

# Взаимодействие поверхностных акустических волн с двумерным электронным газом в условиях спинового расщепления зон Ландау

© И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, В.В. Преображенский\*, И.Ю. Смирнов, А.И. Торопов\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 2 февраля 1999 г. Принята к печати 2 февраля 1999 г.)

Исследовано поглощение и изменение скорости поверхностной акустической волны с частотой  $f = 30$  МГц, взаимодействующей с двумерными электронами в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с концентрацией  $n = (1.3-2.8) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, при  $T = 1.5-4.2$  К в магнитных полях до 7 Тл. Наблюдались особенности, связанные со спиновым расщеплением уровней Ландау. Определены: величина эффективного  $g$ -фактора  $g^* \cong 5$  и ширина расщепленных по спину зон Ландау  $A = 0.6$  мэВ. Большая ширина орбитально-расщепленных зон Ландау (2 мэВ), в сравнении с расщепленными по спину, объясняется разным экранированием случайного флуктуационного потенциала заряженных примесей двумерными электронами. Исследованы механизмы нелинейностей, выражающихся в зависимостях коэффициента поглощения и изменения скорости ПАВ от ее мощности, в условиях спинового расщепления уровней Ландау.

## 1. Введение

В магнитном поле  $H$  энергетический спектр двумерного электронного газа представляет собой набор дискретных уровней с энергиями

$$E_N = (N + 1/2)\hbar\omega_c \pm (1/2)(g_0\mu_B H + E_{ex}),$$

$$E_{ex} = E_{ex}^0(n \uparrow - n \downarrow). \quad (1)$$

Первое слагаемое описывает орбитальное расщепление уровней Ландау,  $N$  — номер уровня Ландау,  $\hbar\omega_c \equiv \hbar eH/m^*c$  — циклотронная энергия,  $g_0\mu_B H$  — энергия зеемановского расщепления, где  $g_0$  —  $g$ -фактор в объемном GaAs,  $\mu_B$  — магнетон Бора. В двумерном случае электрон-электронные взаимодействия увеличивают исходное спиновое расщепление (по отношению к трехмерному случаю). В силу этого в формуле (1) появляется дополнительное слагаемое  $E_{ex}$ , описывающее обменное взаимодействие электронов на уровне Ландау. Присутствие обменного взаимодействия эквивалентно увеличению эффективного  $g$ -фактора [1]

$$g^*\mu_B H = g_0\mu_B H + E_{ex}^0(n \uparrow - n \downarrow).$$

Экспериментально было обнаружено [2], что в гетероструктуре GaAs/AlGaAs  $g$ -фактор составляет  $|g^*| = 6.23$ , что более чем на порядок превышает величину  $|g_0| = 0.44$  в объемном GaAs. Увеличение эффективного  $g$ -фактора в двумерных объектах по сравнению с объемными наблюдалось также на гетероструктурах Si/SiO<sub>2</sub> [3], GaInAs/AlInAs [4], InAs/AlSb/GaSb [5], а также в AlAs [6].

Как видно из (1), энергия  $E_{ex}$  зависит от относительной заселенности двух спиновых состояний, поэтому если уровень Ферми находится между уровнями Ландау с номерами  $(N, \downarrow)$  и  $(N, \uparrow)$ , то разность  $(n \uparrow - n \downarrow)$  максимальна и величина  $g^*$  принимает некоторое наибольшее значение. Если же уровень Ферми лежит между

уровнями Ландау с  $(N, \downarrow)$  и  $(N + 1, \uparrow)$ , то  $g^*$  принимает минимальное значение, равное  $g_0$ . Таким образом, значение  $g^*$  является осциллирующей функцией магнитного поля [1]. Действительно, осцилляции  $g^*$ -фактора в магнитном поле наблюдались в работе [5].

В настоящей работе проводились измерения поглощения  $\Gamma$  и изменения скорости  $\Delta V/V$  поверхностных акустических волн в пьезоэлектрике из-за их взаимодействия с двумерными электронами в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в магнитном поле в условиях спинового расщепления уровней Ландау.

## 2. Методика эксперимента

Методика измерений коэффициента поглощения поверхностной акустической волны (ПАВ) подробно описана в [7]. Здесь лишь отметим, что поверхностные акустические волны возбуждались с помощью встречно-штыревого преобразователя, расположенного на поверхности пьезодиэлектрика LiNbO<sub>3</sub> (ниобата лития), на который подавался радиоимпульс (30–150 МГц) длительностью 1.5 мкс и с частотой повторения 50 Гц. Этот импульс вырезался из непрерывного сигнала СВЧ генератора. Сигнал, прошедший через образец, принимался с помощью аналогичного преобразователя, сформированного на той же поверхности.

