

СПИНОВОЕ ЭХО В СИСТЕМЕ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПОЛУПРОВОДНИКА

Волков А. С., Липко А. Л., Меретлиев Ш. М., Царенков Б. В.

Теоретически и экспериментально исследовано новое явление — спиновое эхо в системе свободных электронов полупроводника.

Такое эхо возникает в системе оптически ориентированных по спину электронов в варизонном полупроводнике p -типа, в котором g -фактор электронов линейно зависит от координаты x в направлении градиента ширины запретной зоны ∇E_g и на некотором расстоянии от широкозонной поверхности в точке x_0 изменяет знак. Полупроводник находится в однородном постоянном магнитном поле H , перпендикулярном ∇E_g . Электроны, ориентированные по спину, генерируются на широкозонной поверхности полупроводника и дрейфуют в варизонном поле; при этом их спины прецессируют в магнитном поле. Эффект спинового эха заключается в том, что в точке $x_0 = 2x_0$ ориентация электронных спинов всегда независимо от величины магнитного поля оказывается такой же, как и на широкозонной поверхности, где они возбуждаются.

Основные закономерности спинового эха экспериментально изучены методом поляризованной фотолюминесценции в варизонных структурах p -GaAlAs.

Показано качественное и количественное согласие эксперимента с теорией.

1. Данная работа посвящена дальнейшему изучению спинового эха в системе свободных электронов варизонного полупроводника, теоретически предсказанного в [1] и экспериментально обнаруженного в [2].

Эхо (в обобщенном понимании) — это вторичный сигнал, повторяющий характерные черты первичного (исходного) сигнала и возникающий самопроизвольно в физической системе в результате обратного развития во времени того процесса, которым обусловлен данный вид эха.

Спиновое эхо — это самопроизвольное возникновение в спиновой системе, в которой первоначально ориентированные спины разупорядочились по направлению, такой ориентации спинов, которая повторяет первоначальную. В явлениях спиновых эхо (например, спинового эха в ЯМР и ЭПР спектроскопии) обратно во времени развивается вся картина прецессии спинов. Ключевой операцией, обеспечивающей такой ход развития системы спиноносителей, является операция инверсии направления прецессии спинов.

2. Рассмотрим возникновение спинового эха в системе свободных электронов в полупроводнике, находящемся в магнитном поле.

Возьмем, например, варизонный полупроводник p -типа, в котором g -фактор электронов (фактор Ланде) зависит от координаты (вследствие координатной зависимости величины спин-орбитального взаимодействия электронов зоны проводимости с носителями, расположенными в других энергетических зонах). Пусть g -фактор линейно изменяется с координатой x в направлении градиента ширины запретной зоны ∇E_g и на некотором расстоянии от широкозонной поверхности в точке x_0 изменяет знак (рис. 1). Полупроводник находится в однородном постоянном магнитном поле, вектор напряженности которого H направлен по оси z , т. е. перпендикулярен ∇g (∇E_g), а величина произвольна.

На широкозонной поверхности полупроводника циркулярно поляризованным светом стационарно генерируются ориентированные по спину электроны — первичный сигнал (рис. 2, а). Неравновесные электроны дрейфуют в варизон-

ном поле и их спины прецессируют в магнитном поле с угловой скоростью $\Omega = \mu_B g \mathbf{H} / \hbar$, где μ_B — электронный магнетон Бора, \hbar — постоянная Планка. Пусть вектор спиновой плотности электронной системы \mathbf{S} в процессе дрейфа электронов от широкозонной поверхности к точке x_0 , где $g=0$, вращается по часовой стрелке. Тогда, пройдя точку x_0 , вектор \mathbf{S} из-за пространственной инверсии знака g -фактора электронов будет вращаться уже против часовой стрелки, т. е. в точке x_0 произойдет инверсия направления прецессии электронных спинов. В результате в точке x_e , являющейся при постоянной скорости дрейфа

электронов зеркальным отражением точки генерации спинов $x=0$ относительно точки x_0 ($x_e = 2x_0$), ориентация электронных спинов, т. е. фаза вектора \mathbf{S} , окажется такой же, как и на широкозонной поверхности, независимо от величины \mathbf{H} , т. е. независимо от числа оборотов вектора \mathbf{S} в процессе дрейфа электронов до точки x_0 .

Фаза вектора \mathbf{S} при заданной величине \mathbf{H} может совпадать с фазой \mathbf{S} на широкозонной поверхности не только в точке x_e , но и в других точках x , однако положение этих точек будет разным при разных \mathbf{H} .

Таким образом, в любой точке x , за исключением двух особых точек — $x=0$ и x_e , фаза вектора \mathbf{S} зависит от \mathbf{H} .

