

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
А В Т О М Е Т Р И Я

2002, том 38, № 4

УДК 621.315.592

А. А. Корнилович

(Новосибирск)

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ШУБНИКОВА – де ГААЗА  
В ОБЪЕМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ  
И ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ БЕСКОНТАКТНЫМИ МЕТОДАМИ\***

Исследовался эффект Шубникова – де Гааза (ШдГ) в объемном *n*-InSb и двумерных слоях гетероструктур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As оптическим и СВЧ методами. Показано, что в области циклотронного резонанса и вблизи края собственного поглощения амплитуда осцилляций ШдГ возрастает. Достигнута высокая чувствительность методов регистрации осцилляций ШдГ. Получены зависимости коэффициента отражения и периода осцилляций ШдГ от значений квантующего магнитного поля. По измеренным значениям периода осцилляций ШдГ определены концентрация свободных электронов и холловская проводимость в *n*-InSb и 2D-слоях GaAs толщиной ~10 нм с погрешностью ~0,5%. Предложен бесконтактный тест полупроводниковых систем на двумерность.

**Введение.** При решении современных задач микро- и нанoeлектроники возникает необходимость бесконтактной диагностики транспортных параметров электронного газа в объемных полупроводниках, пленках, низкоразмерных системах, таких, как GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, и сверхрешетках. Наиболее приемлемыми в этих условиях являются оптические и СВЧ методы зондирования структур, характеризующиеся малым числом измеряемых величин, высокой чувствительностью и точностью.

Известен метод определения концентрации носителей заряда на основе исследований осцилляций поперечного магнитосопротивления в эффекте Шубникова – де Гааза (ШдГ) контактным способом [1]. Однако этот метод имеет низкие чувствительность и точность. Разработанные нами новые способы бесконтактного определения концентрации свободных носителей заряда в вырожденных полупроводниках, основанные на наблюдении оптических [2] и СВЧ осцилляций ШдГ [3], лишены недостатков контактного метода [1].

При наблюдении осцилляций ШдГ бесконтактным методом в инфракрасной и СВЧ областях спектра затруднительно регистрировать абсолют-

\* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Правления ISSEP (гранты № 1057d, № d98-978, № d99-156).

ные значения амплитуд осцилляций ШдГ. Однако, регистрируя величины магнитного поля  $B_N$ , соответствующие максимальным значениям мощности отраженной от образца волны, можно извлекать информацию о свойствах вырожденного газа носителей заряда исследуемого полупроводника.

В работе [4] приведена лишь краткая информация о бесконтактных методах наблюдения осцилляций ШдГ в полупроводниках. Данная работа посвящена исследованию эффекта ШдГ в объемных образцах  $n$ -InSb и двумерных слоях GaAs гетероструктур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. В результате теоретического анализа условий эффективного наблюдения осцилляций ШдГ показано, что в областях циклотронного резонанса и вблизи края собственного поглощения зондирующего излучения амплитуда осцилляций ШдГ возрастает. Разработаны способы повышения чувствительности и точности оптического и СВЧ методов наблюдения осцилляций ШдГ. Получены зависимости коэффициента отражения  $R$  и периода осцилляций ШдГ  $\Delta(B_N^{-1})$  от значений квантующего магнитного поля  $B_N$  и концентрации свободных электронов  $n$ . Обсуждаются результаты эксперимента.

**Теоретический анализ условий эффективного наблюдения осцилляций ШдГ.** Энергия орбитального движения свободных электронов в вырожденном полупроводнике в условиях гелиевых температур и сильного квантующего магнитного поля изменяется дискретно, и плотность электронных состояний  $g(B)$  имеет осциллирующий характер с максимумами вблизи уровней Ландау  $E_N$ . При возрастании магнитного поля  $B$  энергетические интервалы  $\hbar\omega_c$  между уровнями Ландау возрастают и, когда уровень Ландау пересекает уровень Ферми  $E_F$ , электроны с уровня Ферми интенсивно переходят без изменения энергии на свободные состояния уровней  $E_N, E_{N-1}, E_{N-2}, \dots$ . Это вызывает резонансное изменение высокочастотной проводимости  $\sigma_{11}$ , возбуждаемой в полупроводнике зондирующим излучением. Поскольку в первом приближении можно считать, что коэффициенты поглощения и отражения линейно зависят от действительной части высокочастотной проводимости, наблюдаются резонансные изменения мощности отраженной от образца волны (осцилляции Шубникова – де Гааза). В отличие от статического эффекта ШдГ в высокочастотной проводимости участвуют все электроны, имеющие энергию меньше энергии Ферми  $E_F$ . Этим обусловлено значительное повышение чувствительности бесконтактных методов [2, 3]. Упругое рассеяние электронов происходит эффективно при выполнении следующих условий:

