

УДК 621.315.592

А. В. Вдовин, А. А. Корнилович, Э. М. Скок, Е. И. Уваров
(Новосибирск)

**БЕСКОНТАКТНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
НЕЛИНЕЙНОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА
И ЭФФЕКТА ШУБНИКОВА – ДЕ ГААЗА В ОБЪЕМНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКАХ И НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ**

Описывается автоматизированная универсальная экспериментальная установка для исследования магнитных квантовых эффектов в полупроводниках и низкоразмерных полупроводниковых системах. На разработанной установке методами вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), модуляции интенсивностей лазерного излучения и магнитного поля исследовался нелинейный спиновый резонанс в *n*-InSb. Сигнал регистрировался по схеме селективного усиления с синхронным детектированием. Исследовалось влияние интенсивности лазерного излучения и амплитуды модуляции магнитного поля на форму кривой усиления и положение пиков нелинейного спинового резонанса в широком диапазоне магнитных полей и концентраций носителей заряда. Достигнуто высокое разрешение в области пониженных значений магнитного поля при слабой интенсивности тестовой волны и малых амплитудах модуляции магнитного поля. Регистрация с высокой точностью положений пиков нелинейного спинового резонанса на стоксовой частоте позволила исследовать зависимость *g*-фактора свободных электронов от магнитного поля в области от 100 Гс до 15 кГс и от концентрации носителей в диапазоне $8 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и интервале температур 1,4–40 К. Определено значение *g*-фактора свободных электронов на дне зоны проводимости с высокой точностью $g^* = -51,55 \pm 0,02$. Исследовалась анизотропия *g*-фактора в *n*-InSb и тонкая структура линий резонансных переходов с участием примесных уровней. Наиболее узкая линия $\sim 1 \text{ Гс}$ в магнитном поле 150 Гс наблюдалась впервые. Эффект Шубникова – де Гааза исследовался в объемных и двумерных структурах при регистрации интенсивности пропускания и отражения излучений разработанными бесконтактными оптическим и СВЧ-методами. По измеренным значениям периодов осцилляций Шубникова – де Гааза определялась концентрация носителей в *n*-InSb и GaAs/Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As с погрешностью $\sim 0,5 \%$.

Введение. Спиновый резонанс свободных электронов в InSb для технически реализуемых магнитных полей находится в диапазоне субмиллиметровых длин волн, который до настоящего времени еще недостаточно изучен. Одной из основных характеристик спинового резонанса является эффектив-

ный g -фактор свободных электронов g^* . Обычно g^* -фактор определялся либо в классических магнитных полях, либо в ультраквантовом пределе методом линейного поглощения электромагнитного излучения. Исследовалась форма кривой спинового резонанса методом вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) с усилением сигнала [1, 2] при модуляции интенсивностей излучений СО-лазеров в области промежуточных полей. С увеличением магнитного поля пик резонанса расщеплялся. Обнаружена немонотонная зависимость g -фактора от магнитного поля, составляющая $\sim 2\%$. Кривая спинового перехода близка к лоренцевой при малых магнитных полях в случае небольших усиления и интенсивности тестовой волны, много меньшей интенсивности волны накачки. В этих условиях требовалось работать с регистрируемыми сигналами на уровне шумов, поэтому возникла задача усовершенствования экспериментальной установки с целью значительного повышения чувствительности и достижения высокой точности определения положений пиков резонанса. Данная работа посвящена описанию экспериментальной установки для исследования спинового резонанса и эффекта Шубникова – де Гааза в полупроводниках типа InSb и низкоразмерных системах типа GaAs/Al_xGa_{1-x}As, разработке бесконтактных методов исследования квантовых эффектов и определения g -фактора и концентрации свободных носителей заряда в полупроводниках, реализованных на созданной установке.

1. Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1: 1 – образец; 2 – криостат; 3 – электромагнит; 4 – источник питания электромагнита 3; 5 – катушки развертки плавно; 6 – источник питания катушек 5; 7 – датчик Холла; 8 – источник тока датчика Холла; 9 – цифровой вольтметр; 10 – двухкоординатный самописец; 11 – гальванический потенциометр Ф112/1; 12 – магазин сопротивлений; 13 – СО-лазеры; 14 – ослабители лазерного излучения; 15 – пластина Ge; 16 – модулятор; 17 – линзы; 18 – монохроматор SPM-2; 19 – фотоприемник; 20 – селективный усилитель "Упірап-232"; 21 – лампа обтюлятора; 22 – измеритель мощности ИК-излучения ИМО-2; 23 – осциллограф; 24 – модуляционная катушка; 25 – задающий генератор ГЗ-33 и стабилизатор тока модуляционных катушек; 26 – источник постоянного тока образца; 27 – согласующий трансформатор; 28 – предварительный усилитель; 29 – полосовой фильтр; 30 – удвоитель частоты; 31 – крейт КАМАК; 32 – программный контроллер; 33 – ЭВМ с периферией. В экспериментах использовались два одночастотных лазера на окиси углерода. Лазер СО-1 служит эффективным источником возбуждения (накачки) частотой ω_1 . Лазер СО-2 – источник слабого тестового излучения ω_2 . Внутри резонатора вмонтированы диспергирующие призмы, позволившие селективировать линии и дискретно перестраивать частоты лазеров с шагом 4 см^{-1} в области от 4,8 до 8 мкм. Наполнение активного элемента лазера изотопами ^{13}CO и ^{12}CO позволило уменьшить шаг перестройки с 4 до 2 см^{-1} . Для эффективного совмещения лучей поляризация луча накачки e_1 выбиралась в плоскости падения, а поляризация тестового излучения e_2 была перпендикулярна плоскости падения лучей на германиевую пластинку при угле падения, равном углу Брюстера ($\theta = 76^\circ$). Совмещенные лучи фокусировались линзой $F = 110\text{ мм}$ в образец n -InSb. Для эффективного взаимодействия лучей со средой использовалась геометрия Фойгта с поляризацией луча накачки, параллельной магнитному полю. Выходное излучение фокусировалось и поступало на монохроматор и фотоприемник. Монохроматор служил