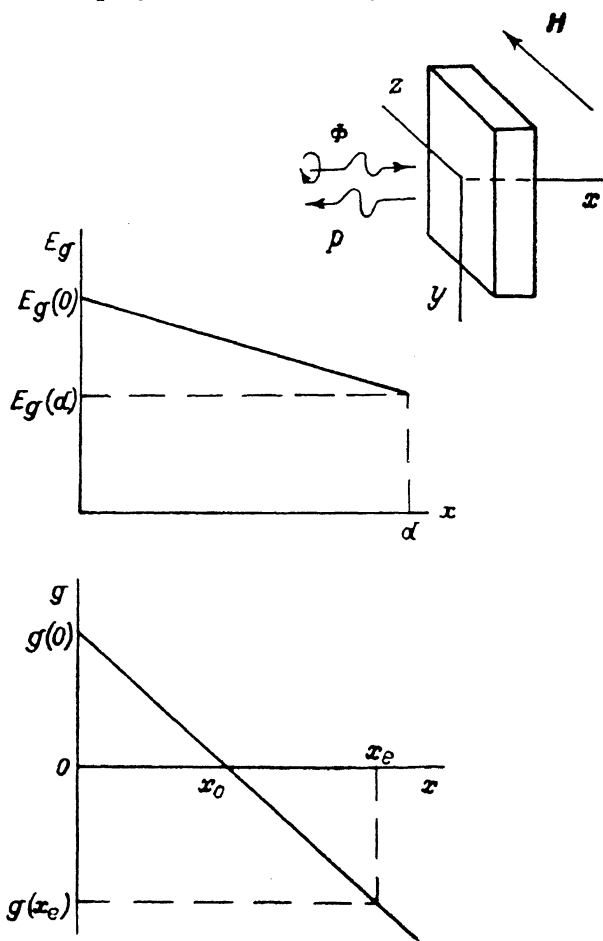


Рис. 1. Зависимости ширины запрещенной зоны E_g и g -фактора электронов от координаты x в варикозной структуре.

На вставке — взаимное расположение варикозной структуры и вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} относительно координатных осей. Φ и ρ — возбуждающее и рекомбинационное излучения.

Следовательно, в переменном либо в неоднородном по координате y магнитном поле средняя по времени либо по координате y величина вектора спиновой плотности $\langle \mathbf{S} \rangle$ будет существенно отличаться от нуля только вблизи широкозонной поверхности полупроводника (первичный сигнал) и в окрестности точки x_e (вторичный сигнал — эхо) и будет близка к нулю из-за разупорядочения спинов при всех других x (рис. 2, б).

Итак, из-за пространственной инверсии знака g -фактора электронов происходит инверсия направления угловой скорости прецессии электронных спинов Ω , что приводит к обратному развитию во времени всей картины прецессии спинов и в результате — к самопроизвольному возникновению в точке x_e такой ориентации электронных спинов, которая повторяет первоначальную, т. е. к возникновению эхо-сигнала.

3. Дадим математическое описание спинового эха.

Задачу нахождения распределения вектора спиновой плотности в полупроводнике будем рассматривать для следующих условий (рис. 1):

— g -фактор электронов линейно зависит от координаты x и в некоторой точке x_0 изменяет знак;

- E_y линейно уменьшается в направлении оси x ;
- вектор \mathbf{H} направлен по оси z ;
- электронные спины генерируются на широкозонной поверхности полупроводника, так что вектор \mathbf{S} при генерации направлен по оси x ;
- подвижность электронов μ , время жизни электронов τ и время спиновой релаксации τ_s не зависят от координат.

Распределение проекций S_x и S_y вектора \mathbf{S} вдоль оси x находится в диффузионно-дрейфовом приближении из системы уравнений [1]

$$\begin{aligned} L_s^2 \frac{d^2 S_x}{dx^2} - l_s \frac{dS_x}{dx} - S_x - \Omega(0) T_s \left(1 - \frac{x}{x_0}\right) S_y &= 0, \\ L_s^2 \frac{d^2 S_y}{dx^2} - l_s \frac{dS_y}{dx} - S_y + \Omega(0) T_s \left(1 - \frac{x}{x_0}\right) S_x &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $L_s = \mu T_s kT/e$ — диффузионная, $l_s = \mu T_s |\nabla E_g|/e$ — дрейфовая длины электронных спинов; $\Omega(0)$ — значение Ω на широкозонной поверхности; T_s — время жизни магнитного момента системы неравновесных электронов, связанное с τ и τ_s соотношением $T_s^{-1} = \tau^{-1} + \tau_s^{-1}$; e — заряд электрона; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Решение системы (1), в котором проявилось спиновое эхо, было получено в [1] численным методом. В [1] было также дано и аналитическое решение системы (1), представляющее собой комбинацию функций Бесселя и оказавшееся трудным для анализа.

Ясное аналитическое решение нашей задачи может быть получено в дрейфовом приближении (т. е. без учета диффузии электронов), на котором мы и остановимся.

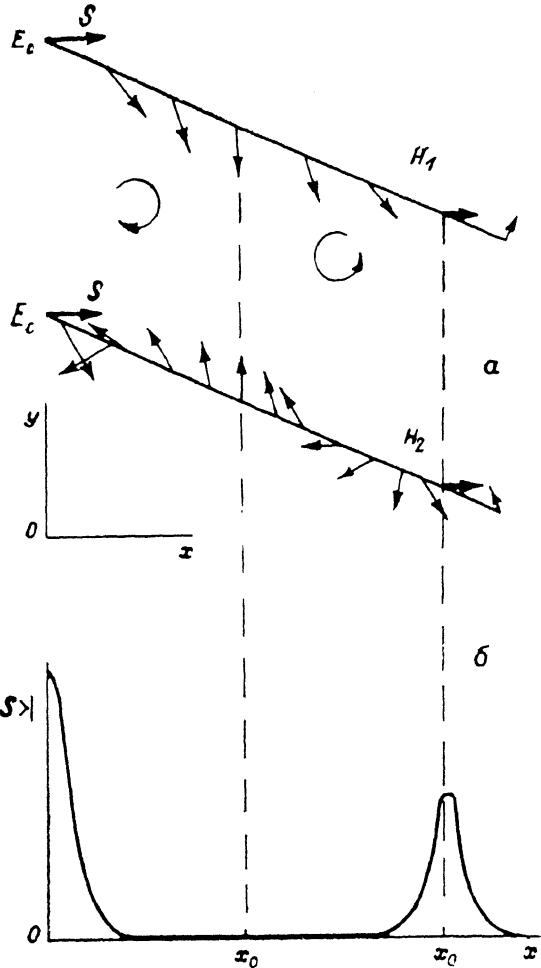


Рис. 2. Схематическое изображение возникновения спинового эха в постоянном магнитном поле H (а); показаны дрейф ориентированных по спину электронов по двум s -зонам E_s и положение вектора \mathbf{S} в плоскости xy при различных x (для двух значений H : $H_2 > H_1$); проявление спинового эха в переменном (или неоднородном по оси y) магнитном поле (б).