$$E_F > \hbar\omega_c \gg k_0T, \quad \omega_c\tau = \mu B = \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}} \gg 1, \quad (1)$$

где  $\omega_c$  – циклотронная частота;  $\tau$  и  $\mu$  – время релаксации импульса и подвижность электронов;  $\sigma_{11}$  и  $\sigma_{12}$  – продольная (диссипативная) и поперечная (холловская) компоненты тензора проводимости.

При монотонном изменении коэффициента отражения  $R$  можно разложить его в ряд Тейлора по диагональной диссипативной компоненте [5]

$$\sigma_{11} = \frac{n(B)e^2\tau}{m^*(B)} \left[ \frac{(1 - i\omega\tau)}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2} \right] \quad (2)$$

и ограничиться линейным приближением

$$R(B) \cong R(0) + \left( \frac{\partial R}{\partial \sigma_{11}} \right)_{B=0} (\sigma_{11} - \sigma_{B=0}) + \dots, \quad (3)$$

где  $\omega$  – частота зондирующего излучения;  $m^*$  – эффективная масса электрона;

$$\sigma_{B=0} = \frac{n_0 e^2 \tau}{m^*(0)} \left[ \frac{(1 + i\omega\tau)}{1 + \omega^2 \tau^2} \right]. \quad (4)$$

В приближении  $m^*(B) \cong m^*(0)$  получаем выражение для изменения действительной части коэффициента отражения:

$$\Delta R \cong - \left( \frac{\partial R}{\partial \omega} \right)_{B=0} \omega \left[ \left( \frac{n(B)}{n_0} \right) \frac{(\omega_c^2 / \omega^2 + 1)}{(\omega_c^2 / \omega^2 - 1)^2 + 4 / \omega^2 \tau^2} - 1 \right]. \quad (5)$$

Из (5) следует, что при  $E_N = E_F$  осцилляции концентрации электронов  $n(B)$ , участвующих в высокочастотной проводимости, обусловленные осцилляциями плотности состояний  $g(B)$ , вызывают осцилляции коэффициента отражения  $R$ . Вероятность переходов электронов на уровни Ландау возрастает, когда энергия падающих фотонов близка к ширине запрещенной зоны [6]. Тогда благодаря множителю резонансного усиления, который для носителей с малой массой равен  $(1 - \hbar^2 \omega^2 / E_g^2)^{-1}$ , амплитуда осцилляций  $R$  резонансно возрастает. Этим обусловлено дополнительное увеличение чувствительности оптического метода наблюдения осцилляций ШдГ. Осцилляции  $R$  эффективны и в области циклотронного резонанса.

**Зависимость периода осцилляций ШдГ от концентрации носителей и магнитного поля.** Положения максимумов амплитуд осцилляций ШдГ с учетом влияния магнитного поля на энергию Ферми, непараболичности зоны проводимости  $n$ -InSb, спина электрона и температуры определяются следующим выражением [7]:

$$B_N^\pm = \frac{\hbar}{e} (\sqrt{2\pi^2 n})^{2/3} \left[ \sum_K^N \left( \sqrt{K} + \sqrt{K \pm \frac{1}{2} \frac{m_n}{m_0} g^*(E_F)} \right) + \left( \frac{k_0 T}{\hbar \omega_c} \right)^{1/2} \right]^{-2/3}. \quad (6)$$

Поскольку  $g^*(E_F) < 0$ , для знака «+»  $K$  меняется от 1 до  $N = 2, 3, \dots$ , а для знака «-» – от 0 до  $N = 1, 2, 3, \dots$

Из (6) видно, что учет теплового размытия границы Ферми смещает положение максимумов осцилляций ШдГ в область слабого магнитного поля. В области сильного магнитного поля (малых значений  $N$ ) с уменьшением температуры можно наблюдать удвоение числа максимумов, обусловленных влиянием спина электрона.

