

Комбинационное рассеяние света в приповерхностном слое *n*-GaAs при имплантации ионов бора

© Л.П. Авакянц, В.С. Горелик, Э.М. Темпер, С.М. Щербина

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

E-mail: Avakyants@Soft Home.net

(Поступила в Редакцию 13 июля 1998 г.
В окончательной редакции 4 декабря 1998 г.)

Исследованы закономерности в спектрах комбинационного рассеяния света приповерхностных слоев *n*-GaAs ($n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) при имплантации ионов В⁺ с энергией 100 keV в диапазоне доз $3.1 \cdot 10^{11} - 1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. На основе предложенной методики анализа спектров комбинационного рассеяния света, зарегистрированных при комнатной температуре, получены качественные и количественные данные о концентрации носителей, их подвижности, а также о степени аморфизации кристаллической решетки и параметрах нанокристаллической фазы в процессе ионной имплантации.

Ионная имплантация в настоящее время широко используется для получения как низкоомных проводящих, так и высокоомных изолирующих полупроводниковых слоев с заданным профилем легирования. Исследование особенностей спектров комбинационного рассеяния света (КРС) в имплантированных слоях имеет важное значение для контроля и оптимизации указанных процессов. Ранее КРС успешно использовалось для количественного анализа процессов структурного разупорядочения [1–4] и электрической активации примеси [3,4] при имплантации в GaAs. При этом было обнаружено, что в результате ионной имплантации происходит изменение параметров линии КРС, соответствующей продольному оптическому (LO) фонону. Такие изменения связывались с частичной аморфизацией приповерхностного слоя кристалла в процессе имплантации и с локализацией фононов в нанокристаллах размером менее 20 nm. В результате теплового отжига "имплантированных" образцов и электрической активации примеси в спектре КРС были обнаружены особенности, проявление которых объяснялось рассеянием на связанных фонон-плазменных модах (СФПМ).

В данной работе методом КРС исследуются особенности формирования изолирующих слоев при имплантации ионов В⁺ в низкоомный арсенид галлия *n*-типа.

1. Методика эксперимента

Исследованные образцы представляли собой полученные методом газофазной эпитаксии пленки GaAs, легированные кремнием в процессе роста. Подложкой служил высокоомный GaAs с ориентацией (100). Толщина пленок составляла 0.5 μm. До имплантации пленки характеризовались *n*-типом проводимости с концентрацией носителей $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Имплантация проводилась ионами В⁺ с энергией 100 keV и дозами в диапазоне $3.1 \cdot 10^{11} - 1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Глубина проникновения ионов В⁺ составляла 370 nm. Плотность ионного тока не превышала 10 nA/cm², что позволило избежать перегрева образца.

Спектры КРС регистрировались на автоматизированном КРС спектрометре в геометрии обратного рассеяния $S(YZ)\bar{X}$. В качестве источника возбуждающего излучения использовался аргоновый лазер с длиной волны 514.5 nm. Во избежание нагрева образцов мощность возбуждающего излучения не превышала 100 mW. Спектральная ширина щели составляла 2 cm^{-1} .

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены полученные спектры КРС при дозах имплантации до $6.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Нижний спектр (рис. 1, *a*) соответствует использовавшейся высокоомной подложке ($n < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) GaAs. Как