В этом случае $S_x(x, H)$ и $S_y(x, H)$ принимают вид

$$\begin{aligned} S_x &= \frac{GT_s}{l_s} \exp\left(-\frac{x}{l_s}\right) \cos\left[\Omega(0) T_s \frac{x}{l_s} \left(1 - \frac{x}{2x_0}\right)\right], \\ S_y &= \frac{GT_s}{l_s} \exp\left(-\frac{x}{l_s}\right) \sin\left[\Omega(0) T_s \frac{x}{l_s} \left(1 - \frac{x}{2x_0}\right)\right], \end{aligned} \quad (2)$$

где G — скорость генерации вектора \mathbf{S} на единичной площади.

$S_x(x, H)$ и $S_y(x, H)$ при фиксированном H представляют собой экспоненциально затухающие ангармонические функции от x .

$S_x(x, H)$ и $S_y(x, H)$ при фиксированном x являются гармоническими функциями от H для всех x , кроме двух особых точек — $x=0$ и $x=x_e=2x_0$. В этих точках $S_x(0, H) = GT_s/l_s$, $S_x(x_e, H) = \exp(-x_e/l_s) GT_s/l_s$ и $S_y(0, H) = 0$, $S_y(x_e, H) = 0$ независимо от величины H .

Усреднение S_x и S_y по времени, если магнитное поле переменное, либо по пространству, если магнитное поле неоднородное, приводит, например, в случае линейного изменения H от 0 до H_m к следующему результату для усредненных проекций $\langle S_x \rangle$ и $\langle S_y \rangle$, нормированных на их значения при $H=0$:

$$\left. \begin{aligned} \langle S_x \rangle &= \frac{1}{S_x(x, 0) H_m} \int_0^{H_m} S_x(x, H) dH = 1, \\ \langle S_y \rangle &= 0 \end{aligned} \right\} \text{при } x=0, x=x_e, \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \langle S_x \rangle &= \frac{\sin \left[\Omega_m(0) T_s \frac{x}{l_s} \left(1 - \frac{x}{2x_0} \right) \right]}{\Omega_m(0) T_s \frac{x}{l_s} \left(1 - \frac{x}{2x_0} \right)}, \\ \langle S_y \rangle &= \frac{\sin^2 \left[\frac{1}{2} \Omega_m(0) T_s \frac{x}{l_s} \left(1 - \frac{x}{2x_0} \right) \right]}{\frac{1}{2} \Omega_m(0) T_s \frac{x}{l_s} \left(1 - \frac{x}{2x_0} \right)} \end{aligned} \right\} \text{при } x \neq 0, x \neq x_e,$$

где $\Omega_m(0) = g(0) \mu_B H_m / \hbar$. Из (3) видно, что при больших H и $x \neq 0$, $x \neq x_e$ усредненные проекции $\langle S_x \rangle \rightarrow 0$ и $\langle S_y \rangle \rightarrow 0$. Следовательно, величина вектора средней спиновой плотности $|\langle S \rangle| = [\langle S_x \rangle^2 + \langle S_y \rangle^2]^{1/2}$ существенно отличается от нуля только вблизи широкозонной поверхности и в окрестности точки x_e , а направление $\langle S \rangle$ в этих областях совпадает.

Итак, в точке x_e мы имеем спиновое эхо.

Координата спинового эха x_e определяется расстоянием от широкозонной поверхности до точки смены знака g -фактора электронов $x_0 = g(0) |dg/dx|^{-1}$, поскольку $x_e = 2x_0$. Вариации величин $g(0)$ и $|dg/dx|$, вызывающие изменение координаты точки x_0 , смещают и координату спинового эха x_e .

Амплитуда эхо-сигнала тем больше, чем меньше успел релаксировать по абсолютной величине вектор S за время дрейфа электронов от широкозонной поверхности до точки x_e .

4. Сравним спиновое эхо в системе свободных электронов полупроводника со спиновым эхом в ЯМР и ЭПР спектроскопии [3, 4].

Проследить аналогию между этими видами спинового эха можно, рассмотрев спиновое эхо в системе свободных электронов в неоднородном по оси y магнитном поле при возбуждении широкозонной поверхности варизонного полупроводника импульсом света (это соответствует первому СВЧ импульсу в ЯМР и ЭПР эхе) (рис. 3). На рис. 3 схематически изображены распределение векторов спиновой плотности по оси y и средняя спиновая плотность в пакете электронов в различные моменты времени t (при различных значениях x). Поскольку пакет электронов как целое дрейфует в варизонном поле (для наглядности будем пренебрегать диффузией) с постоянной, не зависящей от ориентации спинов скоростью V , а электронные спины из-за неоднородности магнитного поля прецессируют с разными скоростями, происходит расфазировка спинов во всем ансамбле электронов без расплывания пакета. При достаточно большом dH_y/dy к моменту времени $t_1 = x_0/V$ расфазировка настолько велика, что средняя спиновая плотность близка к нулю. При $t = t_1$ происходит изменение направления прецессии спинов (момент времени t_1 соответствует подаче второго СВЧ импульса в ЯМР и ЭПР эхе), и с момента t_1 до $t_2 = 2t_1 = x_e/V$ происходит настройка фаз спинов, так что при $t = t_2$ в точке x_e все они оказываются ориентированными так же, как и при возбуждении; при $t > t_2$ спины снова и уже окончательно расфазировываются.