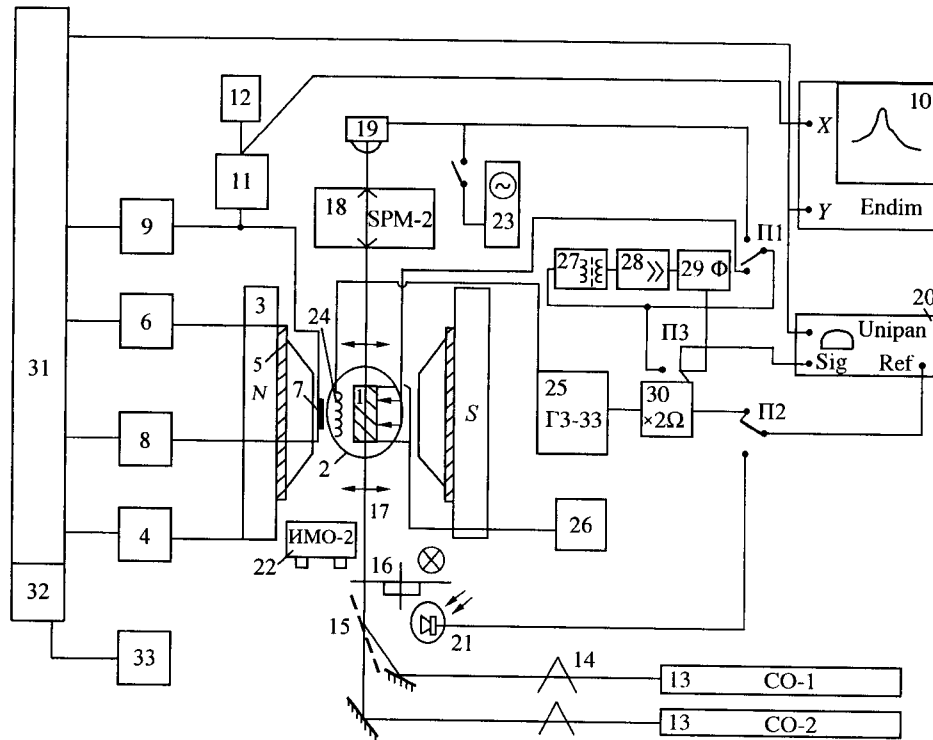


Рис. 1. Блок-схема измерительного комплекса устройств для проведения автоматизированных исследований магнитооптических и гальваномагнитных свойств полупроводников и полупроводниковых структур

для отрезания излучения накачки и контроля за составом излучения совместно с интерферометром Фабри – Перо. Образец закреплялся на хладопроводе гелиевого криостата и помещался между полюсами электромагнита. Для плавной развертки магнитного поля в пределах ± 400 Гс использовались дополнительные катушки электромагнита, магнитное поле измерялось датчиком Холла, откалиброванным по датчику ядерного магнитного резонанса. Сигнал с датчика Холла регулировался магазином сопротивлений, измерялся цифровым вольтметром и через гальванический потенциометр подавался на вход X двухкоординатного самописца, либо непосредственно с цифрового вольтметра на крейт КАМАК.

При модуляции интенсивностей лучей лазеров сигнал с фотоприемника поступал на селективный усилитель с синхронным детектором "Unipan-232". Опорное напряжение на "Unipan-232" подавалось с фотодиода прерывателя. Для регистрации малых сигналов использовалась методика модуляции магнитного поля катушками, закрепленными на держателе образца. Через катушки пропускался переменный ток генератора ГЗ-33 частотой $\Omega = 390$ Гц. Сигнал с образца в этом случае подавался на измерительную систему через согласующий трансформатор "Unipan-233-7.1" (30 дБ) и предварительный усилитель "Unipan-233-7" (20 дБ). После полосового фильтра, настроенного на частоту второй гармоники $2\Omega = 780$ Гц и служащего для подавления сигнала первой гармоники на 50 дБ, сигнал подавался на селективный

усилитель "Unipan-232" и на Y -координату самописца "Endim-002" либо на крейт КАМАК и через программный контроллер на ЭВМ с периферией. На второй вход селективного усилителя подавалось опорное напряжение с удвоителя частоты, выполненного на микросхеме перемножителя 525 ПС1.

Полярность сигналов выбиралась такой, чтобы максимум второй гармоники соответствовал максимуму сигнала. Это осуществлялось по эффекту Шубникова – де Гааза.