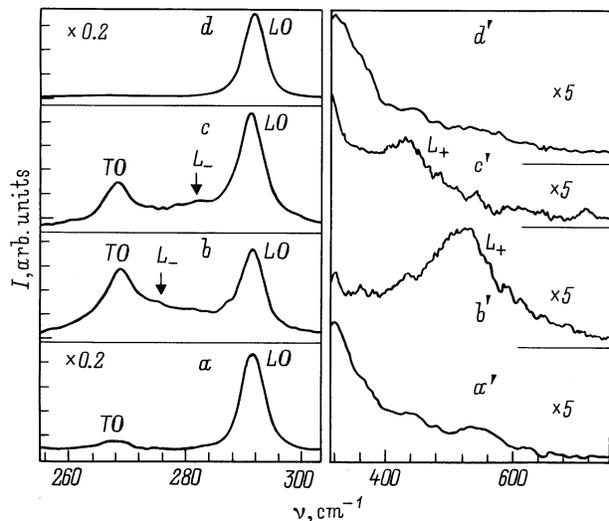


Рис. 1. Спектры КРС *n*-GaAs: *a* — высокоомная подложка ($n < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$); *b* — низкоомная пленка до имплантации ($n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$); *c* — пленка после имплантации ионов В⁺ дозой $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$; *d* — пленка после имплантации ионов В⁺ дозой $6.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

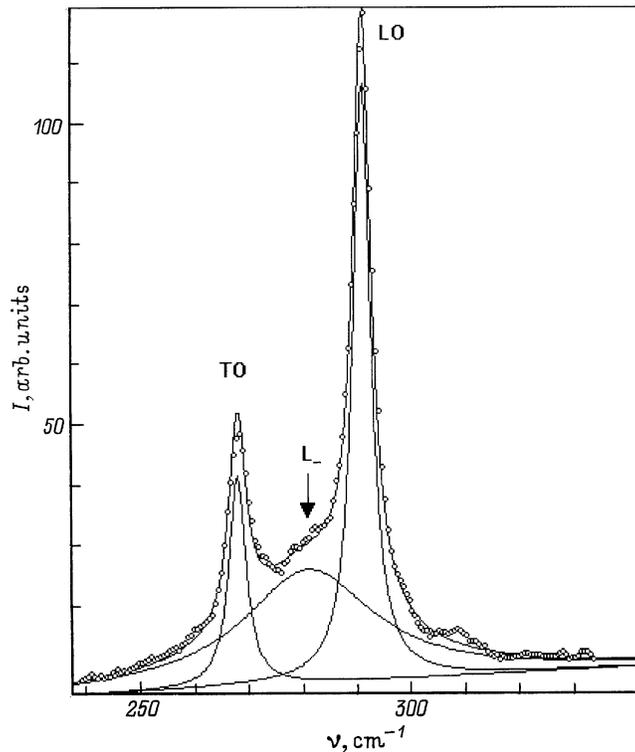


Рис. 2. Аппроксимация лоренцианами спектра КРС пленки n -GaAs после имплантации ионов V^+ дозой $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

видно из этого рисунка, в соответствии с правилами отбора для ориентации (100) в спектре обнаруживается резкий максимум КР, соответствующий LO фону GaAs. Кроме того, проявляется слабый максимум КР на частоте 268 cm^{-1} , соответствующий запрещенной в данной геометрии TO моде. Присутствие этой линии обусловлено нарушением геометрии обратного рассеяния света вследствие конечности входной апертуры спектрометра. На рис. 1, *b* показан спектр КРС исходной эпитаксиальной пленки n -GaAs с концентрацией носителей $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. На этом спектре присутствуют ослабленный LO максимум, интенсивность которого становится сравнима с интенсивностью запрещенной TO компоненты КРС, и особенность (обозначаемая далее L_-) в области частот TO и LO фононов. В высокочастотной области (рис. 1, *b'*) наблюдается также широкая полоса (L_+), интенсивность которой сравнима с интенсивностью КРС второго порядка. Использование скрещенной поляризации для падающего и рассеянного света дает возможность уменьшить интенсивность КРС второго порядка и выделить сигнал от L_+ . При дозе имплантации $D = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (рис. 1, *c*) центр тяжести особенности L_- и высокочастотная полоса L_+ перемещаются в сторону LO компоненты. Для детального анализа обсуждаемых спектров КР было произведено разложение наблюдаемого контура на три лоренциана (рис. 2), соответствующих линиям КР TO, LO фотонов и моде L_- .

