

Нелинейность акустических эффектов и высокочастотной проводимости в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в режиме целочисленного квантового эффекта Холла

© И.Л. Дричко[†], А.М. Дьяконов, 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 27 октября 1999 г. Принята к печати 28 октября 1999 г.)

Измерены нелинейные по интенсивности поверхностной акустической волны коэффициент поглощения энергии волны Γ и изменение ее скорости $\Delta V/V$, связанные с взаимодействием волны с 2-мерными электронами в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Измерения проводились в режиме целочисленного квантового эффекта Холла, когда 2-мерные электроны локализованы в случайном флуктуационном потенциале примесей. Определены зависимости компонент $\sigma_1(E)$ и $\sigma_2(E)$ высокочастотной проводимости $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$ от электрического поля поверхностной волны. В области активационной проводимости, где $\sigma_1 \gg \sigma_2$, полученные результаты объясняются теорией нелинейной перколяционной проводимости Шкловского, что дает возможность оценить амплитуду флуктуационного потенциала примесей. Приведены зависимости $\sigma_1(E)$ и $\sigma_2(E)$ в области прыжковой высокочастотной проводимости, где $\sigma_1 \ll \sigma_2$, теория нелинейностей для которой пока отсутствует.

1. Введение

При изучении кинетических эффектов в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с 2-мерным электронным газом в сильных постоянных электрических полях [1–4] разными авторами было установлено, что нелинейные эффекты хорошо объясняются разогревом электронного газа. Основная проблема, вызывающая дискуссию при интерпретации этих результатов, связана с установлением соответствующего механизма релаксации энергии электронов. Теория разогрева электронного газа и механизмы релаксации энергии в 2-мерном случае рассматривались в работах [5]. В работе [6] зависимость коэффициента поглощения поверхностной акустической волны (ПАВ) 2-мерным электронным газом в гетероструктуре GaAs/AlGaAs от ее интенсивности также объяснялась разогревом 2-мерного электронного газа переменным электрическим полем ПАВ, причем было показано, что время релаксации энергии электронов определяется рассеянием энергии на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов в условиях сильного экранирования.

В области магнитных полей, в которой электроны локализованы, т.е. в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ), кинетические эффекты также активно исследовались в сильном постоянном электрическом поле [7–11]. Однако, несмотря на то что нелинейные зависимости тока от напряжения во всех работах имеют сходный характер, им до сих пор нет однозначного объяснения, в работах [7,9] этот эффект объясняется разогревом 2-мерных электронов, в [8] — примесным пробоем в неоднородном электрическом поле, в [10] — резонансным туннелированием электронов между уровнями Ландау, автор [11] использует теорию

прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в сильном электрическом поле [12] и т.д. В одной из работ [13] для объяснения нелинейностей, проявлявшихся в зависимости ширины холловского плато от плотности тока в гетероструктуре GaAs/AlGaAs при $T = 2.05$ К, использовалась модель разогрева 2-мерного электронного газа. При этом оказалось, что зависимость электронной температуры T_e от тока I совпадала с $T_e(I)$, измеренной в отсутствие магнитного поля. Авторы [13] могли объяснить этот факт лишь тем, что возможной его причиной является инжекция "горячих" носителей из приконтактных областей, где холловское напряжение закорочено токовыми контактами.

В связи с выше сказанным весьма перспективно, как нам кажется, использовать акустическую методику для изучения нелинейных эффектов в режиме ЦКЭХ, в частности, благодаря отсутствию электрических контактов при таких измерениях.

В настоящей работе изучается зависимость поглощения Γ и изменения скорости $\Delta V/V$ поверхностных акустических волн (ПАВ) в пьезоэлектрике, обусловленных их взаимодействием с двумерными электронами в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, от поглощаемой в образце мощности ПАВ (W) (или напряженности электрического поля ПАВ — E) в режиме ЦКЭХ ($T = 1.5$ К), т.е. в области локализации носителей. Из измеренных в эксперименте зависимостей $\Gamma(E)$ и $\Delta V/V(E)$ вычисляются реальная и мнимая компоненты высокочастотной проводимости $\sigma_1(E)$ и $\sigma_2(E)$, так как высокочастотная проводимость в условиях локализации электронов имеет комплексную форму [14] $\sigma(E) = \sigma_1(E) - i\sigma_2(E)$. Исследование механизмов нелинейностей проводится на основе анализа зависимостей компонент высокочастотной проводимости от напряженности (т.е. поглощаемой мощности) высокочастотного электрического поля.