Главное отличие спинового эха в варизонном полупроводнике от ЯМР и ЭПР эха состоит в том, что существенно необходимая для реализации эффекта

инверсия направления прецессии спинов в варизонном полупроводнике происходит по внутренней, присущей самому объекту причине, а именно из-за изменения в процессе дрейфа электронов знака их g -фактора (вследствие изменения с координатой величины спин-орбитального взаимодействия), тогда как

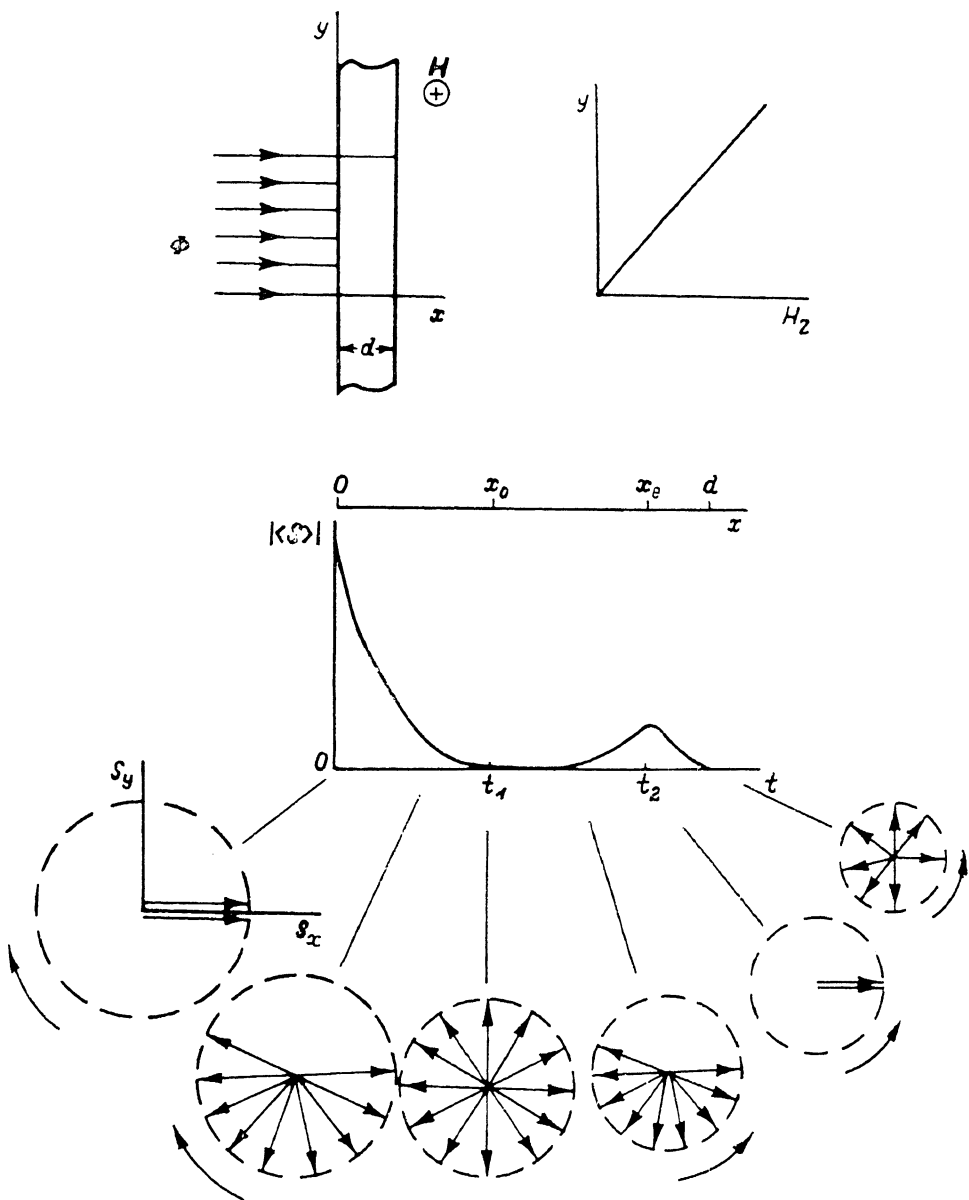


Рис. 3. Возникновение спинового эха в системе свободных электронов в варизонном полупроводнике, помещенном в магнитное поле, направленное по оси z и неоднородное по оси y , при импульсном возбуждении электронных спинов.

в ЯМР и ЭПР эхе для инверсии знака прецессии спинов нужно подать внешние СВЧ импульсы определенной длительности и частоты.

Другой отличительной особенностью спинового эха в варизонном полупроводнике является то, что оно пространственно отделено от места возбуждения электронных спинов, поскольку реализуется в системе подвижных носителей. Это свойство (пространственная отделенность) и позволяет наблюдать спиновое эхо в режиме стационарного возбуждения.

5. Прямым методом экспериментального исследования спинового эха в системе свободных электронов варизонного полупроводника является метод поляризованной фотолюминесценции, которым оно и было обнаружено [2].