В криостат вмонтированы «холодные окна» из BaF_2 для эффективного пропускания инфракрасного излучения лазеров. Температура образца снижалась до 1,8 К при откачке паров гелия, устраняя кипение гелия и рассеяние зондирующего излучения. Исследование спинового резонанса проводилось на малых мощностях падающих излучений: $P_p = 300$ мВт, $P_t \leq 10$ мВт. Конструкция лазеров устраняла нестабильность разности частот лазеров из-за температурного изменения длины резонаторов. Лазеры работали в одномодовом режиме. Электромагнит с полюсными наконечниками $\varnothing 177$ мм позволял получить индукцию магнитного поля до 18 кГс в зазоре 22 мм. Стабильность магнитного поля обеспечивалась двумя контурами стабилизации тока электромагнита и составляла $\Delta B/B = 4 \cdot 10^{-5}$ см³ при $B = 5$ кГс. Точность измерений магнитного поля контролировалась датчиком ядерного магнитного резонанса с погрешностью $\sim 0,02$ %.

Для наблюдения осцилляций Шубникова – де Гааза использовались: один СО-лазер, метод модуляции магнитного поля и схема селективного усиления с синхронным детектированием. Регистрирующая система работала в линейном режиме.

2. Основы метода ВКР-усиления и условия наблюдения нелинейного спинового резонанса. Мощное когерентное излучение накачки $\omega_p = \omega_1$ нелинейно поляризует среду, испытывая вынужденное комбинационное рассеяние. Слабое тестовое излучение $\omega_t = \omega_2$, совмещенное с лучом накачки, при определенных условиях может усиливаться. Рассмотрим процесс усиления тестовой волны. Компоненты нелинейной составляющей вектора поляризованности среды P_i^{nl} представим в виде

$$P_i^{nl} = \epsilon_0 (\chi_{ijk} E_j E_k + \chi_{ijkl} E_j E_k E_l + \dots), \quad (1)$$

где χ_{ijkl} – тензор диэлектрической восприимчивости.

Из уравнений Максвелла следует нелинейное волновое уравнение для суммарного электрического поля \mathbf{E} волны, направленной по оси z :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \sigma \frac{d\mathbf{E}}{dt} + \mu_0 \epsilon_0 (1 + \chi_1) \frac{d^2 \mathbf{E}}{dt^2} + \frac{d^2 \mathbf{P}^{nl}}{dt^2}, \quad (2)$$

где

$$\mathbf{E} = E(z, t) = E_1(z) e^{i\omega_1 t} + E_2(z) e^{i\omega_2 t} + \text{к.с.}, \quad (3)$$

к.с. – комплексно-сопряженные слагаемые.

Последний член в (2) ответственен за генерацию средой волн с различной комбинацией частот. В третьем порядке взаимодействия нелинейная

восприимчивость χ_{ijkl} имеет резонанс и возможны волны с комбинациями частот

$$\omega_{3,4} = \omega_1 \pm (\omega_1 - \omega_2), \quad \omega_{5,6} = \omega_2 \pm (\omega_1 - \omega_2). \quad (4)$$

Если в образце полупроводника имеется спектр электронных состояний с энергией перехода между уровнями $\hbar\omega_0$ (в нашем случае между спиновыми подуровнями Ландау), то при выполнении резонансного условия

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega_p - \hbar\omega_t \quad (5)$$

происходит возрастание неупругого взаимодействия между падающими волнами и полупроводником с усилением тестового излучения ω_t при вынужденном комбинационном рассеянии волны накачки на стоксовой частоте $\omega_4 = \omega_p - \omega_0 = \omega_t$. Вынужденное рассеяние излучения ω_p происходит на когерентно-сфазированных по всему объему образца спиновых переходах электронов с нижнего подуровня на верхний подуровень Ландау. В результате интенсивность стимулированной компоненты рассеянного излучения, регистрируемого методом ВКР-усиления, увеличивается на несколько порядков по сравнению с интенсивностью спонтанного комбинационного рассеяния.

Для реализации метода ВКР-усиления в работе использовалась подстройка энергетического спектра среды $\hbar\omega_0$ под условие резонанса (5) изменением энергетических интервалов между спиновыми подуровнями Ландау при плавном изменении магнитного поля:

$$\hbar\omega_0 = g^* \mu_B B, \quad (6)$$

где g^* – эффективный g -фактор свободных электронов, μ_B – магнетон Бора.

Условие резонанса (5) достигалось в два этапа: путем дискретной перестройки лазеров на выбранный диапазон частот, а затем плавным сканированием магнитного поля. Форма резонансной кривой записывалась на усиленной тестовой волне с частотой, равной стоксовой, при вынужденном комбинационном рассеянии волны накачки.

Регистрируемый сигнал пропорционален интенсивности тестовой волны, выходящей из образца $I(\omega_t)$, связанной с входящей в образец интенсивностью $I_0(\omega_t)$ и характеристиками образца соотношением

$$U = \beta I(\omega_t) = \beta I_0(\omega_t) \exp [GI(\omega_p)\ell], \quad (7)$$

где $I(\omega_p)$ – интенсивность падающего на образец излучения накачки; ℓ – длина исследуемой среды (образца), в которой происходит усиление; β – коэффициент преобразования оптического сигнала в электрический; G – коэффициент усиления исследуемой среды:

$$G = G(\omega) = \frac{G_0 \Gamma^2}{[\omega_0 - (\omega_p - \omega_t)]^2 + \Gamma^2}, \quad (8)$$

Γ – полуширина на полувысоте резонансной линии ВКР-усиления.