3. Рассеяние света на связанных фонов-плазменных модах в n -GaAs

Изменения в спектре низкоомного GaAs при имплантации могут быть объяснены в рамках двухосцилляторной модели СФПМ [5]. В результате взаимодействия флуктуаций зарядовой плотности свободных носителей с макроскопическим продольным электрическим полем LO колебаний кристаллической решетки в спектре КР возникают связанные моды, носящие смешанный плазмон-фононный характер (так называемые L_+ и L_- моды). Интенсивность КРС определяется мнимой частью функции диэлектрического отклика

$$I \sim \text{Im} \left(-\frac{1}{\varepsilon(\omega, q)} \right). \quad (1)$$

Для малых волновых векторов q , что обычно имеет место в рассеянии света, когда затухание Ландау мало, полная продольная диэлектрическая функция $\varepsilon(\omega, q)$ принимает вид

$$\varepsilon(\omega, q) = \varepsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega_{\text{TO}}^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma_p)} \right), \quad (2)$$

где два последних члена в скобках описывают соответственно вклад полярной решетки и вклад плазмонов в диэлектрическую проницаемость, плазменная частота

$$\omega_p^2(0) = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty m^*},$$

m^* — эффективная масса, ε_∞ — относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, e — заряд электрона.

Пренебрегая фононным γ и плазмонным затуханием $\Gamma_p \ll \omega_p$, получим выражение для частот связанных мод L_+ и L_-

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[(\omega_p^2 + \omega_{\text{LO}}^2) \pm \left\{ (\omega_p^2 - \omega_{\text{LO}}^2)^2 \pm 4\omega_p^2(\omega_{\text{LO}}^2 - \omega_{\text{TO}}^2) \right\}^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (3)$$

Анализ соотношения (1) показывает, что существуют три варианта проявления плазмон-LO-фононных колебаний. В первом случае, при $\Gamma_p \ll \omega_p$, в спектре следует ожидать два пика с частотами $\omega_+ > \omega_{\text{LO}}$ (L_+ мода) и $\omega_- < \omega_{\text{TO}}$ (L_- мода). Во втором случае, при $\Gamma_p \gg \omega_p$, наблюдается единственный максимум, расположенный в области LO колебания. Наконец, при $\Gamma_p \cong \omega_p$ положение пика L_- соответствует области частот между TO и LO колебаниями. Как видно из рис. 1 и 2, в эксперименте реализуется последний случай. Сплошные линии на рис. 2 соответствуют наилучшей аппроксимации экспериментальных результатов лоренцианами, соответствующими TO, LO и L_- модам GaAs.

При концентрациях $n \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ моду L_- можно рассматривать как плазмон свободных электронов.

При этом по ширине линии и ее положению можно оценить подвижность носителей $\mu = e/m^*\Gamma_p$ и их концентрацию. Для исходной пленки с концентрацией свободных электронов $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ рассчитанное значение $\omega_+ = 500 \text{ cm}^{-1}$, что близко к наблюдаемому значению 510 cm^{-1} (рис. 1, *b*). Несмотря на то что частота моды L_+ при такой концентрации носителей попадает в область спектра второго порядка GaAs, ее присутствие хорошо видно на рис. 1, *b*. Уменьшение частоты моды L_+ до значения 420 cm^{-1} и смещение моды L_- в область ЛО компоненты при дозе имплантации $D = 3.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (рис. 1, *c'*) указывает на уменьшение концентрации носителей n и подвижности носителей μ в процессе имплантации. При увеличении дозы имплантации до $6.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ в спектре КРС (рис. 1, *d*) моды L_+ и L_- уже не проявляются вследствие малой концентрации носителей.

Как показали измерения коэффициента Холла и электропроводности пленок, при имплантации ионов V^+ происходит уменьшение концентрации n и подвижности носителей $\mu = e/m^*\Gamma_p$. Это должно приводить к уменьшению частоты плазменных колебаний и увеличению затухания плазмонов Γ_p , чем и объясняются различия спектров на рис. 1. Интересной особенностью спектров (рис. 1, 2) является положение линии L_- , находящейся в интервале частот между ТО и ЛО колебаниями. Такая ситуация может быть обусловлена либо зависимостью Γ_p от вклада в процесс затухания резонансных плазмон-фононных взаимодействий, либо тем, что мода L_- попадает в область частот, при которых начинается затухание Ландау.