[†] Факс: (812) 5156747

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

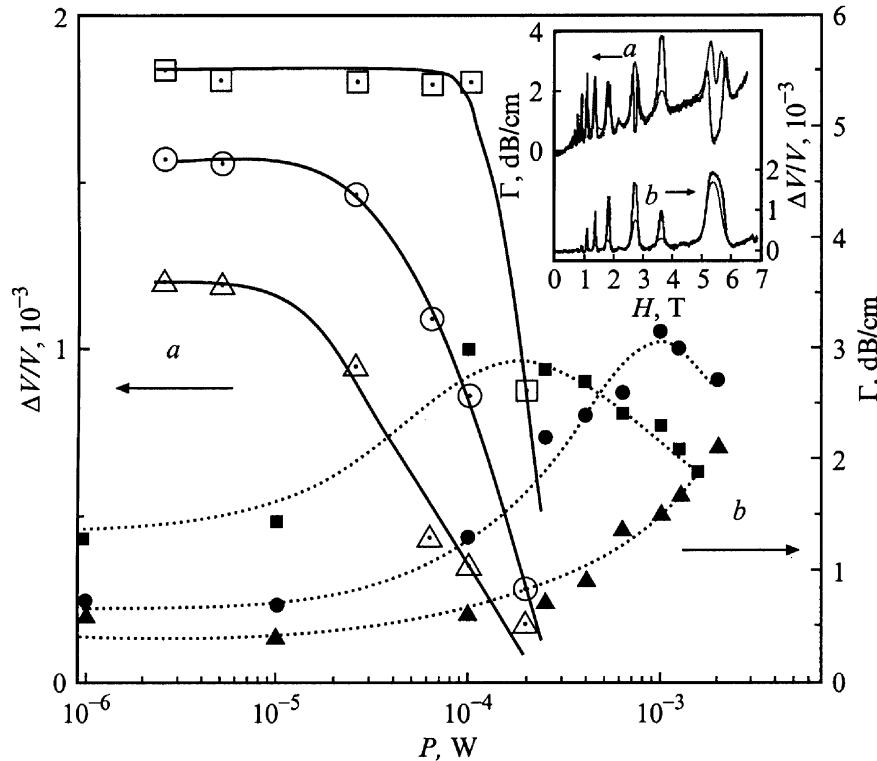


Рис. 1. Зависимости относительного изменения скорости $\Delta V/V$ (a) и коэффициента поглощения Γ (b) поверхностной акустической волны от мощности на выходе генератора в магнитных полях 5.5 (\square и \blacktriangle), 2.7 (\circ и \bullet), 1.8 Тл (\triangle и \blacksquare). На вставке — зависимости Γ (a) и $\Delta V/V$ (b) от магнитного поля H при $T = 1.5$ К и мощности на выходе генератора P , Вт: сплошные линии: $a - 10^{-5}$, $b - 2 \cdot 10^{-6}$; пунктирные линии: $a - 2 \cdot 10^{-3}$, $b - 10^{-4}$.

2. Методика и результаты эксперимента

В настоящей работе влияние вводимой в образец мощности ПАВ ($f = 30$ МГц) на коэффициент поглощения Γ и относительное изменение ее скорости $\Delta V/V$ было измерено при $T = 1.5$ К и в магнитных полях, соответствующих средней точке холлового плато, т.е. в режиме ЦКЭХ. Использовались гетероструктуры GaAs/AlGaAs, δ -легированные кремнием, с концентрацией 2-мерных электронов в канале $n = (1.3-2.7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии со слейсером шириной $4 \cdot 10^{-6} \text{ см}$. Методика эксперимента подробно описана в работе [15]. Здесь лишь заметим, что изучаемая структура с двумерным электронным газом располагалась на поверхности пьезоэлектрика (ниобата лития), по которой распространяется ПАВ. Переменное электрическое поле с частотой ПАВ, сопровождающее волну деформации, проникает в канал с 2-мерными электронами, вызывая электрические токи и, соответственно, джоулевы потери. В результате такого взаимодействия энергия волны поглощается. В эксперименте измеряется коэффициент поглощения Γ и относительное изменение скорости ПАВ $\Delta V/V$ в зависимости от магнитного поля. Поскольку измеряемые величины Γ и $\Delta V/V$ определя-

ются проводимостью двумерных электронов, квантование электронного спектра, приводящее к осцилляциям Шубникова–де-Гааза, вызывает осцилляции и этих эффектов в магнитном поле.

На рис. 1 показаны зависимости Γ и $\Delta V/V$ от мощности на выходе генератора P (при частоте $f = 30$ МГц) для чисел заполнения $\nu = 2, 4, 6$ для образца с концентрацией 2-мерных электронов $n = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Здесь $\nu = nch/eH$, H — напряженность магнитного поля. На вставке к рис. 1 представлены зависимости Γ и $\Delta V/V$ от магнитного поля для нескольких значений мощности ПАВ при температуре 1.5 К.