В случае небольших усилений

$$\frac{I(\omega_t)}{I_0(\omega_t)} = 1 + GI(\omega_p)I. \quad (9)$$

При $I(\omega_t) \ll I(\omega_p)$, отсутствии истощения накачки и насыщения спинового перехода резонансная кривая имеет колоколообразный вид и форму линии спонтанного комбинационного рассеяния. При этом контур усиления имеет лоренцеву форму [3].

В случае прямого наблюдения усиления тестовой волны регистрировались небольшие приращения на пьедестале интенсивности $I(\omega_t)$. Пьедестал $I(\omega_t)$ устранялся модуляцией $I(\omega_p)$ волны накачки. Селективный усилитель, настроенный на частоту модуляции $\Omega = 800$ Гц, выделял напряжение с амплитудой, пропорциональной приращению сигнала $\Delta U = U_m - U_0$. При модуляции интенсивностей обоих лазеров коэффициент усиления (рис. 2, а)

$$G = \frac{U_m - U_0}{U_0 I(\omega_p) \ell}. \quad (10)$$

В экспериментах данной работы значение G менялось в пределах $(0,1-1) \cdot 10^{-3}$ Вт $^{-1} \cdot$ см в зависимости от концентрации носителей *n*-InSb,

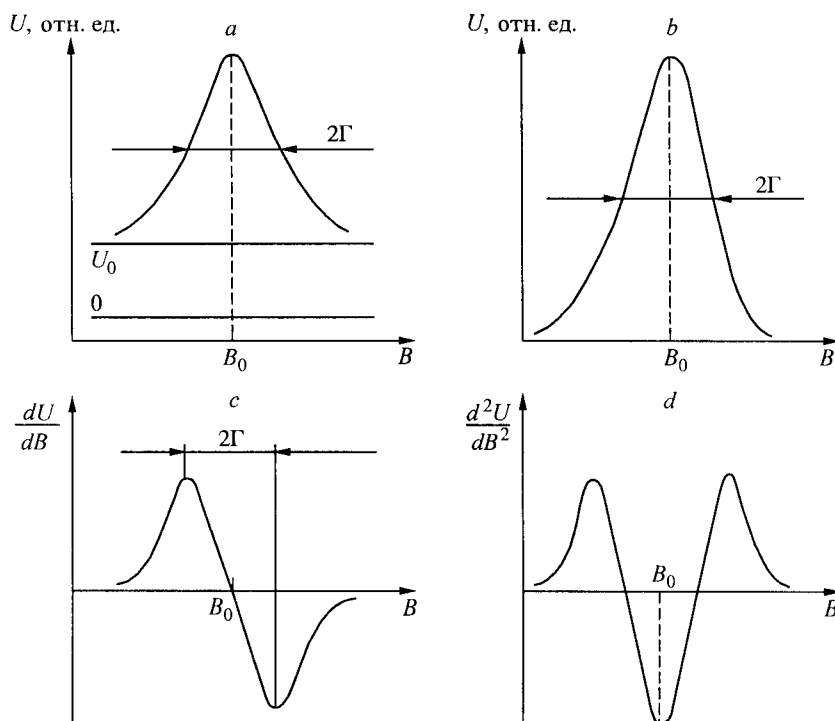


Рис. 2. Спиновый резонанс в различных модификациях регистрации: а – модуляция обоих лазеров; б – модуляция накачки; в – модуляция магнитного поля с регистрацией на частоте модуляции; д – модуляция магнитного поля с регистрацией на удвоенной частоте

частот излучения и магнитного поля; энергия квантов излучения накачки не превышает ширину запрещенной зоны InSb. В этих условиях нелинейная восприимчивость имеет резонанс благодаря фактору $\frac{E_g^2}{(E_g^2 - \hbar^2 \omega^2)}$. Тогда сече-

ние вынужденного комбинационного рассеяния волны накачки дополнительно возрастает в широком диапазоне магнитных полей от 100 Гс до 15 кГс и концентраций от $2 \cdot 10^{13}$ до $6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при относительно малой интенсивности тестовой волны $\lesssim 3$ мВт.

Для достижения предельной точности измерений положений пиков линии и определения g^* -фактора требуется работать на минимальных интенсивностях лазеров с сигналами на уровне шумов. Применение модуляционной методики двойного дифференцирования с синхронным детектированием измеряемого сигнала обеспечивает высокую чувствительность от 10 нВ до 1 мкВ, предельную точность 0,05 % и воспроизводимость экспериментальных результатов 0,02 % на одном образце. Магнитное поле стабилизируется с погрешностью ~ 2 Гс. Из (5) и (6) следует зависимость g^* -фактора от магнитного поля

$$g^* = K(\lambda_p^{-1} - \lambda_t^{-1})/B, \quad (11)$$

где $K = 2,141946$ Тл·м.

Длины волн лазеров определялись до восьмого знака точности. Например, для исследования анизотропии g^* -фактора используются частоты $\omega_p/2\pi c = 1842,8210$ см⁻¹ и $\omega_t/2\pi c = 1821,0361$ см⁻¹. Оба лазера изготовлены в одной арматуре из инваровых стержней, поэтому их температурное расширение одинаково изменяло частоты, разность которых оставалась постоянной. Нестабильность работы лазеров составляет ~ 30 мГц или $5 \cdot 10^{-3}$ %. Источник тока магнита имеет два контура стабилизации: долговременный дрейф и быстрые изменения. Дрейф по магнитному полю не превышает 0,01 % за 1 ч.

