. 2). Значения параметров для нее согласованы с результатами машинного моделирования [5]. При изменении магнитного поля ЭЯСС проходит через две области бистабильности. В одном случае штриховая прямая рассекает линию бифуркационного множества так, что на правой и левой частях оказывается по одной особенности типа острия, т. е. эта область бистабильности является гистерезисной. Другая область оказывается безгистерезисной, так как особенностей на отсекаемых частях линии нет.

На рис. 3, 4 для заданных значений параметров построены зависимости $s_x = b_N$ и степени циркулярной поляризации люминесценции $\rho \propto sk$ от внешнего магнитного поля b для стационарных состояний. В полном соответствии с про-

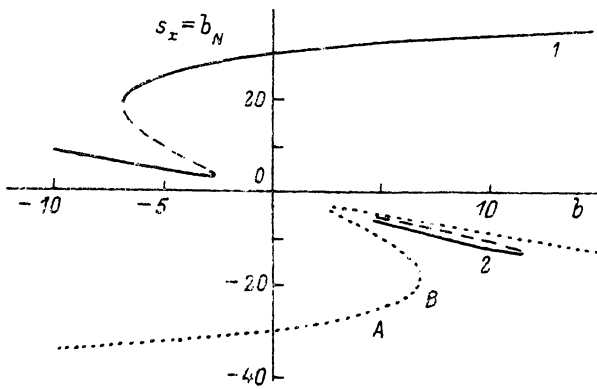


Рис. 3. Зависимость стационарных значений ядерного спина от внешнего магнитного поля. Устойчивые состояния обозначены сплошной линией, неустойчивые состояния — штриховой. В области безгистерезисной бистабильности основная и дополнительная ветви устойчивых состояний обозначены цифрами 1 и 2. Пунктирная кривая — стационарные состояния ЭЯСС при противоположной по знаку степени циркулярной поляризации возбуждающего света. Из состояний интервала АВ возможен переход на дополнительную ветвь безгистерезисной бистабильности.

веденным выше анализом в области отрицательных значений b имеет место гистерезис, а при положительных внешних магнитных полях существует область безгистерезисной бистабильности. Для получаемых решений $s(b)$ можно вычислить λ_x по формуле (5). Устойчивые состояния характеризуются отрицательным λ_x . С другой стороны, единственное стационарное состояние является устойчивым, так как область возможных значений $s_x = b_N$ ограничена множеством $|s - k/2| = a/2$ (см. первое уравнение системы (2)), а решения типа предельного цикла в системе невозможны. При возникновении пары из устойчивого и неустойчивого состояний неустойчивое разделяет в пространстве s_x области притяжения двух устойчивых стационарных состояний. На рис. 3, 4 устойчивые состояния обозначены сплошной линией, а неустойчивые стационарные состояния — штриховой. По сравнению с [5] график $\rho(b)$ на рис. 4 дополнен ветвями неустойчивых стационарных состояний и дополнительной ветвью устойчивых стационарных состояний в области безгистерезисной бистабильности.

3. Переключение ЭЯСС в области безгистерезисной бистабильности

Как уже отмечалось, реализация безгистерезисной бистабильности квазистационарным изменением параметров системы невозможна. Только быстрое по сравнению с характерным временем изменение значений параметров способно перевести систему в другое состояние. Это изменение должно быть таким, чтобы прежнее состояние системы оказалось в области притяжения другого стабильного состояния измененной системы.

Как указывалось, в случае ЭЯСС характерное время T_N имеет величину порядка секунды. $g_{||}$ и g_{\perp} являются характеристиками образца и в экс-

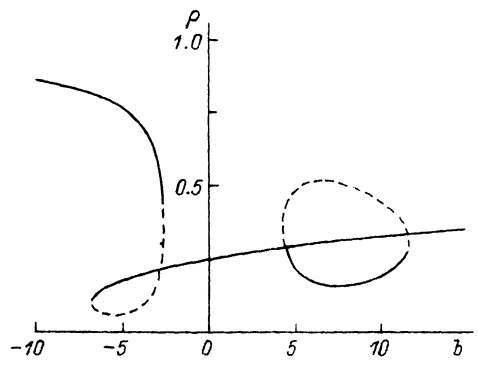


Рис. 4. Степень циркулярной поляризации люминесценции (нормирована на предельное значение) в стационарных состояниях ЭЯСС.