Для измерения величины  $\Delta V/V$  применялась разностная методика импульсно-интерференционного метода. В фазовом детекторе сравнивались фазы заполнения двух импульсов: возбуждающего ПАВ на поверхности ниобата лития и принятого приемным преобразователем, ослабленного взаимодействием с двумерными электронами. Возникавший на выходе фазового детектора сигнал ошибки подавался на возбуждающий ПАВ генератор и так изменял его частоту, чтобы свести к нулю разность фаз заполнения упомянутых выше импульсов. Эта следя-

шая система действовала в течение всего эксперимента, причем с помощью частотомера непрерывно отслеживалась разность фаз указанных импульсов. Зарегистрированное таким образом изменение частоты пересчитывалось в соответствующее изменение скорости.

Образец прижимался с помощью пружины к поверхности ниобата лития, при этом двумерный канал оказывался на расстоянии от поверхности ниобата лития, меньшем длины волны ПАВ ( $\lambda = 100$  мкм при  $f = 30$  МГц). При такой установке образца между ним и поверхностью ниобата лития образуется случайный зазор  $a$ , величина которого ( $\sim 0.5$  мкм) определяется, по-видимому, шероховатостями поверхности образца и ниобата лития. В нашей конфигурации эксперимента деформация, которую несет ПАВ, в образец не передается. Переменное электрическое поле, сопровождающее ПАВ, проникает в канал с двумерными электронами, вызывая токи в двумерном канале и, соответственно, джоулевы потери, в результате чего не только поглощается энергия ПАВ, но и изменяется ее скорость. Приемный преобразователь фиксирует амплитуду сигнала ПАВ, прошедшего через образец. Таким образом данная методика позволяет ввести переменное электрическое поле в образец без использования контактов.

Измерения поглощения  $\Gamma$  и  $\Delta V/V$  производились в вакуумной камере в магнитном поле до 7 Тл при температурах 1.5–4.2 К в линейном режиме (величина акустической мощности не превышала  $10^{-6}$  Вт) и при  $T = 1.5$  К при измерениях в зависимости от акустической мощности.

Исследовались гетероструктуры GaAs/AlGaAs, изготовленные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с концентрациями носителей  $n = (1.3-2.8) \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и подвижностями  $\mu_0 \sim (1-2) \cdot 10^5$  см $^2$ /(В·с). Концентрация и подвижность двумерных электронов были определены бесконтактным акустическим методом [8].

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

#### 3.1. Линейный режим

Коэффициент поглощения  $\Gamma$  и  $\Delta V/V$  определяются в нашей конфигурации эксперимента формулами [9]

$$\Gamma \text{ [дБ/см]} = 8.68 \frac{K^2}{2} qA \times \frac{[4\pi\sigma_1 t(q)/\varepsilon_s V]}{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q)/\varepsilon_s V]^2 + [4\pi\sigma_1 t(q)/\varepsilon_s V]^2},$$

$$A = 8b(q)(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)\varepsilon_0^2 \varepsilon_s \exp[-2q(a+d)],$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{K^2}{2} A \times \frac{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q)/\varepsilon_s V]}{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q)/\varepsilon_s V]^2 + [4\pi\sigma_1 t(q)/\varepsilon_s V]^2},$$

$$b(q) = [b_1(q)[b_2(q) - b_3(q)]]^{-1},$$

$$t(q) = [b_2(q) - b_3(q)]/[2b_1(q)],$$

$$b_1(q) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) - (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0) \exp(-2qa),$$

$$b_2(q) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0) \exp(-2qd),$$

$$b_3(q) = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0) \exp(-2qa)$$

$$+ (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) \exp[-2q(a+d)], \quad (2)$$

где  $K^2$  — константа электромеханической связи LiNbO $_3$ ,  $q$  и  $V$  — волновой вектор и скорость ПАВ соответственно,  $a$  — расстояние между диэлектриком и изучаемой гетероструктурой,  $d$  — глубина залегания двумерного слоя,  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_s$  — диэлектрические постоянные ниобата лития, вакуума и арсенида галлия соответственно;  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  — компоненты высокочастотной проводимости двумерных электронов, являющейся комплексной величиной:  $\sigma_{xx}^{\text{hf}} = \sigma_1 - i\sigma_2$  [10]. Использование этих формул дает возможность определить из экспериментально измеренных величин  $\Gamma$  и  $\Delta V/V$  значения  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ .

Из формулы (2) видно, что зависимости  $\Gamma$  и  $\Delta V/V$  от напряженности магнитного поля  $H$  определяются зависимостью от  $H$  компонент диссипативной проводимости  $\sigma_{xx}$ , поэтому квантование электронного спектра в магнитном поле, вызывающее осцилляции Шубникова-де-Гааза в сопротивлении, будет вызывать осцилляции и в измеряемых нами эффектах.