Характер зависимостей Γ от магнитного поля подробно анализируется в работе [15]: положение максимумов Γ и $\Delta V/V$ от магнитного поля эквидистантно по $1/H$, а раздвоение максимумов Γ в режиме ЦКЭХ связано с его релаксационным характером. Из рис. 1 видно, что увеличение подводимой мощности ПАВ всегда приводит к уменьшению $\Delta V/V$ независимо от числа заполнения, что соответствует росту проводимости [6]. Зависимости $\Gamma(P)$ для разных чисел заполнения ведут себя по-разному: при $\nu = 2$ поглощение растет с ростом P , а для $\nu = 4$ и 6 $\Gamma(P)$ сначала растет при увеличении мощности ПАВ, достигает максимума, после которого начинает уменьшаться. Причем, чем меньше число заполнения, тем при большей мощности достигается максимум Γ .

Из рис. 1 также видно, что чем больше магнитное поле (меньше число заполнения), тем при большей мощности начинается зависимость $\Gamma(P)$ и $\Delta V/V(P)$.

3. Обсуждение результатов

Величины Γ и $\Delta V/V$ определяются в нашей конфигурации эксперимента формулами [16,17]

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

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

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

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

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

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

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

$$b_3(q) = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0) \exp(-2qa) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) \times \exp(-2q(a+d)), \quad (1)$$

где коэффициент поглощения Γ записан в единицах дБ/см, 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 2-мерного слоя, ε_1 , ε_0 и ε_s — диэлектрические постоянные ниобата лития, вакуума и арсенида галлия соответственно; σ_1 и σ_2 — компоненты высокочастотной проводимости 2-мерных электронов, являющейся комплексной величиной: $\sigma_{xx}^{hf} = \sigma_1 - i\sigma_2$. Необходимость рассмотрения обеих компонент высокочастотной проводимости была показана в работе [14] и связана с локализацией электронов в режиме ЦКЭХ. Использование этих формул дает возможность определить σ_1 и σ_2 из экспериментально измеренных величин Γ и $\Delta V/V$.

На рис. 2 представлены зависимости σ_1 и σ_2 от напряженности высокочастотного электрического поля E , сопровождающего волну ПАВ, для образца с $n = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и чисел заполнения $\nu = 2$ и 1. Из рисунка видно, что для $\nu = 2$ (орбитальное расщепление) σ_1 и σ_2 сначала растут при росте электрического поля, а при некотором E σ_2 начинает быстро уменьшаться, в то время как σ_1 продолжает расти. В магнитных полях, соответствующих спиновому расщеплению ($\nu = 1$), σ_1 растет, а σ_2 падает с ростом E .

На рис. 3 представлены зависимости σ_1 и σ_2 от напряженности высокочастотного электрического поля E для образца с $n = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для чисел заполнения $\nu = 2, 4$ и 6. Из рисунка видно, что в магнитном поле H 5.5 Тл ($\nu = 2$) обе компоненты высокочастотной проводимости в большом интервале электрических полей не зависят от E , затем при некотором E_1 начинают возрастать.

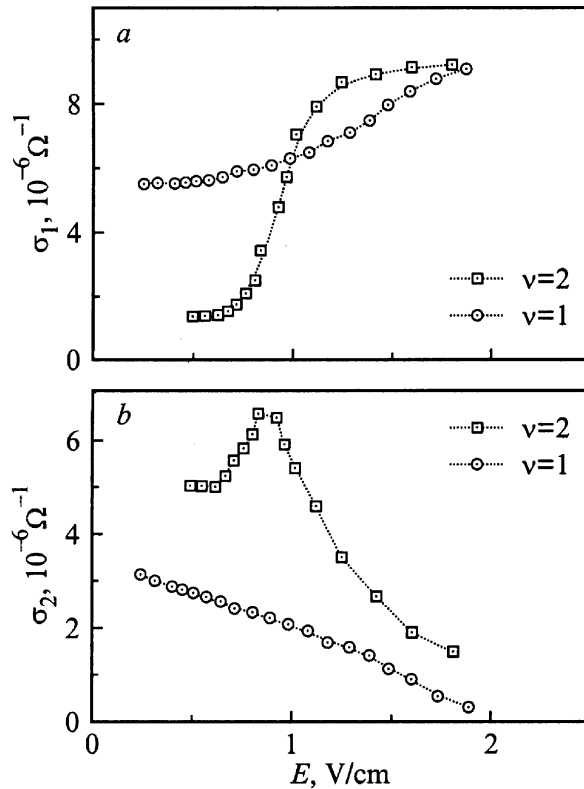


Рис. 2. Зависимости реальной σ_1 (a) и мнимой σ_2 (b) компонент высокочастотной проводимости от электрического поля для образца AG106 ($n = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$), $T = 1.5 \text{ K}$.