Сплошной линией обозначены устойчивые стационарные состояния, штриховой — неустойчивые.

перименте не могут быть изменены. Практически легко в экспериментах по динамической поляризации ядер в случае структуры с квантовыми ямами реализуется геометрия с возбуждающим лучом света, направленным вдоль главной оси структуры, т. е. $k = a(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$. Угол наклона φ и особенно величина внешнего магнитного поля b оказываются удобными для квазинепрерывного изменения. Время установления новых значений сравнимо с характерным временем ЭЯСС, и по крайней мере такое изменение не может считаться быстрым. Подходящим параметром оказывается величина a , пропорциональная степени циркулярной поляризации возбуждающего света. Электрооптические преобразователи обеспечивают время переключения $\sim 10^{-7}$ с, так что изменение a можно считать мгновенным.

Обратимся к рис. 3, представляющему зависимость стационарных значений $b_N = s_x$ от внешнего магнитного поля. Штриховая линия соответствует неустойчивым состояниям и для каждого заданного значения b разделяет области притяжения устойчивых стационарных состояний. Таким образом, состояние, в котором окажется ЭЯСС после установления равновесия, зависит от положения точки начального значения b_N относительно линии границы областей притяжения. Из рис. 3 видно, что включение возбуждающего луча или изменение его поляризации с линейной на циркулярную при установленном внешнем магнитном поле b (в обоих случаях исходное состояние ЭЯСС характеризуется нулевым значением b_N) не приведет к переключению на дополнительную ветвь 2, так как значение $b_N = 0$ оказывается в области притяжения основной ветви 1.

На рис. 3 стационарные состояния ЭЯСС для противоположной по знаку степени циркулярной поляризации возбуждающего света ($k = -a(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$) обозначены пунктиром. Они могут быть легко определены. Согласно (4), $s_x(-k, b, \delta) = -s_x(k, -b, \delta)$ и стационарные состояния ЭЯСС, соответствующие противоположным по знаку степеням циркулярной поляризации возбуждающего света, оказываются симметричными друг другу. Действительно, при положительных b пунктирная кривая имеет характерную область гистерезиса. Часть AB линии устойчивых состояний гистерезиса находится в области притяжения дополнительной ветви безгистерезисной бистабильности. Следующая процедура — перевод системы на нужную ветвь гистерезиса и мгновенное изменение степени циркулярной поляризации возбуждающего света на противоположную — решает поставленную задачу реализации явления безгистерезисной бистабильности.

В заключение нужно сделать следующее замечание. Как видно из рис. 3, сверху область притяжения дополнительной ветви оказывается чрезвычайно узкой. Поэтому даже небольшие флуктуации ядерного спина могут перекинуть систему на основную ветвь. Видимо, основной проблемой может стать неоднородность параметров системы в плоскости квантовой ямы. Это приведет к диффузии ядерного спина. Некоторые области окажутся вне притяжения дополнительной ветви и начнут скатываться к состояниям основной ветви, увлекая за собой и другие области из-за увеличения градиента ядерного спина и его диффузии. Деструктивные локальные флуктуации ядерного спина могут развиваться в пространстве по аналогичному механизму. Таким образом, время T^* нахождения ЭЯСС в состоянии дополнительной ветви может быть ограниченным и возможность реализации этих состояний в эксперименте должна существенно зависеть от соотношения между временами T^* и T_N .

Автор выражает признательность Е. Л. Ивченко, В. К. Калевичу, В. Л. Кореневу и И. А. Меркулову за чтение рукописи и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Меркулов И. А., Флейшер В. Г. Оптическая ориентация. Л.: Наука, 1989. С. 137.
- [2] Artemova E. S., Galaktionov E. V., Kalevich V. K., Korenev V. L., Merkulov I. A., Silbergleit A. S. // Nonlinearity. 1991. V. 4. P. 49—57.

- [3] Артемова Е. С., Галактионов Е. В., Зильберглейт А. С. // Препринт № 1264. Л., ФТИ АН СССР, 1988.
- [4] Ивченко Е. Л., Киселев А. А. // ФТП. 1992. Т. 26. № 8. С. 1471—1479.
- [5] Калевич В. К., Корнев В. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1992 Т. 56. В. 5. С. 257—263.
- [6] Постон Т., Стюарт И. Н. Теория катастроф и ее приложения. М., 1980. 607 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
18 сентября 1992 г.
