

УДК 535.361

## КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ФОНОН-ПЛАЗМОННЫХ МОДАХ В ИОННО-ЛЕГИРОВАННОМ АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Л. П. Авакянц, В. С. Горелик, П. А. Поляков

*Исследованы спектры комбинационного рассеяния света на фонон-плазмонных модах в приповерхностной области монокристаллов арсенида галлия, имплантированных ионами  $Si^+$  с энергией 140 кэВ при дозах  $10^{13} - 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  и подвергнутых термическому отжигу. Для описания наблюдаемых спектральных особенностей предложена теоретическая модель, справедливая для широкого диапазона концентраций электронов проводимости, учитывающая затухание Ландау, пространственную дисперсию и непараболичность поверхности Ферми зоны проводимости. Проведен количественный анализ концентрации и подвижности свободных носителей ионно-легированного слоя в зависимости от дозы имплантации.*

Одним из эффективных методов формирования полупроводниковых слоев с заданным профилем легирования является ионная имплантация с последующим отжигом. Внедрение в кристалл высокоэнергетичных ионов примеси сопровождается разупорядочением кристаллической решетки. При этом тип сформировавшейся структуры во многом определяет электрофизические характеристики материала. Для устранения радиационных дефектов и электрической активации примеси применяется отжиг различного типа – тепловой, лазерный, быстрый термический. Актуальной задачей является исследование характеристик ионно-легированных слоев до и после отжига, что позволяет осуществить выбор технологических режимов, обеспечивающих оптимальную активацию примеси.

За счет резонансного характера рассеяния света в полупроводниках, метод комбинационного рассеяния света (КРС) позволяет производить диагностику приповерхностных субмикронных слоев и получать информацию о структуре, механических напряжениях, наличии примесей и дефектов, концентрации свободных носителей. Его преимуществами являются локальность и бесконтактность. Информативность КРС при исследовании легированных полупроводников обусловлена тем, что в полярных полупроводниках плазмоны свободных носителей и продольные оптические (ЛО) фононы связаны, т.к. дипольный момент, возникающий вследствие относительного смещения ионов, взаимодействует с электрическим полем свободных носителей, что приводит к образованию фонон-плазмонных мод (ФПМ), частота которых зависит от концентрации свободных носителей  $n$  [1].

Ранее КРС использовалось для исследования процессов структурного разупорядочения и электрической активации примеси в  $GaAs$  при имплантации ионов  $Si^+$  [2]. При этом было обнаружено, что в результате ионной имплантации происходит изменение параметров линии КРС, соответствующей продольному оптическому (ЛО) фонону. Такие изменения связывались с частичной аморфизацией приповерхностного слоя кристалла в процессе имплантации ионов  $Si^+$  и локализацией фононов в микрокристаллах размером менее 20 нм. В результате теплового отжига имплантированных образцов в спектре КРС были обнаружены спектральные особенности, появление которых объяснялось рассеянием на фонон-плазмонных модах (ФПМ). Однако используемое в этой работе приближение Друде не позволило провести количественный анализ формы линий КРС, обусловленных рассеянием на ФПМ.

Действительно, использование теории Друде обосновано, если выполняются неравенства:

$$\omega \gg qV_F, \quad q \ll k_F, \quad (1)$$

где  $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$  – волновой вектор Ферми,  $V_F = k_F/m^*$  – скорость Ферми,  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $q$  и  $\omega$  – волновой вектор рассеяния и циклическая частота электромагнитной волны. Справедливость этих условий при КРС оптического диапазона нарушается при концентрации электронов проводимости  $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае на спектр фонон-плазмонных мод может существенно влиять пространственная дисперсия, затухание Ландау, а также непараболичность поверхности Ферми зоны проводимости, что не учитывает теория Друде. Полный учет влияния на спектр КРС отмеченных эффектов возможен в рамках общей теории Линдхарда – Мермина [1] и связан с трудоемкими численными расчетами многопараметрических интегралов, что

приводит к большим трудностям при интерпретации экспериментального спектра.