Учет спин-орбитального взаимодействия и непараболичности зоны проводимости приводит к появлению в (6) члена, содержащего эффективную массу и эффективный  $g^*$ -фактор свободных электронов. Преобразуем (6):

$$\frac{1}{B_N^\pm} = \frac{e}{\hbar} (\sqrt{2}\pi^2 n)^{-2/3} (A_N^\pm)^{2/3}, \quad (7)$$

где

$$A_N^\pm = \sum_K^N \left\{ K^{1/2} + \left[ K \pm \frac{1}{2} \frac{m_n^*}{m_0} g^*(E_F) \right]^{1/2} \right\} + \left( \frac{k_0 T}{\hbar \omega_c} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) период осцилляций Шубникова – де Гааза по обратному магнитному полю равен:

$$\Delta(B^{-1}) = \frac{e}{\hbar} (\sqrt{2}\pi^2 n)^{-2/3} \Delta[(A_N^\pm)^{2/3}], \quad (9)$$

где

$$\Delta(B^{-1}) = B_{N+1}^{-1} - B_N^{-1}. \quad (10)$$

Из (9) получаем выражение для определения концентрации свободных носителей заряда:

$$n = \alpha_N [\Delta(B_N^{-1})]^{-3/2}, \quad (11)$$

где

$$\alpha_N = \left( \frac{e}{\hbar} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{2}\pi^2} \{ \Delta[(A_N^\pm)^{2/3}] \}^{3/2}. \quad (12)$$

Обозначим

$$\beta = \{ \Delta[(A_N^\pm)^{2/3}] \}^{3/2}. \quad (13)$$

При  $N \rightarrow \infty$   $\beta = 4/3$  и  $\alpha_{\min} = \left( \frac{e}{\hbar} \right)^{3/2} \frac{4}{3\sqrt{2}\pi^2} = 5,652 \cdot 10^{21} \text{ (В} \cdot \text{с)}^{-3/2}$ .

Значение слагаемого  $(m_n^*/m_0)g^*(E_F)$  для различных полупроводников не превышает единицы. Простой расчет показывает, что это слагаемое при  $N > 2$  почти не влияет на значение  $\alpha_N$ . Основной вклад в изменение коэффициента  $\alpha_N$  дает влияние магнитного поля на энергию Ферми  $E_F$ . При  $N > 3$  этот вклад в увеличение  $\alpha_{\min}$  составляет меньше 0,5%. При  $N < 3$  необходимо определять  $\alpha_N$  из (12).

Из теоретического анализа и условий наблюдения осцилляций Шубникова – де Гааза следует, что точность определения концентрации зависит от точности измерения периода осцилляций (10).

**Энергетический спектр двумерного слоя GaAs** в системе GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As при  $B=0$  остается непрерывным в плоскости ( $xy$ ), а в поперечном движении – дискретным в результате квантового размерного эффекта.

В треугольной потенциальной яме, образующейся в чистом GaAs, возникает слой  $2D$ -носителей заряда  $n$ -типа проводимости. Двумерный слой толщиной  $\sim 10$  нм является вырожденным, отделенным с обеих сторон слаболегированными слоями AlGaAs и GaAs. Следует заметить, что при исследовании транспортных свойств двумерного слоя GaAs контактными методами слаболегированные объемные слои вносят большую погрешность.