С целью значительного увеличения отношения сигнал/шум по сравнению с прямыми методами модуляции интенсивностей лазеров в работе широко использовалась методика модуляции магнитного поля. При наложении переменного поля $B_- = h_0 \sin \Omega t$ на постоянное магнитное поле B_0 сигнал $U(B)$ на диаграмме самописца изменяется нелинейно. Разлагая $U(B)$ в ряд Тейлора и ограничиваясь членами второго порядка, получаем

$$U(B) = U(B_0) + \frac{1}{4} \frac{d^2 U}{dB^2} \Big|_{B_0} h_0^2 + \frac{dU}{dB} \Big|_{B_0} h_0 \sin \Omega t - \frac{1}{4} \frac{d^2 U}{dB^2} \Big|_{B_0} h_0^2 \cos 2\Omega t. \quad (12)$$

Амплитуда сигнала первой гармоники пропорциональна h_0 , а амплитуда сигнала второй гармоники $\sim h_0^2$:

$$U_{2\Omega} = -\frac{1}{4} \frac{d^2 U}{dB^2} \Big|_{B_0} h_0^2. \quad (13)$$

В случае, когда амплитуда модуляции h_0 сравнима с шириной линии, сигнал $U_{2\Omega}$ достигал насыщения на уровне

$$U_{2\Omega} = -0,5U. \quad (14)$$

Информация из экспериментальных кривых (рис. 2) извлекалась следующим образом:

- коэффициент усиления G определялся согласно (10) по кривой (см. рис. 2, *a*);
- форма линии анализировалась по кривым на рис. 2, *b*, полученным при модуляции накачки;
- значение резонансного магнитного поля прописывалось по положению минимума второй производной (рис. 2, *d*), полученной при модуляции магнитного поля либо по максимуму (см. рис. 2, *b*);
- ширина линии измерялась по кривой рис. 2, *b* при минимальной амплитуде модуляции.

С уменьшением амплитуды модуляции до 0,02 Г максимум (рис. 2, *c*) смещается к центру линии B_0 и интервал между максимумом и минимумом лишь приближенно передает ширину линии.

При увеличении интенсивности накачки наблюдалось сужение контура. В зависимости от условий эксперимента асимметрия кривой составляла от 8 до 20 %. В случае малого усиления (9) кривая была лишь близка к лоренцевой. Для определения ширины кривой спонтанного рассеяния исследовалась зависимость эффективной ширины кривой от интенсивности накачки с применением цифровой обработки контуров. Далее эта зависимость аппроксимировалась прямой методом наименьших квадратов и экстраполировалась к нулевой интенсивности накачки. Ширина линии в высокооднородном магнитном поле определялась с точностью 3 %. Разброс результатов ~20 %.

Для прецизионного измерения g^* -фактора применялись полюса электромагнита большого диаметра (177 мм) с зазором 34,5 мм, а индукция магнитного поля измерялась датчиком ядерного магнитного резонанса. На образце магнитное поле изменялось меньше, чем 0,5 Гс при ширине линии 15 Гс. При малых интенсивностях $I_p \leq 200$ и $I_t \leq 30$ Вт/см² удавалось достичь воспроизводимости результатов измерения резонансного поля лучше 0,05 %. При увеличении интенсивностей излучения происходило смещение центра резонанса.

3. Результаты исследования g^* -фактора свободных электронов в n -InSb методом ВКР-усиления. Обычно эффективный g^* -фактор определяется либо в классических магнитных полях, либо в ультраквантовом пределе методом линейного поглощения электромагнитного излучения. Методом ВКР-усиления при модуляции интенсивностей лазеров нами исследовалась магнитополевая зависимость g^* -фактора для области промежуточных магнитных полей в образце InSb с концентрацией электронов $n = 1,6 \cdot 10^{15}$ см⁻³ при $T = 4,2$ К [2]. Немонотонная зависимость g -фактора в промежуточных магнитных полях обусловлена участием в спиновом резонансе электронов на уровнях Ландау с $N > 1$. По мере уменьшения магнитного поля все большую роль играют электроны на уровне Ферми. Применение метода модуляции магнитного поля с двойным дифференцированием и синхронным детектированием позволило исследовать магнитополевую зависимость g^* -факто-

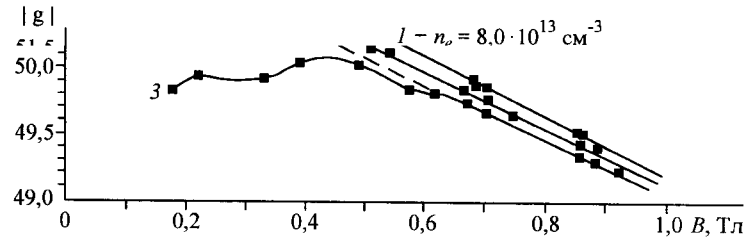


Рис. 3. Концентрационная зависимость модуля g -фактора от магнитного поля

ра при различных концентрациях носителей с высокой точностью [4]. Такая зависимость, полученная для трех образцов различной концентрации, показана на рис. 3. При уменьшении концентрации свободных электронов эффективная масса носителей уменьшается и g -фактор возрастает. В пределах малых концентраций получается магнитополевая зависимость g -фактора свободных электронов вблизи дна зоны проводимости. Экстраполяция кривых рис. 4 к нулевым полям и малым концентрациям позволила получить значе-