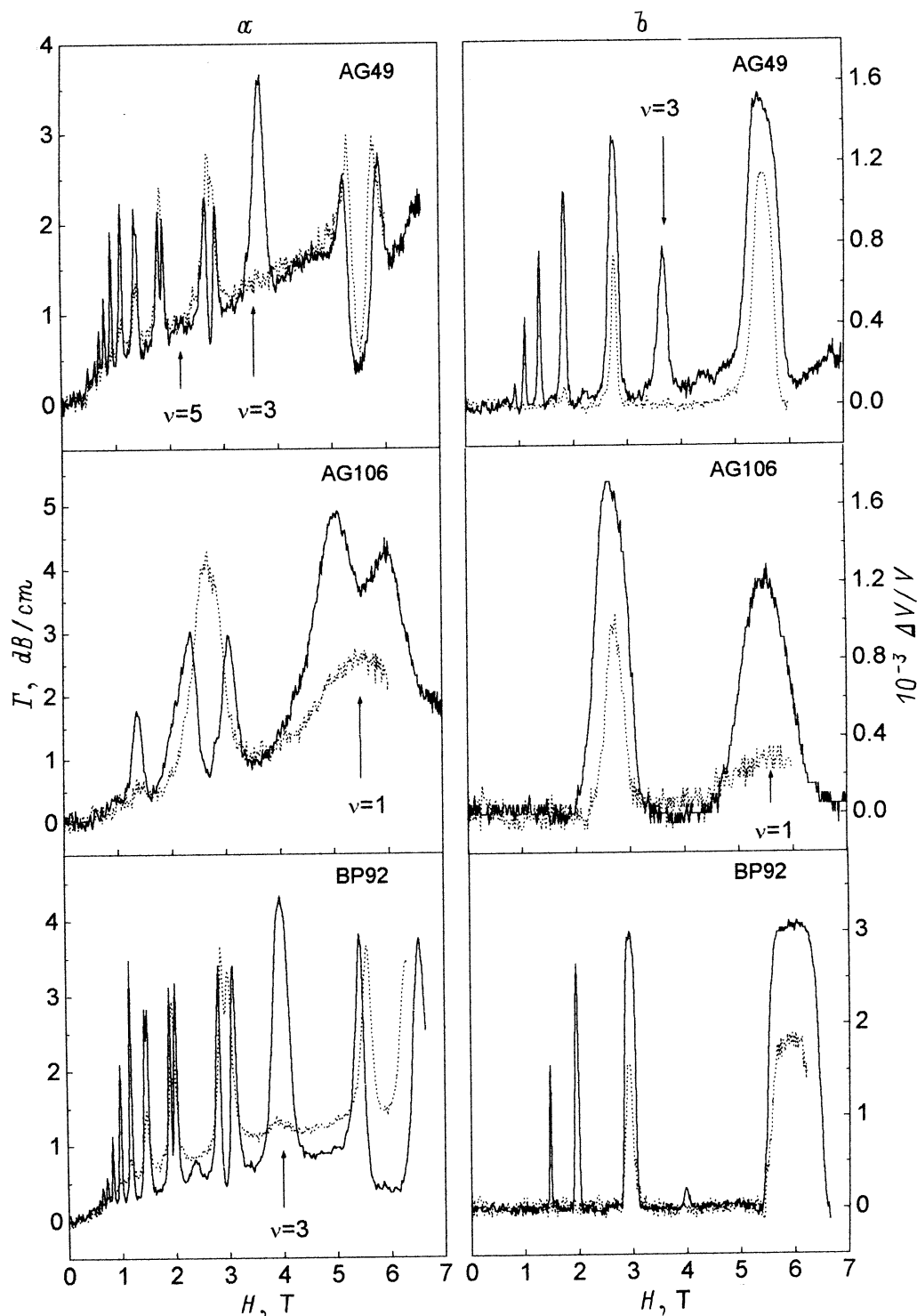
На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости  $\Gamma$  и  $\Delta V/V$  от напряженности магнитного поля для образцов AG49 ( $n = 2.7 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ ), AG106 ( $n = 1.3 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ ), BP92 ( $n = 2.8 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ ) при  $T = 4.2$  и 1.5 К. Из рисунков видно, что  $\Gamma$  и  $\Delta V/V$  осциллируют в магнитном поле, причем при  $T = 1.5$  К наблюдаются дополнительные пики при  $H = 2.2$  и 3.65 Тл (AG49),  $H = 2.4$  и 4 Тл (BP92),  $H = 5.5$  Тл (AG106), отсутствующие или слабо проявляющиеся при  $T = 4.2$  К.

Появление этих пиков связано со спиновым расщеплением зон Ландау, так как для образцов AG49 и BP92 их положение по магнитному полю соответствует числам заполнения  $\nu = 3$  и  $\nu = 5$ ; а для образца AG106 —  $\nu = 1$ , где

$$\nu = nch/eH,$$

где  $c$  — скорость света,  $h$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона. Пик поглощения ПАВ в магнитном поле, соответствующий спиновому расщеплению уровня Ландау, наблюдался, по нашему мнению, в работе [11], однако не был идентифицирован авторами.

Что касается температурной зависимости, то в образце AG49 пики поглощения, соответствующие  $\nu = 3$ , не наблюдаются при  $T = 4.2$  К и начинают появляться при  $T \simeq 3.2-3.7$  К при разных установках образца, а пик, соответствующий  $\nu = 5$ , наблюдается лишь при  $T = 1.5$  К. Энергия спинового расщепления уровня Ландау  $E_g = g^* \mu_B H$ , поэтому эффекты, связанные со спиновым расщеплением, могут проявляться лишь



**Рис. 1.** Зависимости коэффициента поглощения ПАВ  $\Gamma$  (a) и относительного изменения скорости  $\Delta V/V$  (b) от магнитного поля  $H$  для различных образцов при температурах 4.2 К (пунктирные линии) и 1.5 К (сплошные линии); частота ПАВ  $f = 30$  МГц.