Уравнение Шредингера в поле потенциальной ямы приводится к виду [8]:

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} - \xi\psi(\xi) = 0, \quad (14)$$

$$\xi = \frac{2meF}{\hbar^2} \left( z - \frac{E_i}{eF} \right), \quad (15)$$

где  $F$  – эффективное электрическое поле,  $z$  – удаление электронов инверсионного слоя от поверхности полупроводника. Решением уравнения (14) являются функции Эйри  $A_i(\xi)$ :

$$\psi_i(z) = A_i(\xi). \quad (16)$$

Собственные значения  $E_i$  при больших  $i$  имеют следующий асимптотический вид:

$$E_i \approx \left( \frac{\hbar^2}{2m} \right)^{1/3} \left[ \frac{3\pi eF}{2} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad i=0,1,2,\dots \quad (17)$$

Для качественного исследования свойств инверсионного  $2D$ -слоя решение уравнения Шредингера [8] для нижней подзоны можно представить в приближенном виде:

$$\psi_0(z) = \left( \frac{3}{z_0} \right)^{3/2} 2^{1/2} z \exp(-1,5z/z_0), \quad (18)$$

где  $z_0$  – среднее удаление электронов инверсионного слоя от поверхности полупроводника. Из (18) следует, что вероятность  $|\psi_0(z)|^2$  максимальна при  $z = (2/3)z_0$ .

Двумерный газ в нижней подзоне сосредоточен в основном в средней части  $2D$ -слоя и характеризуется высокой подвижностью и упругим взаимодействием носителей с поверхностью слоя.

**Концентрация электронов и холловская проводимость  $2D$ -слоя.** В случае изотропной эффективной массы плотность электронных состояний

$$g(E) = \sum_i \left( \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \right). \quad (19)$$

Скачок плотности состояний происходит всякий раз, когда энергия  $E$  совпадает с дном очередной подзоны  $E_i$ . Концентрация двумерных носителей заряда в  $2D$ -слое определяется суммой концентраций  $n_i$  в каждой подзоне с энергией носителей  $E < E_F$ . При заполнении лишь нижней подзоны концентрация электронов

$$n = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} (E_F - E_0). \quad (20)$$

Когда на двумерную систему действует квантующее магнитное поле  $B_z$ , свободное движение носителей становится квантованным по уровням Ландау. В магнитном поле  $\mathbf{B}$ , перпендикулярном поверхности  $2D$ -слоя (в случае геометрии Фарадея), энергетический спектр вырожденного  $2D$ -газа носителей в каждой электронной подзоне дискретен.

Тогда дискретный энергетический спектр с учетом квантования по уровням Ландау имеет вид

$$E = E_0 + \left( N + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c. \quad (21)$$

Рассеяние носителей на примесях вызывает дополнительное уширение уровней Ландау  $\Gamma$  кроме их температурного размытия  $kT$ :

$$\Gamma = \frac{\hbar\omega_c}{(\mu B)^{1/2}}. \quad (22)$$

Из условия  $E_F - E_0 = E_N$  следует выражение для определения концентрации носителей в  $2D$ -слое:

$$n = \frac{e}{\pi\hbar} \left[ \frac{(B_{N+1}^{-1} - B_N^{-1})}{\ell} \right]^{-1}. \quad (23)$$

В случае заполнения электронами двух подзон, образованных квантово-размерными уровнями  $E_0$  и  $E_1$ , осцилляции ШдГ содержат кроме двух частот (т. е. двух периодов  $\Delta(B^{-1})$ ) их комбинации. Для нахождения частот необходимо проводить фурье-анализ осцилляций ШдГ. Периоды  $\Delta(B^{-1})$  определяются по положению пиков кривой спектральной плотности.

Холловская проводимость в поперечном квантующем магнитном поле определяется концентрацией свободных носителей заряда  $n$  и величиной магнитного поля:

$$\sigma_{12} = en/B_N + (\mu B)^{-1/2} \sigma_{11}. \quad (24)$$

При  $\sigma_{12} \gg \sigma_{11}$  и  $\mu B \gg 1$

$$\sigma_{12} \cong en/B_N = e^2 N / p\pi\hbar, \quad (25)$$

где  $p = 1$  или  $p = 2$ . В сильных магнитных полях для GaAs  $B > 4$  Тл  $p = 2$  и проявляется квантовый эффект Холла.