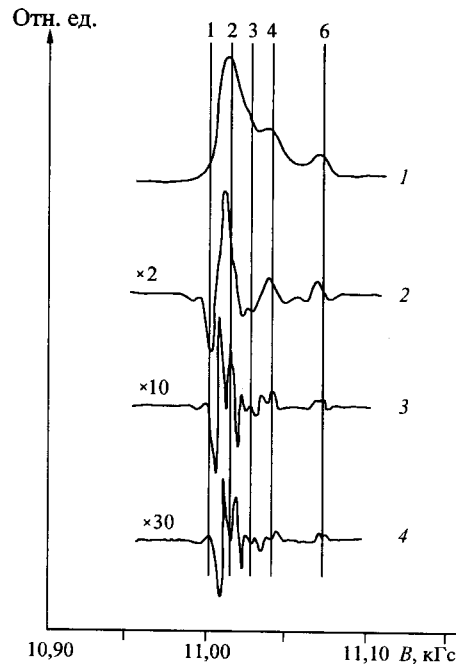


Рис. 4. Характерный вид кривой ВКР-усиления $G(B)$ с переворотом спина и ее второй производной $(-\partial^2 G / \partial B^2)$ при различных амплитудах модулирующего поля B_m : 1 – $G(B)$; 2 – $(-\partial^2 G / \partial B^2)$ при $B_m = 7$ Гс; 3 – $(-\partial^2 G / \partial B^2)$ при $B_m = 1,8$ Гс; 4 – $(-\partial^2 G / \partial B^2)$ при $B_m = 0,9$ Гс

ние g -фактора на дне зоны проводимости с высокой точностью $g_0 = -51,55 \pm 0,02$.

Высокая чувствительность модуляционной методики достаточна для прецизионного исследования анизотропии g^* -фактора в n -InSb [5]. При повороте образца от $\mathbf{V} \parallel [100]$ к $\mathbf{V} \parallel [111]$ смещался резонанс. Величина максимального смещения при резонансном поле $B_0 = 9434$ Гс составляла 17,9 Гс. Для этого поля при $\mathbf{V} \parallel [111]$ $g = 49,46 \pm 0,05$ максимальное отклонение g^* -фактора равно 0,090. Изменение g -фактора пропорционально величине резонансного поля с коэффициентом анизотропии $\gamma = (0,95 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$ кГс $^{-1}$. Среднеквадратическое отклонение для двух образцов n -InSb $\sigma_\gamma = 0,4$ Гс $^{-1}$. Для сравнения заметим, что измерения для каждой ориентации на отдельных образцах в сильном магнитном поле $B = 4 \cdot 10^4$ Гс, выполненные в [6], имеют меньшую точность, поскольку для каждой ориентации авторы варьировали несколько параметров при определении коэффициента анизотропии.

4. Исследование тонкой структуры спектральных линий методом ВКР-усиления. В ряде случаев наблюдалась несимметричная линия, расщепляющаяся при увеличении магнитного поля на два пика, которые не проявлялись в полях с уменьшенными значениями индукции B . Поэтому возникла необходимость усовершенствовать методику двойного дифференцирования с целью повышения стабильности малых амплитуд B_{\sim} модуляции магнитного поля для работы при уменьшенных значениях B . Для решения этой задачи разработан тракт стабилизации амплитуды тока первой гармоники с выходным усилителем тока до 5 А.

На рис. 4 приведена магнитополевая зависимость $\partial^2 G / \partial B^2$ при различных амплитудах модулирующего поля B_{\sim} (кривые 2–4). На вертикальных прямых обозначены номера пиков. При больших амплитудах модулирующего поля B_{\sim} тонкая структура не проявляется и происходит сдвиг положений максимумов на кривых 2, 3. Использование малых амплитуд B_{\sim} выявило тонкую структуру линий (кривая 4).

На рис. 5 приведены результаты измерений методом ВКР-усиления $G(B)$ и его второй производной $\partial^2 G / \partial B^2$ в n -InSb ($n = 0,73 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $T = 2$ К) при различных магнитных полях. Сложную структуру также наблюдали вблизи суперквантового предела (рис. 5, *c*), когда обычным оптическим методом регистрируется лишь гладкая кривая $G(B)$. В полях, значительно меньших суперквантового предела, наблюдалась узкая линия (~ 7 Гс) спинового резонанса без расщепления (рис. 5, *d*).

Наиболее узкая линия (~ 1 Гс) наблюдалась впервые при $B = 150$ Гс (рис. 6, *b*), когда в тестовом излучении СО-лазера присутствовали две близкие линии (рис. 6, *a*). Интервал между пиками дублета (см. рис. 6, *a*) соответствовал положению резонанса на кривой (см. рис. 6, *b*). Значение ширины резонансной линии при $B = 150$ Гс позволяет оценить на основании соотношения неопределенности Гейзенберга время спиновой релаксации $\tau_s \geq \hbar / \Gamma \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с.