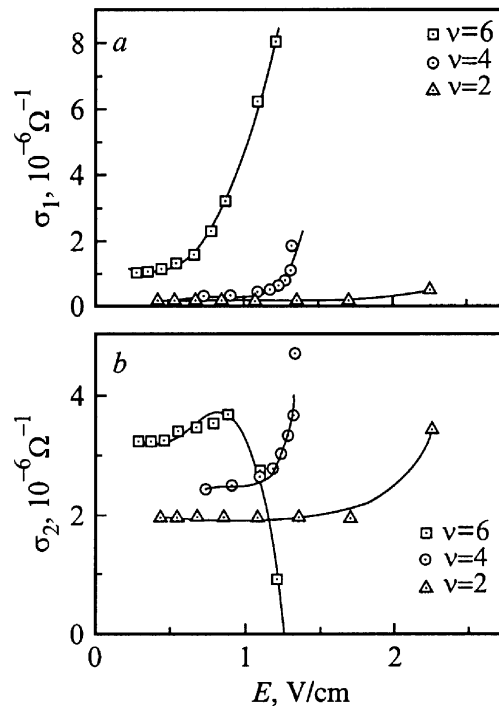


Рис. 3. Зависимости реальной σ_1 (a) и мнимой σ_2 (b) компонент высокочастотной проводимости от электрического поля для образца AG49 ($n = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$), $T = 1.5 \text{ K}$.

В магнитном поле $H = 2.7$ Тл ($\nu = 4$) рост σ_1 и σ_2 начинается в электрическом поле $E_2 < E_1$, а при $H = 1.8$ Тл ($\nu = 6$) σ_2 сначала при увеличении E растет, а затем, проходя через максимум, уменьшается (аналогично тому, как на рис. 2 для $H = 2.7$ Тл при $\nu = 2$).

Высокочастотное электрическое поле поверхностной акустической волны здесь вычислено по формуле, приведенной в работе [6], но с той разницей, что $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$:

$$|E|^2 = K^2 \frac{32\pi}{V} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \times \frac{zq \exp[-2q(a+d)]}{\left[1 + \frac{4\pi\sigma_2}{V\varepsilon_s} t(q)\right]^2 + \left[\frac{4\pi\sigma_1}{V\varepsilon_s} t(q)\right]^2} W, \quad (2)$$

$z = [(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) - \exp(-2qa)(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0)]^{-2}$, где W — входящая в образец мощность ПАВ, отнесенная к ширине звуковой дорожки.

Для объяснения приведенных выше зависимостей σ_1 и σ_2 от E необходимо использовать тот факт, что, как было показано в [14], в температурной области $T = (1.5-4.2)$ К проводимость осуществляется одновременно с помощью двух механизмов: активационного, связанного с активацией носителей с уровня Ферми, где они находятся в локализованных состояниях, на уровень протекания, и прыжкового, осуществляемого по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Их соотношение при $T = 1.5$ К изменяется в зависимости от числа заполнения (магнитного поля). Чем меньше число заполнения (больше магнитное поле), тем больше энергия активации, определяемая величиной $0.5\hbar\omega_c$ (ω_c — циклотронная частота), тем меньше активационный вклад в проводимость. При прыжковой высокочастотной проводимости мнимая часть имеет величину $\sigma_2 \approx 10\sigma_1 \gg \sigma_1$ [14] и начинает уменьшаться при росте числа делокализованных электронов в результате процесса активации. Таким образом, отношение σ_1/σ_2 является величиной, характеризующей вклад этих двух механизмов в проводимость: если $\sigma_1/\sigma_2 \approx 0.1$, то основной является прыжковая проводимость, при $\sigma_1/\sigma_2 \gg 1$ основной является активационная проводимость и прыжковой можно пренебречь.

В связи с вышесказанным анализ нелинейностей необходимо проводить для двух различных областей.

3.1. Нелинейности в области активационной проводимости ($\sigma_1/\sigma_2 \gg 1$)

Влияние сильного постоянного электрического поля на электропроводность, обусловленную активацией носителей тока на уровень протекания зоны проводимости, искривленной случайным флукуационным потенциалом заряженных примесей, было рассмотрено Шкловским в работе [18]. Фактически в этой работе исследуется влияние сильного электрического поля на электропроводность по уровню протекания, причем роль электрического поля сводится к уменьшению энергии активации,

которое можно интерпретировать как понижение порога протекания.