Холловское сопротивление

$$\rho_{12} = 1/\sigma_{12} \cong B_N / en. \quad (26)$$

**Методика эксперимента.** Устройство для определения концентрации носителей заряда в объемных вырожденных полупроводниках по оптическим осцилляциям ШдГ является частью установки [4] и подробно описано в [2]. Зондирующее излучение СО-лазера  $\lambda \geq 5,3$  мкм фокусировалось до размеров  $\sim 100$  мкм и направлялось на образец *n*-InSb, помещенный в гелиевый криостат и сильное квантующее магнитное поле  $B$ . Магнитное поле  $B$  непрерывно изменялось от 0 до 1,6 Тл и измерялось датчиком Холла, откалиброванным по ядерному магнитному резонансу с погрешностью  $< 0,1\%$ . Использовалась разработанная нами методика модуляции магнитного поля. Частота модуляции составляла 390 Гц. В случае измерения интенсивности отраженного излучения фотоприемник помещался на стороне источника зондирующего излучения. Выходной сигнал с фотоприемника усиливался селективным усилителем по второй гармонике и выпрямлялся синхронным детектором. Для увеличения отношения сигнал/шум после фотоприемника сигнал поступал на заградительный фильтр, настроенный на частоту первой гармонике. Это позволило увеличить чувствительность селективного усилителя на 30 дБ. Самописец регистрировал график зависимости второй производной интенсивности прошедшего либо отраженного излучения  $\partial^2 I / \partial B^2$  от индукции магнитного поля.

Бесконтактный метод [3] определения транспортных параметров 2D-слоев основан на наблюдении эффекта ШдГ на СВЧ и обладает повышенной чувствительностью по сравнению с оптическим методом [2]. СВЧ-установка для бесконтактного определения концентрации носителей заряда в полупроводниковых структурах по эффекту ШдГ описана в [9].

В разработанном СВЧ-методе [3] период СВЧ-волны меньше времени релаксации энергии электрона  $\tau$  и одного порядка с периодом орбитального движения электрона. При  $B = 0,1$  Тл частота СВЧ-волны генератора Ганна  $\nu = 37,8$  ГГц приблизительно равна циклотронной частоте  $\nu_c = 38$  ГГц для GaAs.

Для повышения чувствительности СВЧ-метода наблюдения осцилляций ШдГ выбиралась геометрия Фарадея, когда направление распространения СВЧ-волны параллельно направлению магнитного поля  $B$ . В поле СВЧ-волны высокочастотный ток носителей имеет компоненту, изменяющуюся в фазе с электрическим полем волны. Именно синфазная компонента вносит вклад в электропроводность. При этом электроны поглощают энергию волны, поляризованной по левому кругу, в то время как направление орбитального движения электронов противоположно, т. е. является правовращающим относительно направления магнитного поля. Квантование движения электронов эффективно, когда образец повернут активным слоем 2D-носителей к фронту падающей СВЧ-волны.

Увеличение чувствительности СВЧ-метода в первую очередь обусловлено увеличением периода зондирующего СВЧ-излучения по сравнению с периодом инфракрасного излучения в оптическом методе [2], поскольку именно в пределах одного периода орбитального движения электрона происходит эффективное взаимодействие СВЧ-волны с электроном. Отношение сиг-

нал/шум в СВЧ-методе превосходит в  $10^4$  раз чувствительность оптического метода.

Установка [9] позволяет регистрировать осцилляции мощности отраженной от образца СВЧ-волны, обусловленные эффектом ШдГ, и определять транспортные параметры носителей заряда как в низкоразмерных системах, так и в массивных образцах, содержащих вырожденный электронный газ, с погрешностью  $\sim 0,5\%$ . СВЧ-метод наблюдения осцилляций ШдГ обладает рядом преимуществ по сравнению с контактным методом исследования эффекта ШдГ в магнитосопротивлении. Эти преимущества относятся в первую очередь к ранней диагностике параметров электронного газа по форме линий осцилляций ШдГ при комплексном исследовании оптических и кинетических эффектов в  $2D$ -системах.

**Результаты и их обсуждение.** На разработанном измерительном устройстве были проведены комплексные исследования оптических и кинетических свойств  $n$ -InSb. Исследовалось пропускание света в квантующем магнитном поле в зависимости от поляризации лазерного излучения в геометрии Фойгта. Проведено сравнение спектров пропускания света, магнитосопротивления и фотопроводимости. Эксперименты показали, что положения экстремумов пропускания света и фотопроводимости в магнитном поле не зависят от длины волны зондирующего излучения, а периоды осцилляций с высокой точностью совпадают с периодами осцилляций магнитосопротивления [10].