при выполнении условия  $E_g > kT$ , следовательно, чем меньше  $\nu$ , тем при более высокой температуре они наблюдаются.

Форма кривых для  $\Gamma(H)$  в сильных магнитных полях (расщепление пика  $\Gamma$  на два в окрестности четных чисел заполнения) связана с релаксационным характером по-

глощения и подробно анализируется в работе [7]. Кроме того, на рис. 1 видно, что при  $T = 1.5$  К величина пика  $\Gamma$  для нечетных чисел заполнения  $\nu = 1$  (AG106) и  $\nu = 3$  (AG49) больше (при спиновом расщеплении), чем максимальная величина пика поглощения для четных значений  $\nu = 2, 4, 6$ , соответствующих орбитальному

расщеплению. Этот факт является весьма важным для понимания характера взаимодействия ПАВ с двумерными электронами в гетероструктурах в режиме квантового эффекта Холла. Дело в том, что в ряде работ (например, [11,12]) сообщалось, что экспериментально измеренная величина  $\Gamma$  при всех магнитных полях определяется по формуле типа (2), причем в качестве  $\sigma$  можно использовать величину проводимости  $\sigma_{xx}^{dc}$ , измеренную на постоянном токе. При этом максимальная величина поглощения  $\Gamma^{\max}$  не зависит от  $\sigma_{xx}$ , т.е. имеет универсальную величину. В работе [7] было показано, что зависимость  $\Gamma(H)$  описывается проводимостью, определенной из статических измерений, лишь в том случае, когда двумерные электроны делокализованы. В режиме целочисленного квантового эффекта Холла уровень Ферми расположен посередине между двумя соседними уровнями Ландау, электроны локализованы, механизмы проводимости на постоянном и переменном токах различны, так что  $\sigma_{xx}^{hf} > \sigma_{xx}^{dc} = 0$ . В этом случае нужно учитывать, что  $\sigma_{xx}^{hf}$  имеет комплексную форму. Анализ условий достижения максимума  $\Gamma^{\max}$  по формуле (2) в зависимости от магнитного поля в этом случае оказывается затруднительным, однако эксперимент показывает, что он осуществляется, когда  $\text{Re } \sigma_{xx} = \sigma_1 \approx \text{Im } \sigma_{xx} = \sigma_2$ . Максимальную величину  $\Gamma^{\max}$  тогда можно вычислить по формуле (2) с  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$  и, если, как показывает эксперимент, при этом  $4\pi\sigma/\varepsilon_s V > 1$ , то  $\Gamma^{\max} \simeq 1/2\sigma$ , т.е. зависит от проводимости.

Для понимания характера зависимости  $\Delta V/V$  от магнитного поля следует еще раз рассмотреть физические явления при взаимодействии ПАВ с двумерными электронами. При  $H = 0$  электроны в исследуемых образцах делокализованы, и проводимость двумерного электронного газа велика, поэтому электрические высокочастотные поля, сопровождающие распространение ПАВ, полностью экранируются. При этом скорость ПАВ в ниобате лития имеет некоторую величину  $V$ . В магнитных полях, соответствующих положению уровня Ферми между двумя соседними уровнями Ландау проводимость в двумерном канале резко падает, и образец становится практически диэлектриком; экранирование пьезоэлектрических полей в ниобате лития при этом уменьшается, а в минимуме проводимости и вовсе снимается. Согласно теории [13,14], в пьезоэлектриках имеется добавка к скорости звука, увеличивающая скорость на величину, пропорциональную константе электромеханической связи  $K^2$ , поэтому для пьезоэлектрика скорость ПАВ  $V_0 > V$ . В экспериментах измеряется величина  $\Delta V/V = (V_0 - V)/V$ . На рис. 1 видно, что для всех образцов во всем температурном диапазоне всегда  $(\Delta V/V)_{\text{spin}} < (\Delta V/V)_{\text{orb}}$ . Это означает, что проводимость двумерной электронной системы при спиновом расщеплении всегда больше, чем при орбитальном. Если сравнить кривые  $(\Delta V/V)_{\text{spin}}$  для образцов с близкими концентрациями AG49 и BP92, то при  $\nu = 3$  для второго образца пик  $(\Delta V/V)_{\text{spin}}$  не проявляется. Это означает,

что проводимость двумерного канала во втором образце больше, чем в первом.