Метод поляризованной фотолюминесценции основан на связи между спектральной плотностью циркулярно поляризованного рекомбинационного излучения $P(h\nu)$, регистрируемого со стороны широкозонной поверхности варизонного полупроводника, и проекцией $S_x(x)$ вектора \mathbf{S} на направление ∇E_g [5].

В простейшем случае, когда полушириной спектра поляризованного излучения элементарного излучателя γ_s можно пренебречь (это допустимо, когда $\gamma_s \ll S_x |\nabla E_g| |dS_x/dx|^{-1}$), $P(h\nu)$ связано с $S_x(x)$ прямо пропорциональной зависимостью [5]

$$P(h\nu) \sim S_x(x_s) / |\nabla E_g|, \quad (4)$$

где x_s — точка полупроводника, в которой максимум спектра рекомбинационного излучения расположен при энергии $h\nu$. Например, при $|\nabla E_g| = \text{const}$ и межзонной излучательной рекомбинации $x_s = [E_g(0) - h\nu] / |\nabla E_g|$.

Когда величиной γ_s пренебречь нельзя, связь $P(h\nu)$ с $S_x(x_s)$ становится более сложной, чем (4). Учесть влияние конечной величины γ_s можно, если задать конкретный вид спектра элементарного излучателя $B(h\nu, x)$, например, в виде Гауссовой кривой

$$B(h\nu, x) = \frac{2 |\nabla E_g|}{\gamma_s} \frac{\ln 2}{\pi} \exp \left[- \frac{4 \ln 2 |\nabla E_g|^2}{\gamma_s^2} (x - x_s)^2 \right], \quad (5)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} B(h\nu, x) dx = 1.$$

Тогда спектр поляризованной фотолюминесценции вычисляется по формуле

$$P(h\nu) = \int_0^{\infty} B(h\nu, x) S_x(x) dx. \quad (6)$$

Серии кривых $P(h\nu)$, рассчитанные по (6) для дрейфового случая, при различных значениях параметров $\Omega(0)$, T_s и $\Gamma = \gamma_s / |\nabla E_g| x_0$, а также соответствующие кривые $S_x(x_s)$ приведены на рис. 4. Видно, что с ростом Γ и $\Omega(0)$, T_s искажения $P(h\nu)$ относительно $S_x(x_s)$ увеличиваются; наиболее сильно изменяются амплитуда и спектральное положение максимума, соответствующего излучению из приповерхностной области полупроводника.

Проявления спинового эха в спектрах $P(h\nu)$ вытекают из рассмотренных выше особенностей зависимостей S_x от x и H .

В однородном постоянном магнитном поле H стационарные спектры $P(h\nu)$ будут представлять собой ангармонические знакопеременные осциллирующие функции. В сериях спектров $P(h\nu)$, снятых при различных значениях H , будут выделяться два экстремума, расположенных в спектральных точках $h\nu(0)$ и $h\nu_s$, соответствующих излучению из приповерхностной области полупроводника и из области спинового эха; направление циркулярной поляризации рекомбинационного излучения в этих экстремумах одинаково и не зависит от H .

В переменном (или неоднородном магнитном поле) при усреднении люминесцентного сигнала по времени (или по координате) поляризация излучения будет подавляться для всех $h\nu$, при которых знак сигнала зависит от H , так что останутся лишь две полосы поляризованного излучения: одна, соответствующая возбуждению, и другая — спиновому эху.

Мы рассмотрели сущность и проявления спинового эха в системе свободных электронов на примере варизонной структуры. Отметим, что в принципе спиновое эхо можно реализовать и на p - p -гетероструктуре, состоящей из двух полупроводников с различающимися по знаку g -факторами электронов. Однако два обстоятельства делают гетероструктуру менее подходящим объектом для наблюдения спинового эха, чем варизонный полупроводник. Во-первых, разрыв

в зоне проводимости будет приводить к дополнительной деполаризации электронных спинов, и, во-вторых, для обнаружения эха наблюдение вдоль оси x