На рис. 1 приведена зависимость второй производной интенсивности излучения  $\partial^2 I / \partial B^2$  от магнитного поля  $B$  для двух образцов  $n$ -InSb [10]. По графикам рис. 1 определяли периоды осцилляций  $\Delta(B_N^{-1})$  и по расчетной формуле (11) вычисляли концентрацию носителей заряда в исследуемых образцах.

Исследования образцов InSb  $n$ -типа с различными концентрациями свободных электронов показали, что зависимость  $[\Delta(B_N^{-1})]^{-3/2}$  от концентрации носителей  $n$  является линейной (рис. 2). Погрешность измерений концентрации  $n$  в исследованных образцах составляла  $0,5\%$  и была обусловлена точно-

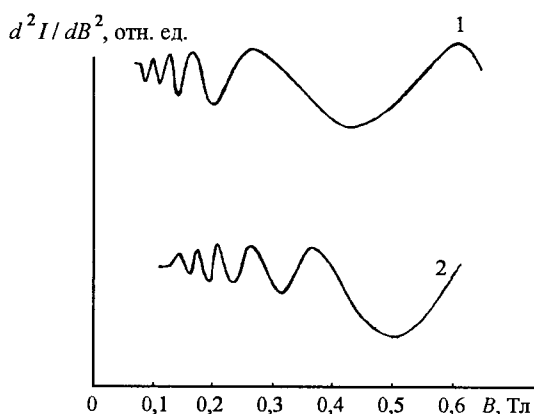


Рис. 1. Характерный вид осцилляций Шубникова – де Гааза. Зависимость второй производной интенсивности прошедшего излучения от магнитного поля для  $n$ -InSb (кривая 1 –  $n_1 = 2,20 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , 2 –  $n_2 = 5,21 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ )



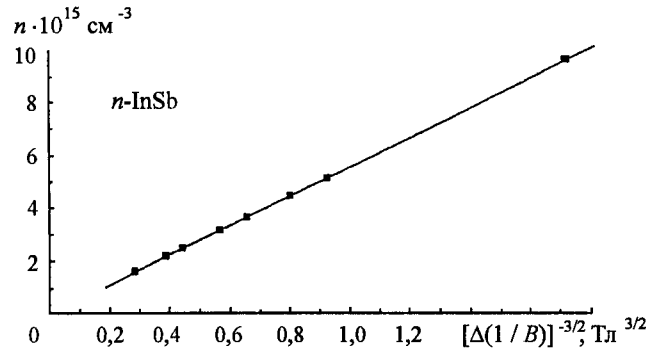


Рис. 2. Градуировочный график для определения концентрации носителей заряда в *n*-InSb

стью определения положения максимумов осцилляций пропускания либо отражения  $B_N$  и  $B_{N+1}$ .

Локальность измерений определялась фокусировкой зондирующего излучения и в данном исследовании составляла  $\sim 100$  мкм. Сканирование лазерного луча вдоль поверхности образца позволяло разрешать неоднородности концентрации в областях  $\sim 100$  мкм с погрешностью  $\sim 0,5\%$ .

Значения концентраций свободных носителей для восьми образцов *n*-InSb, определенные разработанным нами методом, совпадают с точностью не хуже  $5,0\%$  со значениями, полученными холловскими измерениями.

На рис. 3 представлена зависимость  $dR/dB$  от  $B$  для трех образцов GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , содержащих двумерный вырожденный электронный газ. По графикам на рис. 4 определялись периоды осцилляций  $\Delta(B_N^{-1}) = \frac{B_{N+\ell}^{-1} - B_N^{-1}}{\ell}$ . По формуле (23) вычислялась концентрация свободных электронов.