Для анализа полученных результатов удобнее работать с высокочастотной проводимостью  $\sigma_{sp}$  в магнитных полях, соответствующих числам заполнения  $\nu = 1$  и 3, которая вычисляется из  $\Gamma$  и  $\Delta V/V$ , измеренных в эксперименте. Для этого необходимо знать величину случайного зазора  $a$  между образцом и поверхностью пьезоэлектрической подложки. Величину  $a$  можно найти из решения уравнения (3). Если полагать, что в относительно малых магнитных полях, где электроны делокализованы [8], величина  $\sigma_{xx} = \sigma_1 = \sigma_{xx}^{dc}$  не зависит от частоты, а  $\sigma_2 = 0$  и  $4\pi\sigma_{xx}/\varepsilon_s V \gg 1$ , то  $\Gamma \sim 1/\sigma_{xx}$ ; тогда отношение коэффициентов поглощения в этих полях при двух разных частотах и одной установке образца (т.е. при одном и том же зазоре) может быть записано, как следует из (2), в виде

$$\frac{\Gamma(q_1)}{\Gamma(q_2)} = \frac{[q_1 b(q_1) t(q_2)]}{[q_2 b(q_2) t(q_1)]} e^{-2(a+d)(q_1 - q_2)}. \quad (3)$$

Здесь  $q_1, q_2$  — волновые вектора, соответствующие двум разным частотам ПАВ. В данных экспериментах оказалось, что  $a \simeq 0.5$  мкм при разных установках образцов.

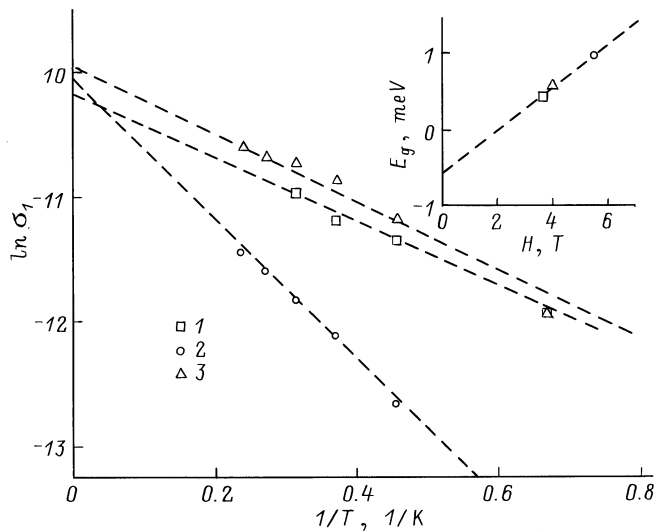
Таким образом из акустических измерений были вычислены величины  $\text{Re } \sigma_{sp} = \sigma_1$  и  $\text{Im } \sigma_{sp} = \sigma_2$  и их зависимости от температуры, магнитного поля и мощности ПАВ. Значения  $\sigma_1/\sigma_2$  при  $T = 1.5$  К оказались равными: 9.7 ( $\nu = 3$ ), 17 ( $\nu = 3$ ) и 0.9 ( $\nu = 1$ ) для AG49, BP92 и AG106 соответственно.

Как уже указывалось выше, максимальная величина коэффициента поглощения  $\Gamma^{\max}$  достигается при  $\sigma_1 = \sigma_2$ . Поэтому, если  $\sigma_1 > \sigma_2$  в магнитном поле, соответствующем пику поглощения, то максимальная величина  $\Gamma^{\max}$  еще не достигнута. Этот случай реализуется в магнитных полях с  $\nu > 8$  во всех образцах, а в образце AG49 и при  $\nu = 3$  — даже при  $T = 1.5$  К. Величина проводимости  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ , при которой поглощение достигает своей максимальной величины  $\Gamma^{\max}$ , как показал эксперимент, для четных  $\nu$  больше, чем для нечетных, соответствующих спиновому расщеплению, и поскольку  $\Gamma^{\max} \sim 1/\sigma$ , максимальная величина поглощения при спиновом расщеплении оказывается больше, чем при орбитальном. Это хорошо видно на рис. 1 для образца AG106.

Зависимость  $\text{Re } \sigma_{sp} \equiv \sigma_1$  ( $\nu = 1, 3$ ) от температуры для всех образцов в исследованной области температур хорошо описывается законом

$$\text{Re } \sigma_{sp} = \sigma_1 \sim \exp(-E_g/2kT). \quad (4)$$

Это подтверждается линейностью зависимостей  $\ln \sigma_1$  от  $1/T$  ( $f = 30$  МГц), представленных на рис. 2 для всех исследованных образцов. Из наклона этих прямых были определены энергии активации  $E_g = g^* \mu_B H$ , которые определяются энергией спинового расщепления. На вставке к рис. 2 представлена зависимость энергии



**Рис. 2.** Зависимости  $\ln \sigma_1$  от  $1/T$  для образцов AG49 (1), AG106 (2), BP92 (3). На вставке — зависимость энергии активации  $E_g$  от магнитного поля.