Наличие в спектрах КРС *n*-GaAs наряду со связанными модами также и ЛО моды и изменение ее интенсивности можно объяснить существованием обедненного слоя — области поверхностного заряда, толщина d которой зависит от концентрации носителей в [5]

$$d = \left(\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0\Phi_b}{e^2n} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где Φ_b — высота потенциального барьера на поверхности, ε_s — статическая диэлектрическая проницаемость.

При дозе имплантации $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ концентрация носителей $N < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; при этом толщина обедненной области значительно превышает глубину проникновения света и регистрируется КРС на ЛО фононах, не взаимодействующих со свободными носителями (рис. 1, *a, d*).

4. Разупорядочение приповерхностного слоя GaAs при имплантации ионов V^+

При увеличении дозы имплантации до $6.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ моды L_+ и L_- исчезают и спектр (рис. 1, *d*) становится идентичен спектру КРС высокоомного образца (подложки). При дальнейшем увеличении дозы имплантации в спектре КРС наблюдается уменьшение интенсивности

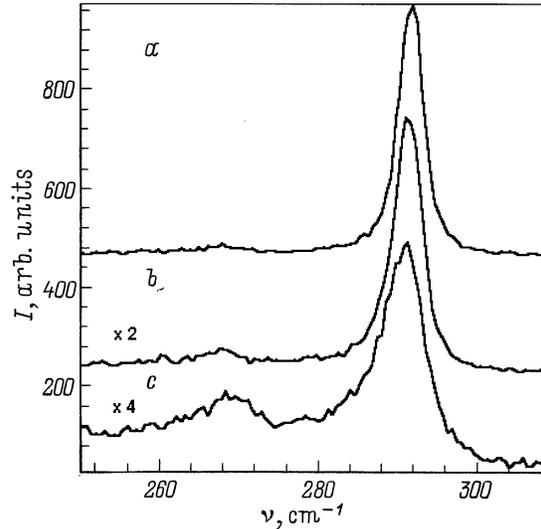


Рис. 3. Спектры КРС пленки *n*-GaAs после имплантации ионов V^+ дозой: *a* — $6.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; *b* — $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$; *c* — $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

ЛО компоненты, ее небольшой сдвиг в сторону низких частот и асимметричное уширение (рис. 3, *a-c*), что, как было показано ранее [1–4], свидетельствует о наличии нанокристаллической фазы. При дозе $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ в спектре появляется широкий континуум, характерный для аморфного GaAs (рис. 3, *c*). Наличие в спектрах “имплантированных” образцов как смещенной и уширенной ЛО-компоненты, так и линий аморфного GaAs указывает на то, что приповерхностный слой является аморфной матрицей, содержащей микрокристаллы, средний размер которых зависит от дозы имплантации.

Для количественного анализа экспериментальных результатов, следуя модели Рихтера [6], учтем локализацию фонона, домножив его волновую функцию на весовую функцию $W(r, L) = \exp(-2r^2/L^2)$, описывающую спадание амплитуды фонона на границе сферической области диаметром L . При таком выборе функции $W(r, L)$, дающем наилучшее согласие теории и эксперимента при исследовании КРС в микрокристаллах GaAs [1], интенсивность линии КРС первого порядка описывается следующим выражением:

$$I(\omega) \sim L^3 \int_0^1 \exp\left(-\frac{q^2L^2}{4}\right) \frac{d^3q}{[\omega - \omega(q)]^2 + (\Gamma_0/2)^2}, \quad (5)$$

где $\omega(q)$ — дисперсионная кривая фонона, Γ_0 — ширина ЛО компоненты неограниченного монокристалла, значения q выражаются в единицах $2\pi/a$, a — постоянная кристаллической решетки.