Для образца 1 концентрация  $n_1 = (7,72 \pm 0,05) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , для образца 2  $n_2 = (4,03 \pm 0,07) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , для образца 3  $n_3 = (8,45 \pm 0,02) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Значения концентраций электронов совпадают (с погрешностью  $\sim 5\%$ ) со значениями  $n$ , полученными холловскими измерениями. Из рис. 4 видно, что периоды осцилляций ШдГ строго постоянны. В этих случаях заполняется элек-

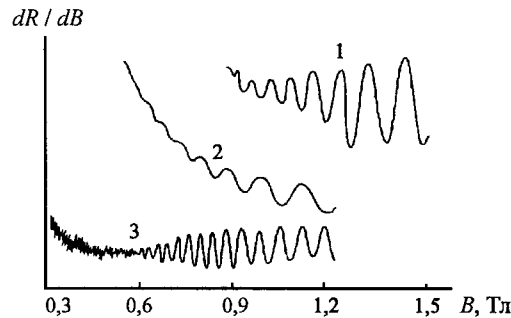


Рис. 3. Магнитополевая зависимость производной коэффициента отражения  $dR/dB$  от  $B$  для трех образцов GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

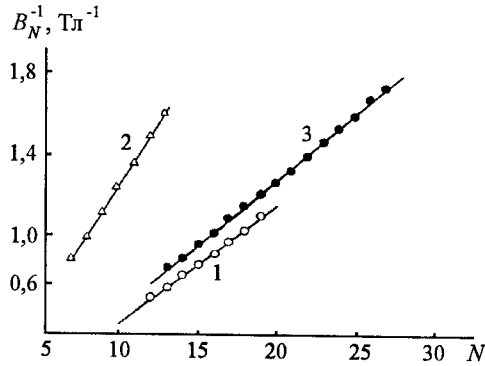


Рис. 4. Зависимость положения максимумов осцилляций  $B_N^{-1}$  от номера осцилляции  $N$  для образцов 1–3 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As

тронами нулевая подзона, образованная квантово-размерным уровнем  $E_0$ . Следовательно, нет необходимости проводить фурье-анализ осцилляций ШдГ.

В исследованных образцах существенно влияние примесей и неоднородностей  $2D$ -слоя. В результате рассеяния на примесях, неоднородностях, а также теплового рассеяния носителей происходит уширение уровней Ландау и максимумы осцилляций ШдГ не являются острыми.

Осцилляции ШдГ периодичны по обратному магнитному полю  $B^{-1}$  для образцов полупроводника, содержащих как объемный, так и двумерный вырожденный электронный газ. Чтобы отличить эти два случая, необходимо проводить измерения, поворачивая исследуемый образец, тем самым изменяя угол наклона магнитного поля  $\mathbf{B}$  к поверхности образца. В случае объемных образцов осцилляции не зависят от угла поворота образца. В случае двумерного слоя на электронный газ действует только нормальная к двумерному слою компонента магнитного поля  $B_n$ . Поэтому при повороте образца период осцилляций изменяется и, когда  $B_n = 0$ , осцилляции исчезают. Следовательно, поведение осцилляций при отклонении магнитного поля  $\mathbf{B}$  от нормали к плоскости слоя является одним из ключевых бесконтактных тестов на двумерность исследуемых структур (гетеропереходов, содержащих  $2D$ -слой, квантовых ям, образованных двумя гетеропереходами или сверхрешетками).

В отличие от известных контактных методов СВЧ-метод является неразрушающим и не требует абсолютных измерений, которые трудно выполнять при гелиевых температурах. Описанный метод позволяет определить концентрацию носителей с высокой точностью из относительных измерений, проводить измерения на объемных полупроводниках, пленочных структурах и на квантовых низкоразмерных системах.

**Заключение.** Исследованы процессы переноса электронного газа в структурах  $n$ -InSb и GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As разработанными бесконтактными методами. Получены зависимости коэффициента отражения зондирующего излучения и периода осцилляций ШдГ от значений квантующего магнитного поля и концентрации носителей заряда. Показано, что вблизи края собственного поглощения в  $n$ -InSb и в области циклотронного резонанса амплитуда осцилляций ШдГ возрастает. В области сильного квантующего магнитного поля при  $N < 3$  осцилляции ШдГ не строго периодичны в зависимости от об-