Тогда рост проводимости в сильном электрическом поле при уменьшении энергии активации будет определяться выражением

$$\sigma_1/\sigma_1^0 = \exp[(CeEIV_0)^{1/(1+\gamma)}/kT], \quad (3)$$

где σ_1^0 — проводимость в линейном режиме, E — напряженность электрического поля, T — температура, C — численный коэффициент, V_0 — амплитуда флукуаций потенциального рельефа — характерный пространственный масштаб потенциала, γ — коэффициент, зависящий от размерности: $\gamma = 0.9$ для 3-мерного случая, $\gamma = 4/3$ для 2-мерного случая [19].

Таким образом, для исследуемого нами 2-мерного случая формула (3) будет иметь вид

$$\sigma_1/\sigma_1^0 = \exp(\alpha E^{3/7}/kT), \quad (4)$$

$$\alpha = (Cel_{sp}V_0)^{3/7}, \quad (5)$$

l_{sp} — характерный пространственный масштаб потенциала, который в гетероструктурах со спейсером можно считать равным его толщине [20] ($l_{sp} = 4 \cdot 10^{-6}$ см в исследуемых образцах).

В нашем эксперименте, когда выполняются условия

$$ql_{sp} \ll 1, \quad \omega\tau \ll 1, \quad (6)$$

где q и ω — волновой вектор и частота ПАВ соответственно, τ — время релаксации электронов по импульсу, можно считать волну "застывшей" и для анализа зависимостей высокочастотной проводимости от переменного электрического поля ПАВ применять формулы, полученные для постоянного электрического поля.

На рис. 4 представлены зависимости σ_1/σ_2 от напряженности электрического поля E , вычисленного по формуле (2), для двух исследуемых образцов при разных магнитных полях. Из рисунка видно, что режим $\sigma_1/\sigma_2 > 1$ осуществляется лишь для образца AG106, поэтому анализ зависимостей σ_1/σ_1^0 от E в рамках работы [18] можно проводить лишь для него. На рис. 5 построены зависимости $\ln(\sigma_1/\sigma_1^0)$ от $E^{3/7}$. Из рисунка видно, что наблюдается линейная зависимость, из наклона которой с точностью до численного множителя можно определить V_0 — амплитуду флукуаций потенциального рельефа. Расчет показал, что $V_0 \approx 1.5$ мэВ.

Расчет амплитуды флукуации по формуле из работы [21]

$$V_0 = (e^2/\varepsilon_s)\sqrt{n}, \quad (7)$$

где n — число ионизованных примесей, в наших расчетах равное концентрации носителей в 2-мерном канале с $n = 1.3 \cdot 10^{11}$ см⁻², дает для этого образца величину $V_0 = 4.5$ мэВ, что по порядку величины совпадает с V_0 , определенным из эксперимента с точностью до численного множителя.

В работе [18] указано, что область электрических полей, в которой работает формула (3), ограничена неравенствами

$$V_0 \gg eEl_{sp} \gg kT(kT/V_0)^{4/3}. \quad (8)$$

Зная величину V_0 , можно оценить величины в этом неравенстве:

$1.5 \text{ мэВ} \gg 3 \cdot 10^{-3} \text{ мэВ} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ мэВ}$ — на пороге нелинейностей;

$1.5 \text{ мэВ} \gg 7 \cdot 10^{-3} \text{ мэВ} > 5 \cdot 10^{-3} \text{ мэВ}$ — на верхнем пределе в наших измерениях.

Имея в виду то, что величина флуктуации определена с точностью до численного множителя, можно считать, что неравенство выполняется и можно применять эту