5. Определение концентрации свободных носителей заряда в полупроводниках на основе регистрации осцилляций Шубникова – де Гааза. Применение когерентного зондирующего излучения СО-лазера и методики модуляции магнитного поля позволило исследовать бесконтактными методами спектры пропускания и отражения в n -InSb. По осцилляциям оптиче-

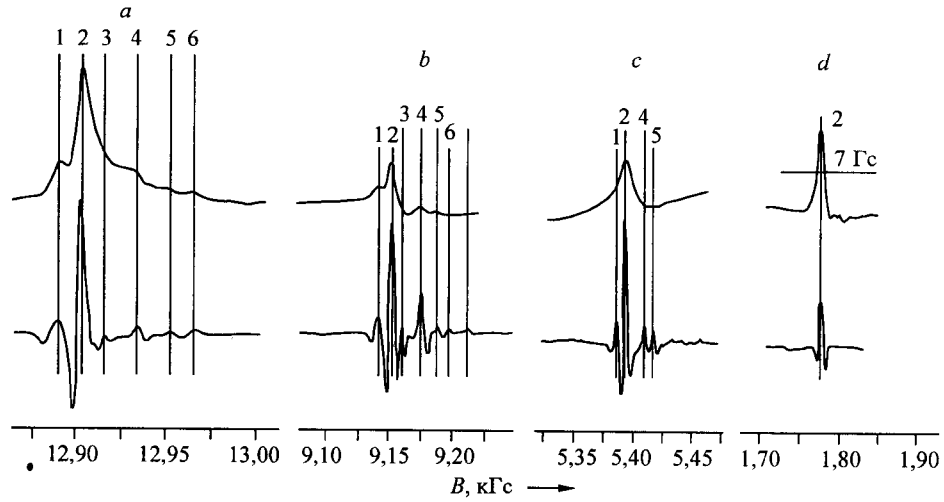


Рис. 5. ВКР-усиление с переворотом спина и его вторая производная по магнитному полю

ских коэффициентов, обусловленных эффектом Шубникова – де Гааза, получена информация о концентрации свободных носителей в *n*-InSb.

В [7] разработан способ бесконтактного определения концентрации носителей *n* с учетом влияния магнитного поля на энергию Ферми, непарабо-

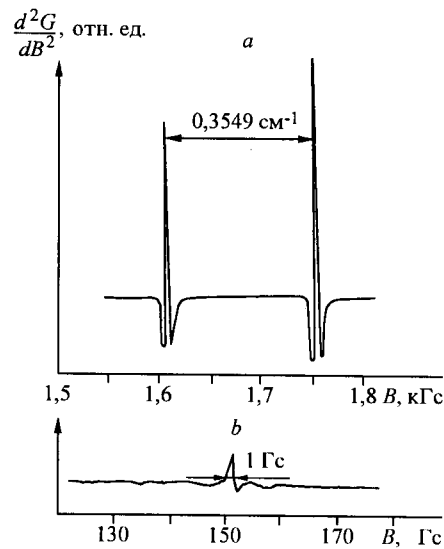


Рис. 6. Спектр ВКР-усиления с переворотом спина, когда в тестовом излучении присутствуют две близкорасположенные линии $\nu_1/c = 1863,6346 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_2/c = 1863,9895 \text{ см}^{-1}$ (излучение накачки $\nu_p/c = 1859,8199 \text{ см}^{-1}$) (а); ВКР-усиление с переворотом спина в слабых магнитных полях, полученное от дублета линий тестового СО-лазера ν_1 и ν_2 (б)

личности зоны проводимости n -InSb, спина электрона и температуры:

$$n = \alpha_N [\Delta(B_N^{-1})]^{-3/2}, \quad (15)$$

где

$$\alpha_N = \left(\frac{e}{\hbar}\right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi^2}} \{\Delta[(A_N^\pm)^{2/3}]\}^{3/2}, \quad (16)$$

$$A_N^\pm = \sum_K \left\{ K^{1/2} + \left[K \mp \frac{1}{2} \frac{m_n^*}{m_0} g^*(E_F) \right]^{1/2} \right\} + \left(\frac{k_0 T}{\hbar \omega_c}\right)^{1/2}, \quad (17)$$

B_N – значение магнитного поля, соответствующего N -му максимуму. Влияние вышеперечисленных факторов на значение концентрации носителей при $N > 3$ не превышает 0,5 %.

Показано, что с увеличением температуры и мощности лазерного излучения положения максимумов осцилляций Шубникова – де Гааза смещаются в область слабого магнитного поля. Период осцилляций Шубникова – де Гааза $\Delta(B_N^{-1})$ при $N > 3$ постоянен, не зависит от частоты зондирующего излучения, а зависит от концентрации свободных носителей. Исследования восьми образцов n -InSb с различными концентрациями подтвердили справедливость (15). Сканирование лазерного луча вдоль поверхности образца позволило разрешить неоднородности концентрации в областях ~ 100 мкм с погрешностью $\sim 0,5$ %. Однако этот способ имеет недостаточную чувствительность для диагностики электронного газа пониженной размерности. Снижение чувствительности главным образом обусловлено тем, что частота зондирующего лазерного излучения во много раз превышает частоту столкновений электронов с атомами. Вследствие этого передача энергии лазерного излучения свободным электронам происходит неэффективно. Для повышения чувствительности метода [7] значительно увеличили период зондирующего излучения.

Для диагностики электронного газа $2D$ -слоев GaAs/Al_xGa_{1-x}As разработан способ [8], в котором осцилляции Шубникова – де Гааза наблюдаются при регистрации мощности отраженной от образца СВЧ-волны. В устройстве для реализации этого способа частота СВЧ-волны 37,8 ГГц одного порядка с циклотронной частотой для $2D$ -слоя GaAs. Это дополнительно увеличивает эффективность взаимодействия СВЧ-волны с электронами на уровнях Ландау.