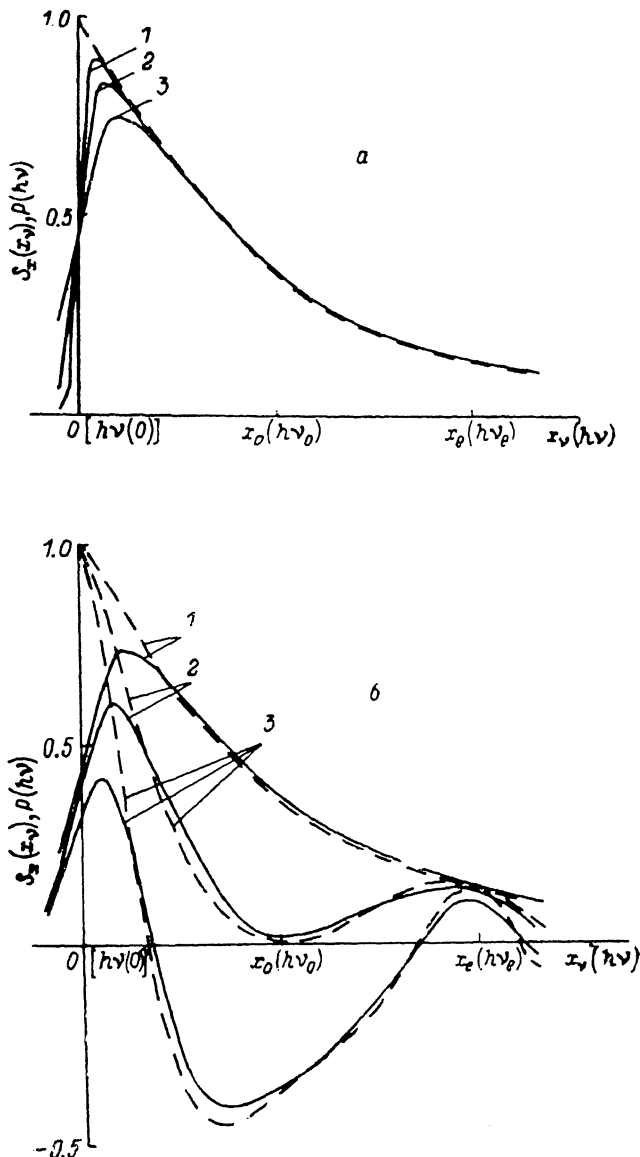


Рис. 4. Расчетные кривые $P(h\nu)$ (сплошные) и $S_x(x\nu)$ (штриховые) при $l_s = x_0$. а) при $\varphi(0) T_s = 0$ в различных значениях $\Gamma = \gamma_s (|\nabla E_g| x_0)^{-1}$. Γ : 1 — $1/10$, 2 — $1/5$, 3 — $1/3$. б) при $\Gamma = 1/3$ и различных значениях $\varphi(0) T_s$. $\varphi(0) T_s$: 1 — 0, 2 — π , 3 — 6.

уже неприемлемо из-за того, что все точки внутри каждой из областей гетероструктуры энергетически эквивалентны; необходимо измерять люминесценцию вдоль оси y , сканируя узкой щелью вдоль оси x . Если учесть весьма малые

Параметры исследуемых структур ($T=300$ K)

№ структуры	$E_g(0)$, эВ	$E_g(d)$, эВ	$ \nabla E_g $, эВ/см	$g(0)$	$g(d)$	$ dg/dx $, см ⁻¹
1	1.79	1.43	200	0.43	-0.44	380
2	1.79	1.43	360	0.43	-0.44	650

характерные длины протягивания электронных спинов, то это трудно выполнимая задача.

6. Объектами исследования служили варизонные структуры $p\text{-GaAlAs:Zn}$ [$p \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (300 K)] с различными градиентами ширины запрещенной зоны $|\nabla E_g|$ и g -фактора электронов $|\nabla g|$ (см. таблицу).

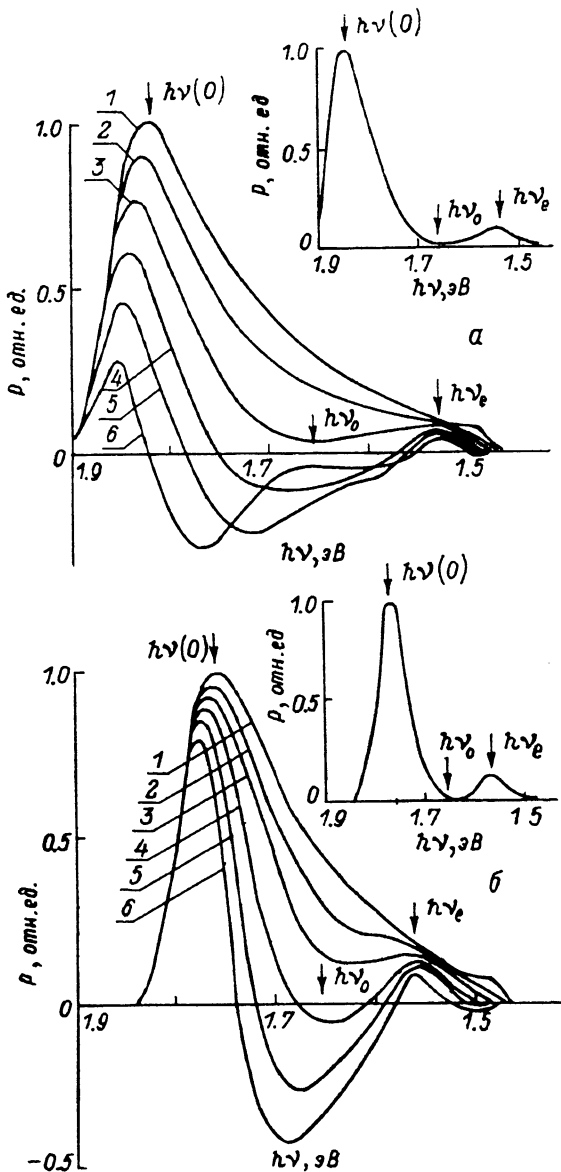


Рис. 5. Спектры поляризованной фотолюминесценции структуры 1 при $T=14 \text{ K}$ и различных магнитных полях H до (а) и после (б) травления.

H , кЭ: 1 — 0, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5, 6 — 6.

Зависимости E_g и g от координаты x в этих структурах определялись по координатной зависимости содержания AlAs в них $X(x)$, полученной методом рентгеновского микроанализа, и известным данным для $E_g(X)$ [6] и $g(X)$ [7] в твердых растворах $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. Отметим, что в исследуемых структурах зависимости E_g и g от координаты x незначительно отличаются от линейных: с удалением от широкозонной поверхности и $|\nabla g|$, и $|\nabla E_g|$ несколько уменьшаются. В таблице даны значения $|\nabla E_g|$ и $|\nabla g|$, усредненные по координате x .

Ориентированные по спину электроны возбуждались на широкозонной поверхности структуры циркулярно поляризованным излучением гелий-неонового лазера ($h\nu=1.96$ эВ).