$E_g$  от магнитного поля. Видно, что  $E_g$  зависит от магнитного поля линейно, что позволяет из наклона  $E_g(H)$  определить значение  $g^* = 5$ . Это значение согласуется с результатами работ [2,15,16]. Как видно из рисунка, прямая  $E_g(H)$ , экстраполированная к  $H = 0$ , не идет через начало координат, что, по-видимому, связано с уширением уровня Ландау из-за флуктуационного потенциала примесей [15]. По отсечке прямой  $E_g(H)$  на оси энергий при  $H = 0$  была определена ширина расщепленных по спину уровней Ландау  $A = 0.58$  мэВ. В работе [17] были определены ширины зон в случае орбитального расщепления для тех же образцов  $A \approx 2$  мэВ (AG49). Таким образом, ширина зон Ландау при орбитальном расщеплении больше, чем при спиновом. Как уже отмечалось выше, проводимость двумерной электронной системы при спиновом расщеплении всегда больше, чем при орбитальном (при малых числах заполнения). Соответственно, чем больше проводимость, тем эффективнее экранировка примесного флуктуационного потенциала, и как результат — меньше ширина зоны.

### 3.2. Нелинейный режим

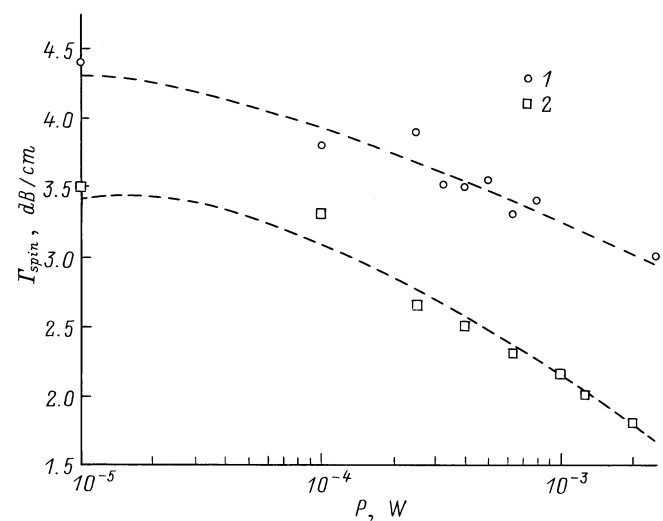
На рис. 3 представлена зависимость величины  $\Gamma_{\text{spin}}$  от мощности на выходе генератора  $P$  ( $f = 30$  МГц) для образцов AG49 ( $\nu = 3$ ) и AG106 ( $\nu = 1$ ) при  $T = 1.5$  К. Из рисунка видно, что при увеличении мощности коэффициент поглощения  $\Gamma_{\text{spin}}$ , связанный со спиновым расщеплением зоны Ландау, уменьшается и при некоторой мощности становится равным нулю. Не слишком большая величина  $\Delta V/V$  для образца AG49 при  $\nu = 3$  по сравнению с  $\nu = 2, 4$  означает, что проводимость двумерной системы уже достаточно велика, т.е. имеется большое количество делокализованных электронов. В этом случае зависимость  $\Gamma_{\text{spin}}(P)$  можно

объяснить разогревом электронного газа электрическим полем ПАВ; при этом  $\Gamma_{\text{spin}}(P) \rightarrow 0$ , когда  $kT_e \rightarrow g^* \mu_B H$ . Для описания разогрева электронного газа необходимо знать температуру электронов  $T_e > T$  ( $T$  — температура решетки), которую можно определить, сопоставляя зависимости  $\Gamma(P)$  и  $\Gamma(T)$ . Электрическое поле ПАВ, проникающее в канал с двумерным электронным газом, определяется [18]:

$$|E|^2 = K^2 \frac{32\pi}{V} (\epsilon_1 + \epsilon_0) \times \frac{zq \exp[-2q(a+d)]}{\left(1 + \frac{4\pi\sigma_2 t}{V\epsilon_s}\right)^2 + \left(\frac{4\pi\sigma_1 t}{V\epsilon_s}\right)^2} W, \quad (5)$$

$$z = \left[ (\epsilon_1 + \epsilon_0)(\epsilon_s + \epsilon_0) - \exp(-2qa)(\epsilon_1 - \epsilon_0)(\epsilon_s - \epsilon_0) \right]^{-2}, \quad (6)$$

где  $W$  — входная мощность ПАВ, отнесенная к ширине звуковой дорожки. При этом энергетические потери  $Q = e\mu E^2 = 4W\Gamma$  [18]. Экспериментальная зависимость  $Q(T_e)$  представлена на рис. 4. Оказалось, что она хорошо описывается функцией  $Q = A_5(T_e^5 - T^5)$ . Аналогичная зависимость была получена при изучении нелинейностей в малых магнитных полях, когда электроны находятся в делокализованных состояниях [18], что соответствует случаю релаксации энергии на пьезоакустических фононах в условиях сильного экранирования [19]. Коэффициент  $A_5$  из этого эксперимента получается равным  $25$  эВ/(с · К<sup>5</sup>), в то время как теоретическая величина, определенная по формулам работы [19] для этого образца, составляет  $62$  эВ/(с · К<sup>5</sup>). Различие в коэффициентах можно объяснить ошибками в определении абсолютной величины мощности ПАВ.