В данной работе предлагается теория для описания спектра КРС, справедливая для любой концентрации электронов проводимости и учитывающая затухание Ландау, пространственную дисперсию и непараболичность поверхности Ферми зоны проводимости. На основе предложенного подхода проведен количественный анализ спектров КРС в легированных с помощью имплантации ионов  $Si^+$  и последующего отжига пленках  $GaAs$ .

*Методика эксперимента.* Для приготовления образцов ионы  $Si$  с энергией 140 кэВ имплантировали в полуизолирующий  $GaAs$  ( $n < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) с ориентацией (100) в интервале доз  $10^{13} - 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Плотность тока при имплантации не превышала  $30 \text{ нА/см}^2$ , что уменьшало возможность неконтролируемого нагрева образца. Послеимплантационный термический отжиг проводился под защитным покрытием нитрида кремния в атмосфере водорода при температуре  $900^\circ\text{C}$  в течение 20 минут. Спектры КР регистрировались на автоматизированном КР спектрометре в геометрии обратного рассеяния  $X(YZ)\bar{X}$ . В качестве источника возбуждающего излучения использовался аргоновый лазер с длиной волны 514.5 нм. Во избежание нагрева образцов мощность возбуждающего излучения не превышала 100 мВт. Спектральная ширина щели составляла  $2 \text{ см}^{-1}$ .

*Экспериментальные результаты и их обсуждение.* На рис. 1 приведены спектры КРС имплантированных образцов после термического отжига. Как видно из рисунка, для образца с максимальной дозой имплантации в спектре обнаруживается слабый ЛО максимум, интенсивность которого сравнима с интенсивностью запрещенной ТО компоненты, а также широкие полосы в области частот 280 и  $510 \text{ см}^{-1}$ , обозначаемые в дальнейшем  $L_-$  и  $L_+$ . Следует отметить, что частота и ширина ЛО-компоненты в пределах ошибок эксперимента соответствует параметрам линии КРС монокристалла до имплантации. Это свидетельствует о восстановлении кристаллической структуры имплантированного слоя после проведения термического отжига.

При уменьшении дозы имплантации частота моды  $L_+$  перемещается в область ЛО-компоненты, интенсивность которой возрастает. Изменения в спектре отожженных образцов могут быть объяснены восстановлением кристаллической структуры  $GaAs$  и электрической активацией внедренной примеси в результате термического отжига. Взаимодействие флуктуаций зарядовой плотности образовавшихся свободных носителей с макроскопическим электрическим полем ЛО колебаний кристаллической решетки приводит к образованию связанных плазмон-фононных мод  $L_-$  и  $L_+$ , частоты которых зависят от концентрации свободных носителей.