При расчетах использовалось значение $\Gamma_0 = 3 \text{ cm}^{-1}$, а дисперсионная кривая аппроксимировалась выражением $\omega(q) = A + B \cos(\pi q)$, где $A = 269.5$, $B = 22.5 \text{ cm}^{-1}$ [1]. Анализ соотношения (5) показывает, что сокращение L , начиная с $L \approx 20 \text{ cm}$, приводит к заметному низкочастотному сдвигу и асимметричному уширению линии

Зависимость степени кристалличности f_c и размера нанокристаллов L пленок n -GaAs от дозы имплантации Φ

Φ, cm^{-2}	f_c	L, nm
$3 \cdot 10^{11}$	1	—
$6.2 \cdot 10^{12}$	0.90	17
$3 \cdot 10^{13}$	0.86	12
$1.2 \cdot 10^{14}$	0.8	8

КРС. Наблюдаемые экспериментально сдвиги частот для доз имплантации $6.2 \cdot 10^{12}$, $3.0 \cdot 10^{13}$ и $1.2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$ составляют 0.7, 1.0 и 1.7cm^{-1} . Рассчитанные по формуле (5) соответствующие значения L составляют 17, 12 и 8 nm.

Следует отметить, что указанный механизм не приводит к изменению интегральной интенсивности линий КРС. Наблюдаемое уменьшение интенсивности ЛО компоненты КРС при дозах имплантации $> 6.2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ может быть объяснено уменьшением доли кристаллической фракции и увеличением коэффициента поглощения α имплантированного слоя вследствие его аморфизации [2]. Эффективная толщина $l = 1/2\alpha$ исследуемого в КРС слоя составляет 44 nm для кристаллического и 11 nm для полностью аморфизованного GaAs [2], что почти на порядок меньше средней толщины имплантированного слоя. Поэтому можно считать, что имплантированный слой является однородной двухфазной средой с коэффициентом поглощения света $\alpha = \alpha_c f_c + \alpha_a f_a$, где α_c, α_a — соответственно коэффициенты поглощения кристаллического и аморфного GaAs, а f_c, f_a — доли кристаллической и аморфной фракций, причем $f_c + f_a = 1$. В этом случае отношение интегральных интенсивностей ЛО компонент "имплантированного" и "неимплантированного" образцов (подложки) определяется следующим соотношением:

$$\frac{I'}{I_0} = \frac{f_c \alpha_c}{f_c \alpha_c + f_a \alpha_a}. \quad (6)$$

Вычисленные по этой формуле дозовые зависимости F_c приведены в таблице.

Таким образом, установлены закономерности в спектрах КРС приповерхностных слоев n -GaAs при имплантации ионов B^+ . На основе предложенной методики анализа спектров КРС, зарегистрированных при комнатной температуре, получены качественные и количественные данные о концентрации носителей, их подвижности, а также степени аморфизации кристаллической решетки и параметрах нанокристаллической фазы в процессе ионной имплантации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-02-18372).

Список литературы

- [1] K.K. Tiong, P.M. Amirtharaj, F.H. Pollak, D.E. Aspnes. Appl. Phys. Lett. **44**, 1, 122 (1984).
- [2] M. Holtz, R. Zallen, O.Brafman, S. Matteson. Phys. Rev. **B37**, 9, 4609 (1987).
- [3] M. Gargouri, B. Prevot, C. Schwab. J. Appl. Phys. **62**, 9, 3902 (1987).
- [4] Л.П. Авакянц, В.С. Горелик, И.А. Китов, А.В. Червяков. ФТТ **35**, 5, 1354 (1993).
- [5] Рассеяние света в твердых телах / Под ред. М. Кардоны, М. Гюнтеродта. В. 4. Мир, М. (1986).
- [6] H. Richter, Z.P. Wang, L. Ley. Solid State Commun. **39**, 625 (1981).