7. Экспериментальные серии спектров поляризованной фотолюминесценции $P(h\nu)$ исследуемых структур при различных значениях магнитного поля представлены на рис. 5, 6.

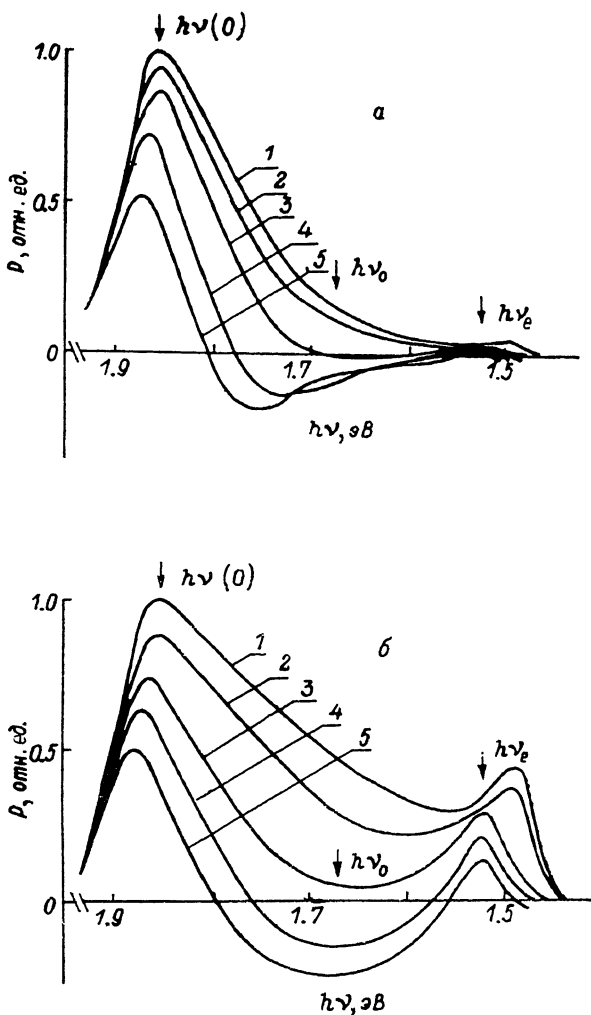


Рис. 6. Спектры поляризованной фотолюминесценции варизонных структур 1 (а) и 2 (б) при 30 К и различных магнитных полях.

а) H , кЭ: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 3, 5 — 4; б) H , кЭ: 1 — 0, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5.5.

В осциллирующих знакопеременных спектрах имеются две характерные спектральные области в окрестности точек $h\nu(0)$ и $h\nu_e$, где при любых значениях H наблюдается максимум $P(h\nu)$.¹ Первый максимум $P[h\nu(0)]$ соответствует излучению из приповерхностной области, где происходит возбуждение ориентированных электронов, второй максимум $P(h\nu_e)$ — спиновому эху.

В спектрах поляризованной фотолюминесценции, полученных путем интегрирования люминесцентного сигнала по времени, когда магнитное поле изменялось синусоидально с амплитудой 6 кЭ (см. вставки на рис. 5, а, б),

¹ В спектрах, снятых в отсутствие магнитного поля, при $h\nu=1.49$ эВ имеется максимум, который связан с подпоплением вблизи узкозонной поверхности структуры электронного спина, проредевавших через всю структуру. Этот максимум исчезает уже при сравнительно малых H .

остаются только две полосы поляризованного излучения с максимумами при $h\nu(0)$ и $h\nu_s$.

Рассмотрим влияние параметров структур $g(0)$ и $|dg/dx|$, изменяющих расстояние от широкозонной поверхности до точки x_0 , на спектральное положение и амплитуду спинового эха.

Уменьшение $g(0)$ (для этого удалялся травлением слой толщиной 3 мкм со стороны широкозонной поверхности структуры 1), сопровождающееся умень-