ратного магнитного поля  $B_N^{-1}$ . Сравнением расчетных и экспериментальных значений периодов  $\Delta(B_N^{-1})$  для  $n$ -InSb показано, что при  $N > 3$  период оптических осцилляций ШдГ постоянен и не зависит от частоты зондирующего излучения, а зависит от концентрации носителей заряда  $n$ . Сканирование лазерного луча вдоль поверхности исследуемого образца позволяет разрешать неоднородности концентрации с погрешностью  $\sim 0,5\%$  в областях  $\sim 100$  мкм, которые затруднительно наблюдать контактными методами. Показано преимущество магнитооптического метода исследования квантовых осцилляций ШдГ для определения параметров вырожденных полупроводников перед другими известными оптическими и контактными методами. Эти преимущества обусловлены тем, что точность полученных значений параметров свободных электронов в основном зависит от погрешности измерения магнитного поля и не зависит от размеров образца, частоты зондирующего излучения и амплитуды осцилляций. Точность определения концентрации электронов бесконтактным методом превышает на порядок результаты, полученные холловскими измерениями. Теоретически и экспериментально показано, что чувствительность разработанного СВЧ-метода на несколько порядков превышает чувствительность оптического метода [2]. Метод реализован на устройстве, позволяющем регистрировать осцилляции мощности отраженной от образца СВЧ-волны, обусловленные эффектом ШдГ, и определять концентрацию носителей заряда и холловскую проводимость в низкоразмерных системах, содержащих вырожденный двумерный газ носителей заряда, локализованный в слое толщиной  $\sim 10$  нм с точностью  $\sim 0,5\%$ . Показано, что бесконтактное исследование поведения осцилляций ШдГ разработанным методом является одним из ключевых неразрушающих тестов на двумерность полупроводниковых структур и позволяет получать информацию о качестве низкоразмерных систем на начальных этапах изготовления полупроводниковых приборов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. с. 1000945 СССР. Способ определения концентрации свободных носителей заряда в вырожденных полупроводниках /Г. М. Миньков, В. В. Крутаев, О. Э. Рут, Л. Л. Зверьев. Оpubл. 28.02.83, Бюл. № 8.
2. А. с. 1694018 СССР. Способ определения концентрации носителей заряда в вырожденных полупроводниках /А. А. Корнилович, С. А. Студеникин, Е. И. Уваров. Оpubл. 22.07.91, Бюл. № 43.
3. Пат. 2037911 РФ. Способ бесконтактного определения концентрации свободных носителей заряда в вырожденных полупроводниках /А. А. Корнилович, С. А. Студеникин, А. Ф. Булдыгин. Оpubл. 19.06.95, Бюл. № 17.
4. Вдовин А. В., Корнилович А. А., Скок Э. М., Уваров Е. И. Бесконтактные методы исследования нелинейного спинового резонанса и эффекта Шубникова – де Гааза в объёмных полупроводниках и низкоразмерных системах // Автометрия. 2001. № 4. С. 62.
5. Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения  $A_3B_5$ ) /Под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира. М.: Мир, 1970.

6. **Клейн М. В.** Электронное комбинационное рассеяние света // Рассеяние света в твердых телах /Под ред. М. Кардоны. М.: Мир, 1979.
7. **Аскеров Б. М.** Электронные явления переноса в полупроводниках. М.: Наука, 1985.
8. **Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.** Электронные свойства двумерных систем: Пер. с англ., под ред. Ю. В. Шмарцева. М.: Мир, 1985.
9. **Корнилович А. А., Студеникин С. А., Булдыгин А. Ф.** СВЧ-установка для бесконтактного определения концентрации носителей заряда в полупроводниковых структурах по эффекту Шубникова – де Гааза // ПТЭ. 1996. № 2. С. 131.
10. **Kornilovich A. A.** Investigation of semiconductors and low-dimensional systems by magneto-optical and microwave methods // Proc. of the 5th Intern. conf. APEIE-2000, Novosibirsk, 2000. Vol. 1, Selected papers on English. Новосибирск: НГТУ, 2000.

*Новосибирский государственный  
технический университет,  
E-mail: physics@ref.nstu.ru*

*Поступила в редакцию  
15 марта 2002 г.*

---

---

**Подписка на наш журнал – залог Вашего успеха!**