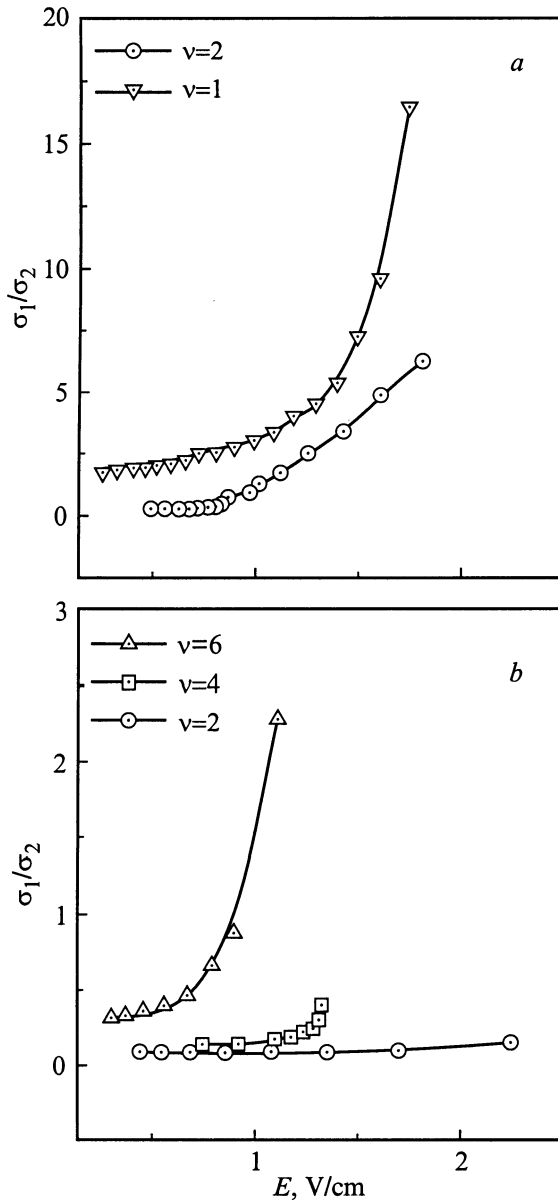


Рис. 4. Зависимости отношения реальной и мнимой компонент высокочастотной проводимости σ_1/σ_2 от электрического поля E для образцов AG106 (a) и AG49 (b), $T = 1.5 \text{ К}$.

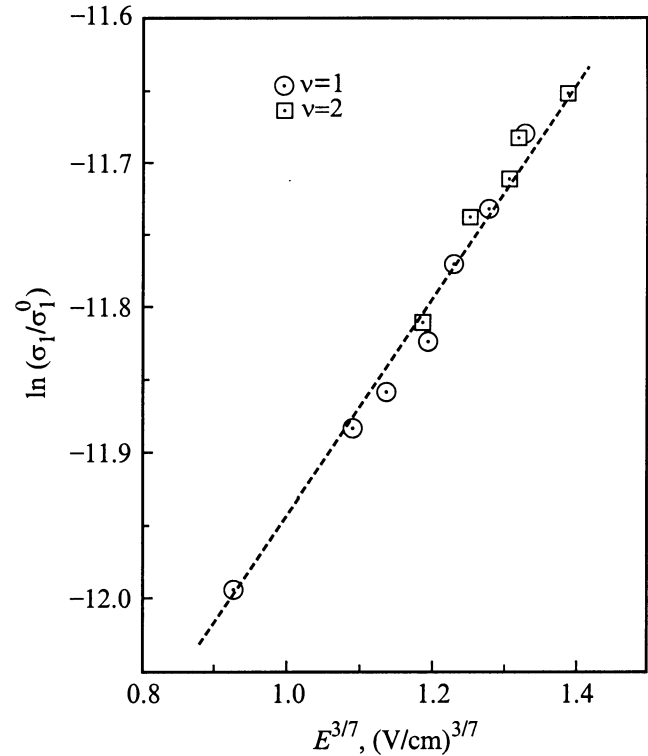


Рис. 5. Зависимость $\ln(\sigma_1/\sigma_1^0)$ от $E^{3/7}$ для разных чисел заполнения для образца AG106.

теорию для интерпретации нелинейностей в режиме активационной проводимости.

Здесь хотелось бы отметить следующее обстоятельство: нелинейности на постоянном токе изучались в электрических полях $E > 5-10 \text{ В/см}$.

Наши результаты получены для электрических полей ниже 2 В/см . Таким образом складывается следующая общая картина: в электрических полях $E \approx 1 \text{ В/см}$ в предпробойной области проводимость растет из-за роста концентрации в свободной зоне Ландау за счет активации локализованных электронов с уровня Ферми, причем энергия активации зависит от электрического поля (чем больше электрическое поле, тем меньше энергия активации). В электрических полях $E \approx 10 \text{ В/см}$ начинается резкий рост концентрации электронов в свободной зоне Ландау из-за примесного пробоя (это явление хорошо наблюдалось, например, в работе [9]). Электроны, оказавшиеся в делокализованных состояниях зоны Ландау, подвергаются разогреву в сильном электрическом поле, приложенном к образцу.