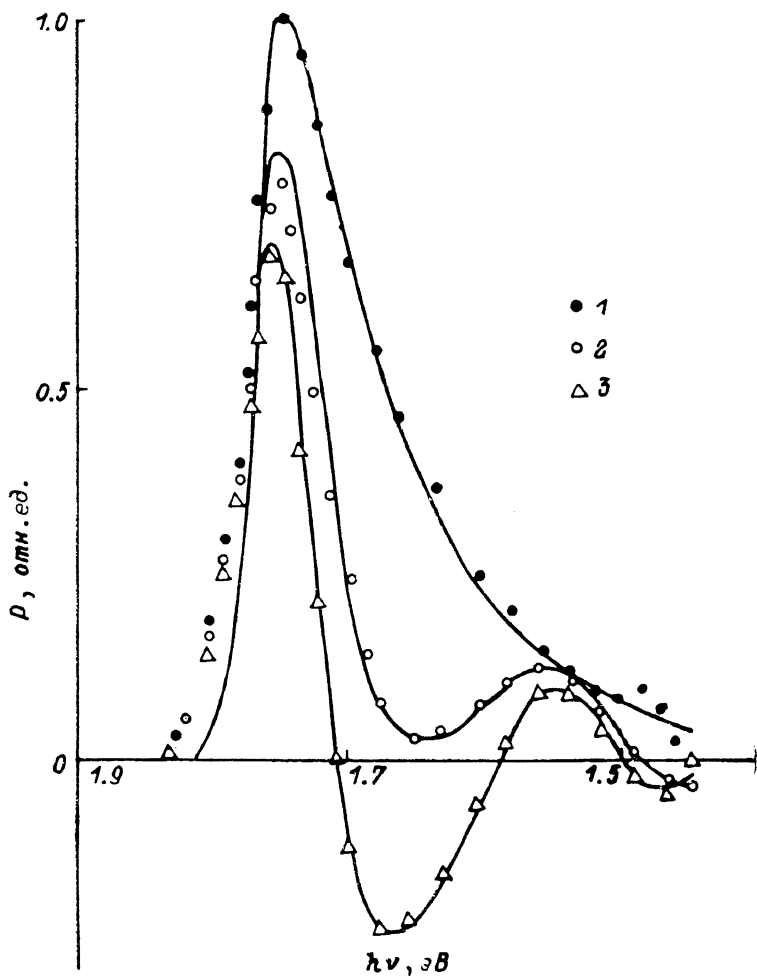


Рис. 7. Спектры поляризованной фотолуминесценции структуры 1 при $T=20$ К и различных магнитных полях H .

H , кЭ: 1 — 0, 2 — 3.5, 3 — 5.5. Сплошные кривые — расчет.

шением $E_g(0)$ при неизменном $|dg/dx|$, уменьшает x_0 и, следовательно, $x_s \approx 2x_0$. Это смещает $h\nu(0)$ в длинноволновую область, поскольку уменьшилось $E_g(0)$, а $h\nu_s$ — в коротковолновую, поскольку увеличилось $E_g(x_s)$ из-за того, что x_s приблизилось к x_0 , а $E_g(x_0)$, естественно, не изменяется (рис. 5, а, б). Амплитуда поляризованного сигнала в области спинового эха $h\nu_s$ из-за приближения x_s к широкозонной поверхности (после травления структуры) увеличивается, поскольку вектор S релаксирует на меньшую величину.

Увеличение $|dg/dx|$ при неизменном $g(0)$ (именно этим отличается структура 2 от структуры 1), также уменьшающее x_0 и, следовательно, x_s , не приводит, однако, к изменению положения в спектре поляризованной фотолуминесценции ни $h\nu(0)$, так как $E_g(0)$ по условию одно и то же, ни $h\nu_s$, так как

$E_g(x_e)$ в этом случае остается неизменным, поскольку $g(x_e) = -g(0)$ (рис. 6, а, б). Амплитуда сигнала спинового эха в структуре с большим $|\nabla E_g|$ оказывается большей как из-за меньшего x_e , так и из-за большей скорости дрейфа электронных спинов, приводящей к росту длины их смещения.

Следует отметить, что в реальных структурах положение x_e относительно x_0 не является точным зеркальным отражением начала координат, поскольку $|\nabla E_g|$ и $|\nabla g|$ в них не строго постоянны.

Таким образом, экспериментально наблюдаемые закономерности спинового эха находятся в полном качественном соответствии с предсказаниями теории.

8. Для количественного сравнения результатов эксперимента с теорией необходимо знать параметры переноса ориентированных электронных спинов (μ и T_s) и учесть искажения спектров $P(\hbar\nu)$ относительно распределения $S_x(x_e)$, обусловленные конечной полушириной спектра элементарного излучателя.

Параметры переноса определялись следующим образом.

Из спектров поляризованной фотолюминесценции без магнитного поля определялись дрейфовая l_d и диффузионная L_d длины ориентированных электронных спинов, а также произведение μT_s [5].

Значения T_s получались из анализа спектров поляризованной фотолюминесценции в поперечном магнитном поле методом, изложенным в [8]. В этом методе экспериментально находится значение напряженности магнитного поля H^* , при котором сигнал поляризации и его производная в точке $\hbar\nu_0$ равны нулю, и T_s вычисляется из приближенного соотношения

$$T_s = \frac{\hbar}{\mu_B [g(0)]^2 H^*} \frac{2l_d^2}{2l_d - L_d} \left| \frac{dg}{dx} \right|. \quad (7)$$

Значение параметра γ_s оценивалось по полуширине спектра поляризованной фотолюминесценции, измеренного при возбуждении и регистрации ее с узкозонной стороны структуры.

Сравнение экспериментальных спектров поляризованной фотолюминесценции, в которых проявляется спиновое эхо, с результатами расчета (при значениях параметров $T_s = 3.2 \cdot 10^{-10}$ с, $\mu = 5600$ см²/В·с, $\gamma_s = 20$ мЭВ) показывает (рис. 7), что эксперимент достаточно хорошо количественно описывается теорией.

9. Итак, в работе даны концептуальное, теоретическое и экспериментальное представления о новом явлении — спиновом эхе в системе свободных электронов полупроводника и продемонстрировано качественное и количественное согласие эксперимента с теорией.

Список литературы

- [1] Волков А. С., Липко А. Л., Минаков С. Е., Царенков Б. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1277—1282.
- [2] Волков А. С., Липко А. Л., Меретлиев Ш. М., Царенков Б. В. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. В. 11. С. 458—460.
- [3] Померанцев Н. М. // УФН. 1958. Т. 65. В. 1. С. 87—100.
- [4] Салихов К. М., Семенов А. Г., Цветков Ю. Д. Электронное спиновое эхо и его применение. Новосибирск, 1976. 344 с.
- [5] Волков А. С., Царенков Г. В. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 9. С. 1709—1717.
- [6] Головняк Н. Н. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 9. С. 1529—1557.
- [7] Weisbuch C., Hermann C. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 2. P. 816—822.
- [8] Волков А. С., Волкова И. К., Липко А. Л., Меретлиев Ш. М., Царенков Б. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1893—1893.