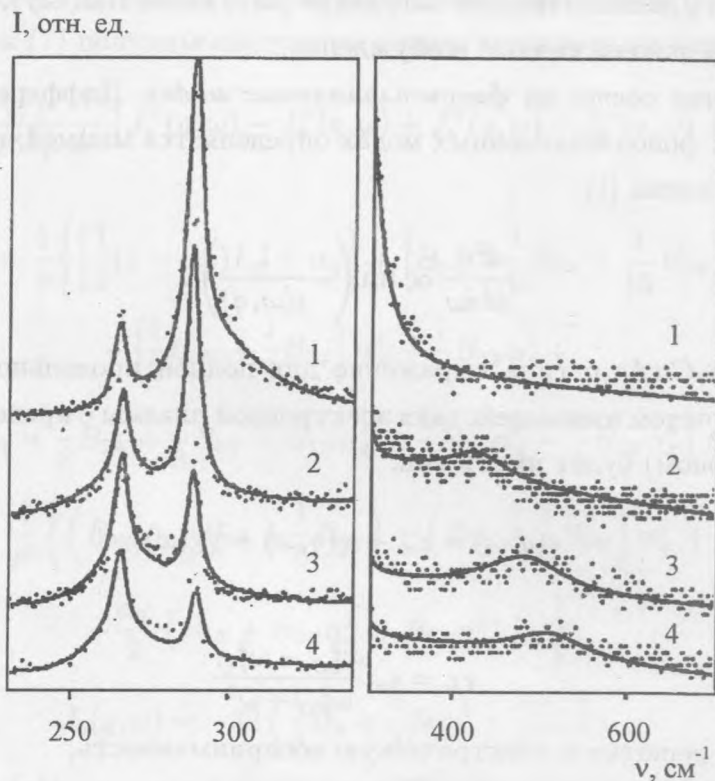


Рис. 1. Спектры КРС GaAs, имплантированного ионами  $Si^+$  с энергией 140 кэВ после термического отжига. Дозы имплантации ( $см^{-2}$ ): 1 -  $10^{13}$ , 2 -  $5 \cdot 10^{13}$ , 3 -  $10^{14}$ , 4 -  $5 \cdot 10^{14}$ . Сплошные кривые - аппроксимация спектров лоренцианами.

ЛО максимумы на рис. 1 обусловлены КРС из области пространственного заряда (ОПЗ), обедненной свободными носителями. Интенсивность ЛО-компоненты определяется толщиной  $d$  ОПЗ [1]:

$$d^2 = \epsilon_0 \Phi_b / 2\pi e^2 n, \quad (2)$$

где  $\Phi_b$  - высота потенциального барьера на поверхности,  $\epsilon_0$  - статическая диэлектрическая проницаемость,  $e$  - заряд электрона.

Увеличение частоты моды  $L_+$  и уменьшение интенсивности ЛО-компоненты (рис. 1) свидетельствуют об увеличении концентрации электронов в приповерхностном слое отожженных образцов с ростом дозы имплантации.

Интересной особенностью спектров является положение моды  $L_-$ , соответствующее области частот между ТО и ЛО фононами, что не может быть объяснено в рамках модели Друде [2]. Действительно, для моды  $L_-$  соотношение (1) не имеет места и она

должна испытывать дополнительное затухание (затухание Ландау); обусловленное распадом плазмона на одночастичные возбуждения.

Теория рассеяния света на фонон-плазмонных модах. Дифференциальное сечение КРС на связанных фонон-плазмонных модах определяется мнимой частью функции диэлектрического отклика [1]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\theta d\omega} \propto \text{Im} \left( -\frac{1}{\epsilon(\omega, q)} \right). \quad (3)$$

Для кристалла *GaAs* *n*-типа выражение для полной продольной диэлектрической проницаемости с учетом взаимодействия электронной плазмы с продольным оптическим фононом (ЛО фононом) будет иметь вид:

$$\epsilon(q, \omega) = \epsilon_\infty + \chi(q, \omega) + \chi_L(\omega), \quad (4)$$

где

$$\chi_L = \epsilon_\infty \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} \quad (5)$$

– вклад полярной решетки в электрическую восприимчивость,

$$\chi(q, \omega) = \frac{(1 + i\Gamma/\omega)[\chi^0(q, \omega + i\Gamma)]}{1 + (i\Gamma/\omega)[\chi^0(q, \omega + i\Gamma)/\chi^0(q, 0)]} \quad (6)$$

– восприимчивость Мермина, учитывающая столкновительное время затухания  $\tau = 1/\Gamma$ ,

$$\chi^0(q, \omega) = \frac{e^2}{2\pi^3 q^2 \epsilon_0} \int \int \int f(k, T) \frac{E(q) - E(k+q)}{(\hbar\omega)^2 - (E(k+q) - E(q))^2} d^3k \quad (7)$$

– восприимчивость Линхарда [1].

Учтем непараболичность зоны проводимости, выбирая зависимость энергии электронов  $E(k)$  от волнового числа  $k$  в виде [3]:

$$E(k) = \frac{\hbar k^2}{2m^*} + A_4 k^4 + A_6 k^6, \quad (8)$$

где  $m^*$  – эффективная масса,  $A_4$  и  $A_6$  – константы, определяющие непараболичность зоны проводимости.