3.2. Нелинейности в области высокочастотной прыжковой проводимости ($\sigma_1/\sigma_2 \approx 0.1$)

В случае активационной проводимости можно было теорию нелинейностей, развитую для постоянного тока, применять для объяснения нелинейностей высокочастотной проводимости, так как она описывала влияние сильного электрического поля на движение "почти

свободных” электронов, активированных на уровень протекания. Механизмы проводимости при этом в постоянном и высокочастотном электрических полях одинаковы. Однако в том случае, когда электроны локализованы, механизмы высокочастотной прыжковой проводимости и прыжковой проводимости на постоянном токе различны: на постоянном токе проводимость осуществляется прыжками электронов между двумя краями образца, тогда как в высокочастотном электрическом поле при локализации электронов на отдельных примесных атомах проводимость может осуществляться прыжками электронов между двумя примесями, расположенными на расстоянии меньше среднего (парой с одним электроном), при этом переходы электронов между парами не происходят (двухузельная модель). Поэтому естественно, что теория, разработанная для нелинейностей в режиме прыжковой проводимости на постоянном токе [12], не может быть применена для объяснений нелинейностей, которые мы наблюдали для высокочастотной прыжковой проводимости (рис. 2 и 3).

Зависимости сопротивлений ρ_{xx} и ρ_{xy} от плотности тока в гетероструктуре GaAs/AlGaAs наблюдались в режиме ЦКЭХ в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в работе [11] при $T < 1$ К. Эти зависимости были проанализированы с помощью теории [12] для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в сильном электрическом поле для 2-мерных электронов в режиме квантового эффекта Холла. Введение эффективной температуры прыжковой проводимости в рамках работы [12] дает возможность определить из этих измерений длину локализации. Однако оказалось, что ее величина почти на порядок величины больше длины локализации, определенной из температурной зависимости ρ_{xx} в омическом режиме. Этот факт авторы [11] связывали с неоднородностью распределения электрического поля.

Теория нелинейной высокочастотной прыжковой проводимости была разработана в работе [22] для 3-мерного случая. Однако наблюдаемые нами зависимости $\Delta\sigma_{1,2}^n/\sigma_{1,2}^0 \propto W^2$ более сильные, чем предсказанные в [21]: $\Delta\sigma \propto W$. Здесь $\sigma_{1,2}^0$ — проводимость в линейном режиме, $\Delta\sigma_{1,2}^n = \sigma_{1,2}(E) - \sigma_{1,2}^0$, $\sigma_{1,2}(E)$ — проводимость, измеряемая в эксперименте, W — мощность ПАВ, поглощаемая в образце. Отсутствие теории не дает возможности в настоящее время проанализировать полученный нами результат. Тот факт, что зависимость σ_1 и σ_2 от электрического поля ПАВ в режиме прыжковой проводимости начинается тем раньше, чем меньше напряженность магнитного поля, качественно хорошо объясняется тем, что магнитное поле, влияя на интеграл перекрытия локализованных состояний на разных примесях, приводит к уменьшению прыжковой проводимости и относительного нелинейного вклада [22].

Зависимость коэффициента поглощения ПАВ двумерным электронным газом от мощности ПАВ в структурах GaAs/AlGaAs наблюдалась ранее в работах [23,24] в магнитных полях, соответствующих целым малым числам

заполнения, когда уровень Ферми находится посередине между соседними уровнями Ландау и электроны локализованы. Однако нам трудно согласиться с приведенным авторами объяснением этих эффектов, как разогрев 2-мерных электронов, характерный, как указано выше, лишь там, где 2-мерные электроны делокализованы.

4. Заключение

Исследованы нелинейные по интенсивности звука поглощение и изменение скорости поверхностной акустической волны 2-мерными электронами в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в гетероструктурах GaAs/AlGaAs.

Анализ нелинейности проводился на основе вычисленной из этих величин высокочастотной проводимости, имеющей комплексную форму.

Показано, что область нелинейностей по электрическому полю можно разделить на две.

В области электрических полей, в которой $\text{Re}\sigma = \sigma_1 \gg \text{Im}\sigma = \sigma_2$, зависимость $\sigma_1(E)$ не только хорошо объясняется теорией нелинейностей, развитой Шкловским [18] для постоянного тока, описывающей влияние сильного электрического поля на движение ”почти свободных” электронов, активированных на уровень протекания, но и дает возможность оценить амплитуду флуктуационного потенциала примесей.

В области электрических полей, где $\text{Im}\sigma = \sigma_2 \gg \text{Re}\sigma = \sigma_1$, осуществляется, по-видимому, 2-мерная высокочастотная прыжковая проводимость, теория нелинейностей в которой пока отсутствует.

Авторы благодарны В.Д. Кагану за полезные дискуссии.