**Рис. 3.** Зависимости коэффициента поглощения ПАВ  $\Gamma_{\text{spin}}$  от мощности на выходе генератора  $P$  для образцов AG49 (1) и AG106 (2) при  $T = 1.5$  К.

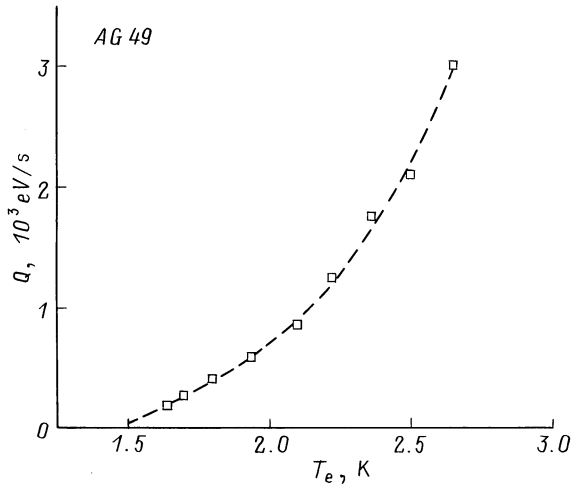


Рис. 4. Зависимость энергетических потерь  $Q$  от электронной температуры  $T_e$  для образца AG49 при  $T = 1.5$  К.

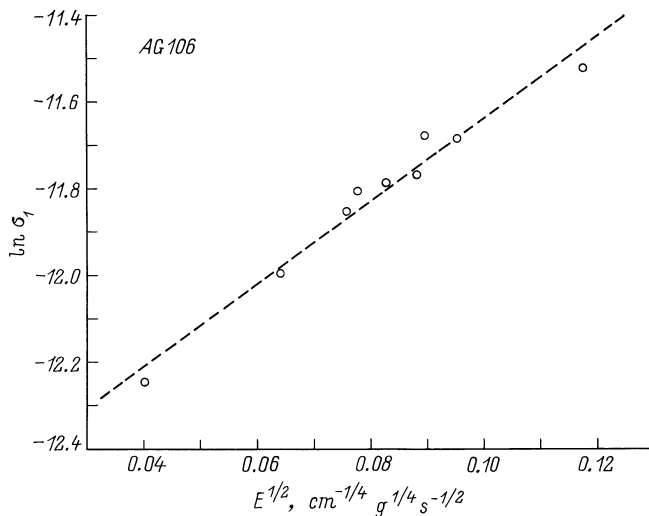


Рис. 5. Зависимость  $\ln \sigma_1$  от  $E^{1/2}$  для образца AG106 при  $T = 1.5$  К.

В образце AG106 ( $\nu = 1$ ) зависимость  $\Gamma_{\text{spin}}(P)$  не удалось объяснить таким же механизмом. Действительно, по форме пика коэффициента поглощения и величине  $\Delta V/V$  можно сделать вывод о том, что проводимость в этом образце при  $T = 1.5$  К меньше, чем в образце AG49, причем раздвоение пика поглощения свидетельствует о локализации носителей, находящихся в верхней зоне с противоположным направлением спина (по отношению к нижней). В этой ситуации можно предположить, что нелинейные эффекты связаны с уменьшением энергии активации в электрическом поле ПАВ [20] для электронов, находящихся в локализованных состояниях на уровне Ферми (эффект Френкеля–Пула). При этом реальная часть проводимости зависит от электрического

поля ПАВ следующим образом:

$$\sigma_1 = \text{Re } \sigma_{\text{spin}} \propto n(E) = n_0 \exp(2e^{3/2} E^{1/2} \varepsilon_s^{-1/2} / kT), \quad (7)$$

где  $n_0$  — концентрация носителей в верхней зоне Ландау в линейном режиме при  $T = 1.5$  К. Линейный характер зависимости  $\ln \sigma_1$  от  $E^{1/2}$ , с наклоном  $9.5 (\text{см} \cdot \text{с}^2/\text{г})^{1/4}$  подтверждает это предположение (рис. 5). Величина наклона, сосчитанная по формуле (7), равна  $28 (\text{см} \cdot \text{с}^2/\text{г})^{1/4}$ .

Мы полагаем, что в действительности оба рассмотренных выше эффекта, приводящие к зависимостям  $\Gamma(P)$  и  $\Delta V/V(P)$ , сосуществуют, но в том случае, когда в верхней, отщепленной по спину зоне преобладают делокализованные электроны, большую роль играет разогрев двумерного электронного газа, если же свободных электронов мало, то сначала основным механизмом нелинейности является уменьшение энергии активации в электрическом поле ПАВ, приводящее к росту количества делокализованных электронов в верхней из расщепленных по спину зонах Ландау, которые разогреваются электрическим полем ПАВ.