Увеличение чувствительности СВЧ-метода обусловлено увеличением периода СВЧ-излучения, поскольку именно в пределах одного периода орбитального движения электрона происходит эффективное взаимодействие СВЧ-волны с электроном. Всякий раз, когда уровень Ландау E_N пересекает уровень Ферми E_F , возрастает вероятность переходов электронов с уровня E_N на свободные состояния нижележащих уровней Ландау E_{N-1} , E_{N-2} , ... Это приводит к осцилляциям СВЧ-проводимости образца в магнитном поле и мощности отраженной СВЧ-волны. Отношение сигнал/шум в СВЧ-методе превосходило в 10^4 раз чувствительность оптического метода [7]. Концент-

рация двумерных носителей в случае заполнения электронами нулевой размерно-квантованной подзоны

$$n = \frac{e}{\pi\hbar} \left[\frac{(B_{N+\ell}^{-1} - B_N^{-1})}{\ell} \right]^{-1}. \quad (18)$$

Периоды осцилляций $\Delta(B_N^{-1})$ определялись по зависимости B_N^{-1} от N . Значения концентраций двумерных носителей с погрешностью $\sim 0,5\%$ для трех образцов составили: $n_1 = (7,72 \pm 0,05) \cdot 10^{11}$, $n_2 = (4,03 \pm 0,07) \cdot 10^{11}$, $n_3 = (8,45 \pm 0,02) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Закключение. В результате применения метода ВКР-усиления и усовершенствованной методики модуляции магнитного поля, выбора спектрального диапазона лазеров вблизи края фундаментального поглощения InSb в условиях малых значений магнитного поля, стабилизации амплитуд модуляции и частот лазеров получена рекордная чувствительность регистрации спинового резонанса с погрешностью $\sim 0,02\%$. Исследования нелинейного спинового резонанса в n -InSb показали, что g^* -фактор свободных электронов является сложной функцией магнитного поля и концентрации носителей. С уменьшением концентрации носителей g -фактор стремится к значению $g = -51,55 \pm 0,02$. Обнаружена и впервые измерена анизотропия g -фактора в n -InSb. Анизотропная поправка к g -фактору пропорциональна величине магнитного поля с коэффициентом анизотропии $\gamma = (0,95 \pm 0,04) \times 10^{-2} \text{ КГс}^{-1}$. При малых амплитудах модуляции магнитного поля обнаружена тонкая структура линий. Наиболее узкая спектральная линия ($\sim 1 \text{ Гс}$) наблюдалась впервые. Точные значения зависимости g^* -фактора от магнитного поля перспективно использовать для анализа спектрального состава лазерного излучения с разрешением ($\sim 0,03 - 0,003 \text{ см}^{-1}$) и усилением тестовой волны.

Концентрация носителей в образцах n -InSb определялась разработанными бесконтактными методами, основанными на регистрации периодов осцилляций Шубникова – де Гааза. В $2D$ -слое GaAs гетероструктуры GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ концентрация двумерных носителей определялась разработанным бесконтактным СВЧ-методом. Исследование поведения осцилляций Шубникова – де Гааза СВЧ-способом может служить одним из ключевых бесконтактных тестов на двумерность полупроводниковых структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вдовин А. В., Скок Э. М., Федан П. Н., Уваров Е. И. Комбинационное рассеяние на спиновом переходе свободных электронов в n -InSb // Оптика и спектроскопия. 1982. **52**, вып. 2. С. 206.
2. Вдовин А. В., Скок Э. М. Исследование эффективного g -фактора свободных электронов в InSb методом комбинационного рассеяния // ФТП. 1981. **15**, № 6. С. 1078.
3. Wahlquist H. Modulation broadening of insaturated lorentzian lines // Journ. Chem. Phys. 1961. **35**, N 5. P. 7708.

4. **Корнилович А. А., Уваров Е. И., Вдовин А. В., Скок Э. М.** Полупроводниковый анализатор спектра монохроматического излучения // Труды АПЭП-98. Новосибирск, 1998. Т. 2. С. 102.
5. **Вдовин А. В., Скок Э. М., Уваров Е. И.** Анизотропия g -фактора электронов в зоне проводимости // Письма в ЖЭТФ. 1985. **42**, № 5. С. 191.
6. **Chen Y. F., Dobrowolska M., Furdyna J. K.** G -factor anisotropy of conduction electrons in InSb // Phys. Rev. B. 1985. **31**, N 12. P. 7989.
7. **А. с. 1694018 СССР.** Способ определения концентрации носителей заряда в вырожденных полупроводниках /А. А. Корнилович, С. А. Студеникин, Е. И. Уваров. Опубл. 22.07.91, Бюл. № 43.
8. **Пат. 2037911 РФ.** Способ бесконтактного определения концентрации свободных носителей заряда в вырожденных полупроводниках /А. А. Корнилович, С. А. Студеникин, А. Ф. Булдыгин. Опубл. 19.06.95, Бюл. № 17.

*Новосибирский государственный
технический университет,
Институт физики полупроводников СО РАН,
E-mail: physics@ref.nstu.ru*

*Поступила в редакцию
15 января 2001 г.*

Реклама продукции в нашем журнале – залог Вашего успеха!