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

Список литературы

- [1] T.J. Drummond, M. Kever, W. Kopp, K. Hess, B.G. Streetman, A.J. Cho. *Electron. Lett.*, **17**, 545 (1981).
- [2] J. Shah, A. Pinchuk, H.L. Stormer, A.G. Gossard, W. Weigman. *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 55 (1983); J. Shah, A. Pinchuk, H.L. Stormer, A.G. Gossard, W. Weigman. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 322 (1984).
- [3] М.Г. Блюмина, А.Г. Денисов, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, А.П. Сеничкин, Ю.В. Шмарцев. *Письма ЖЭТФ*, **44**, 257 (1986). [In transl.: *JETP Lett.*, **44**, 331 (1986)].
- [4] E. Chow, H.P. Wei, S.M. Girvin, M. Shayegan. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1143 (1986) (и ссылки в этой работе).
- [5] P.J. Price. *J. Appl. Phys.*, **53**, 6863 (1982); В. Карпус. *ФТП*, **22**, 439 (1988).
- [6] 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).
- [7] G. Ebert, K. von Klitzing, K. Ploog, G. Weimann. *J. Phys. C*, **16**, 5441 (1983); P. Streda, K. von Klitzing. *J. Phys. C*, **17**, L483 (1984).

- [8] M.E. Gage, R.F. Dziuba, B.F. Field, E.R. Williams, S.M. Girvin, A.C. Gossard, D.C. Tsui, R.J. Wagner. *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1374 (1983).
- [9] S. Komiyama, T. Takamasu, S. Hiyamizu, S. Sasa. *Sol. St. Commun.*, **54**, 479 (1985).
- [10] V.L. Pokrovky, L.P. Pryadko, A.L. Talapov. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **2**, 1583 (1990).
- [11] M. Furlan. *Phys. Rev. B*, **57**, 14 818 (1998) (и ссылки в этой статье).
- [12] D.G. Polyakov, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. B*, **48**, 11 167 (1993).
- [13] А.М. Крещук, Е.П. Лаурс, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев, Е.М. Семашко. *ФТП*, **22**, 2162 (1988). [In transl.: *Sov. Phys. Semicond.*, **22**, 1364 (1988)].
- [14] I.L. Drichko, A.M. Diakonov, V.D. Kagan, I. Yu. Smirnov, A.I. Toropov. *Proc. 24th Int. Conf. Physics of Semiconductors* (Jerusalem, Israel) ed. by D. Gershoni (World Scientific, 1998) CD-ROM.
- [15] 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). [In transl.: *Semiconductors*, **31**, 384 (1997)].
- [16] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, И.Ю. Смирнов, В.В. Преображенский, А.И. Торопов. *ФТП*, **33**, 979 (1999). [In transl.: *Semiconductors*, **33**, 892 (1999)].
- [17] В.Д. Каган. *ФТП*, **31**, 470 (1997).
- [18] Б.И. Шкловский. *ФТП*, **13**, 93 (1979).
- [19] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [20] А.Л. Эфрос. *ЖЭТФ*, **89**, 1834 (1985) [In transl.: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **89**, 1057 (1985)].
- [21] A.L. Efros, F.G. Pikus, V.G. Barnett. *Phys. Rev. B*, **47**, 2233 (1993).
- [22] Ю.М. Гальперин, Э.Я. Приев. *ФТТ*, **29**, 3016 (1987).
- [23] A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeier, J.P. Kotthaus, G. Weimann, W. Schlapp. *Phys. Rev. B*, **40**, 7874 (1989).
- [24] A. Schenstrom, M. Levy, B.K. Sarma, H. Morkoć. *Sol. St. Commun.*, **68**, 357 (1988).

Редактор Т.А. Полянская

Nonlinearity of acoustic effects and highfrequency conductivity in GaAs/AlGaAs heterostructures in the Integer Quantum Hall Effect regime

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

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

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

Abstract The nonlinearity observed alongside with the surface acoustic wave (SAW) intensity attenuation Γ and velocity $\Delta V/V$ changes, associated with the SAW interaction with the 2D-electrons in the GaAs/AlGaAs heterostructures, have been measured. The measurements were performed in the integer quantum Hall regime when the 2D-electrons are localized in the impurity random potential. Real $\sigma_1(E)$ and imaginary $\sigma_2(E)$ parts of the high-frequency conductivity $\sigma_2(E)$ parts of the high-frequency conductivity $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$ as a function of the electric field accompanying the SAW have been determined. In the activation conductivity region where $\sigma_1 \gg \sigma_2$, the results obtained could be explained by the nonlinear percolation conductivity theory of Shklovskii, which makes it possible to evaluate the random fluctuation potential amplitude; $\sigma_1(E)$ and $\sigma_2(E)$ dependencies in the high-frequency hopping conductivity region where $\sigma_1 \ll \sigma_2$, and a non-linear theory is still lacking, are also presented.