#### 4. Заключение

При исследованиях поглощения и изменения скорости ПАВ ( $f = 30$  МГц), возникающих из-за взаимодействия с двумерными электронами в гетероструктурах GaAs/AlGaAs (с концентрацией электронов  $n = 1.3 \cdot 10^{11}$ ,  $2.7 \cdot 10^{11}$  и  $2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) при  $T = 1.5$ – $4.2$  К в магнитных полях до 7 Тл:

- 1) наблюдались пики, связанные со спиновым расщеплением уровней Ландау;
- 2) определена величина эффективного  $g$ -фактора  $g^* \cong 5$ ;
- 3) определена ширина зон Ландау, связанных со спиновым расщеплением, равная 0.6 мэВ, которая оказалась меньше, чем ширина зон Ландау при орбитальном расщеплении, равная 2 мэВ. Показано, что проводимость двумерной электронной системы при спиновом расщеплении всегда больше, чем при орбитальном, поэтому флуктуационный потенциал заряженных примесей, определяющий ширину зон Ландау, эффективнее экранируется при спиновом расщеплении;
- 4) исследованы механизмы нелинейностей, выражающихся в зависимостях коэффициента поглощения и изменения скорости ПАВ от ее мощности в условиях спинового расщепления уровней Ландау.

Авторы благодарны В.Д. Кагану за многочисленные дискуссии, А.В. Сулову за участие в измерениях и Д.А. Пристинскому за выполнение численных расчетов.

Работа поддержана грантами РФФИ № 98-02-18280 и Министерства науки № 97-1043.

## Список литературы

- [1] T. Ando, Y. Uemura. J. Phys. Soc. Japan, **37**, 1044 (1974).
- [2] R.J. Nicholas, R.J. Haug, K.V. Klitzing, G. Weimann. Phys. Rev. B, **37**, 1294 (1988).
- [3] F.F. Fang, P.J. Stiles. Phys. Rev., **174**, 823 (1968).
- [4] R.J. Nicholas, M.A. Brummel, J.C. Portal, K.Y. Cheng, A.Y. Cho, T.P. Pearsall. Sol. St. Commun., **45**, 911 (1983).
- [5] E.E. Mendez, J. Nocera, W.I. Wang. Phys. Rev. B, **47**, 13 937 (1993).
- [6] S.P. Papadakis, E.P. de Poorte, M. Shayegan. *Preprint cond-mat/9808158* (1998).
- [7] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, А.М. Крещук, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов. ФТП, **31**, 451 (1997).
- [8] И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов. ФТП, **31**, 1092 (1997).
- [9] В.Д. Каган. ФТП, **31**, 470 (1997).
- [10] I.L. Aleiner, B.I. Shklovskii. Int. J. Mod. Phys. B, **8**, 801 (1994).
- [11] R. Boulet, P. Coleridge, F. Guilon, M.D'Iorio, A. Sachrajda. Can. J. Phys., **69**, 461 (1992).
- [12] A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeier, J.P. Kotthaus, G. Weimann, W. Schlapp. Phys. Rev. B, **40**, 7874 (1989).
- [13] В.Л. Гуревич. ФТТ, **4**, 909 (1962).
- [14] A.R. Hutson, D.L. White. J. Appl. Phys., **33**, 40 (1962).
- [15] A. Usher, R.J. Nicholas, J.J. Harris, C.T. Foxon. Phys. Rev. B, **41**, 1129 (1990).
- [16] D.R. Leadley, R.J. Nicholas, J.J. Harris, C.T. Foxon. *Preprint cond-mat/9805332* (1998).
- [17] I.L. Drichko, A.M. Diakonov, V.D. Kagan, I.Yu. Smirnov, A.I. Toropov. *Proc. 24th Conf. on Phys. of Smicond.* (Jerusalem, Israel) on CD-ROM (1998).
- [18] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, В.Д. Каган, А.М. Крещук, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов. ФТП, **31**, 1357 (1997).
- [19] В. Карпус. ФТП, **22**, 439 (1988).
- [20] Л.С. Стельбанс. *Физика полупроводников* (М., Сов. радио, 1967).

Редактор Т.А. Полянская

## The interaction of surface acoustic waves with two-dimensional electron gas in the case of the Landau band spin-splitting

I.L. Drichko, A.M. Diakonov, V.V. Preobrazhenskii\*, I.Yu. Smirnov, A.I. Toropov\*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Semiconductors Physics Institute,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Attenuation and velocity changes of surface acoustic waves (SAW) ( $f = 30$  MHz) interacting with the two-dimensional electron gas (2DEG) in GaAs/AlGaAs heterostructures with the carrier density  $n = (1.3-2.8) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  at  $T = 1.5-4.2$  K and 7 T magnetic field have been studied. Peculiarities have been observed associated with the Landau levels splitting. The effective  $g$ -factor value  $g^* = 5$  and the spin-splitting Landau band width  $A = 0.6$  meV have been determined. The great width (2 meV) of the orbitally-splitting Landau bands as compared with that of spin-splitting ones could be explained by the fact of different screening of the impurity random potential by the two-dimensional electrons.

The nonlinearities manifesting themselves in the attenuation and velocity dependencies on the SAW intensity in the case of Landau levels spin-splitting have been also studied.

Fax: (812) 5156747 (Drichko)

E-mail: Irina.L.Drichko@shuvpop.ioffe.rssi.ru (Drichko)