В отличие от работы [3], где выражение (7) вычислено при  $\hbar\omega \gg E(k+q) - E(q)$ , найдем электрическую восприимчивость Линхарда в общем случае. Подставляя выражение (8) в (7) и ограничиваясь низкотемпературным приближением  $T \rightarrow 0$ , когда

функция Ферми  $f(k, T) = 1$ , если  $k < k_F$  и равна нулю в противном случае, для восприимчивости Линхарда (7) получим следующее аналитическое выражение:

$$\chi^0(q, \omega) = \epsilon_\infty \frac{q_{TF}^2}{16k_F^2} \frac{1}{p^2} \left\{ J_1^-(q, \omega) - J_2^-(q, \omega) + J_1^+(q, \omega) - J_2^+(q, \omega) + J_0(q, \omega) \right\}. \quad (9)$$

Здесь:

$$\begin{aligned} J_1^\mp(q, \omega) &= \frac{1}{p} \left\{ \left[ \frac{1}{2}(1 - \alpha_\mp^2) L_\mp + \alpha_\mp \right] + \left[ B_{1\mp} + \frac{1}{6} B_{2\mp} + \frac{1}{15} B_{3\mp} \right] \alpha_\mp + \right. \\ &\quad \left. + \left[ \frac{1}{2} B_{2\mp} + \frac{1}{9} B_{3\mp} \right] \alpha_\mp^3 + \frac{1}{3} B_{3\mp} \alpha_\mp^5 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \left[ B_{1\mp} + \frac{1}{2} B_{2\mp} + \frac{1}{3} B_{3\mp} - B_{1\mp} \alpha_\mp^2 - \frac{1}{2} B_{2\mp} \alpha_\mp^4 - \frac{1}{3} B_{3\mp} \alpha_\mp^6 \right] L_\mp \right\}; \\ J_2^\mp(q, \omega) &= \frac{1}{p^2} \left\{ \left( B_{4\mp} + \frac{1}{3} B_{5\mp} + \frac{1}{5} B_{6\mp} \right) + \left( B_{5\mp} + \frac{1}{3} B_{6\mp} \right) \alpha_\mp^2 + B_{6\mp} \alpha_\mp^4 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\alpha_\mp}{2} \left( B_{4\mp} + B_{5\mp} \alpha_\mp^2 + B_{6\mp} \alpha_\mp^4 \right) L_\mp \right\}; \\ J_0(q, \omega) &= -32 \left( \frac{1}{3} D_4 + \frac{8}{3} D_6 p^2 + \frac{3}{5} D_6 \right); \end{aligned}$$

где  $p = q/2q_F$ ;  $\beta = \omega/qV_F$ ;  $\alpha_\mp = p \mp \beta$ ;  $L_\mp = \ln \frac{\alpha_\mp + 1}{\alpha_\mp - 1}$ ;  $B_{1\mp} = 16\beta p(\mp D_4 - 6p\beta D_6)$ ;  $B_{2\mp} = -4(D_4 \pm 12p\beta D_6)$ ;  $B_{3\mp} = -6D_6$ ;  $B_{4\mp} = -16p^2\beta^2(D_4 \pm 4p\beta D_6)$ ;  $B_{5\mp} = 8p\beta(\mp D_4 - 6p\beta D_6)$ ;  $B_{6\mp} = \mp 12p\beta D_6$ ;  $D_4 = A_4 \frac{q_F^4}{E_F}$ ;  $D_6 = \frac{A_6 q_F^6}{E_F}$ ;  $E_F = \hbar^2 q_F^2 / m^*$  - энергия Ферми,  $q_{TF} = \sqrt{3}\omega_p / V_F$  - волновой вектор Томаса-Ферми,  $\omega_p = \sqrt{ne^2 / \epsilon_0 \epsilon_\infty m^*}$  - плазменная частота.

Выражение (9) обобщает формулу Рихтера и Новака [3] для функции диэлектрического отклика с учетом непараболичности зоны проводимости и переходит в нее в частном случае (1).

Т а б л и ц а 1

Параметры ФПМ и вычисленные значения концентрации свободных носителей  $n$  и подвижности  $\mu$  в зависимости от дозы имплантации  $\Phi$

$\Phi, 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$\omega^+, \text{ см}^{-1}$	$\Gamma, \text{ см}^{-1}$	$n, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$\mu, \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$
0.1	270	120	0.4	6600
0.5	420	110	1.1	7180
1.0	470	130	1.5	6080
5.0	500	120	1.7	6600

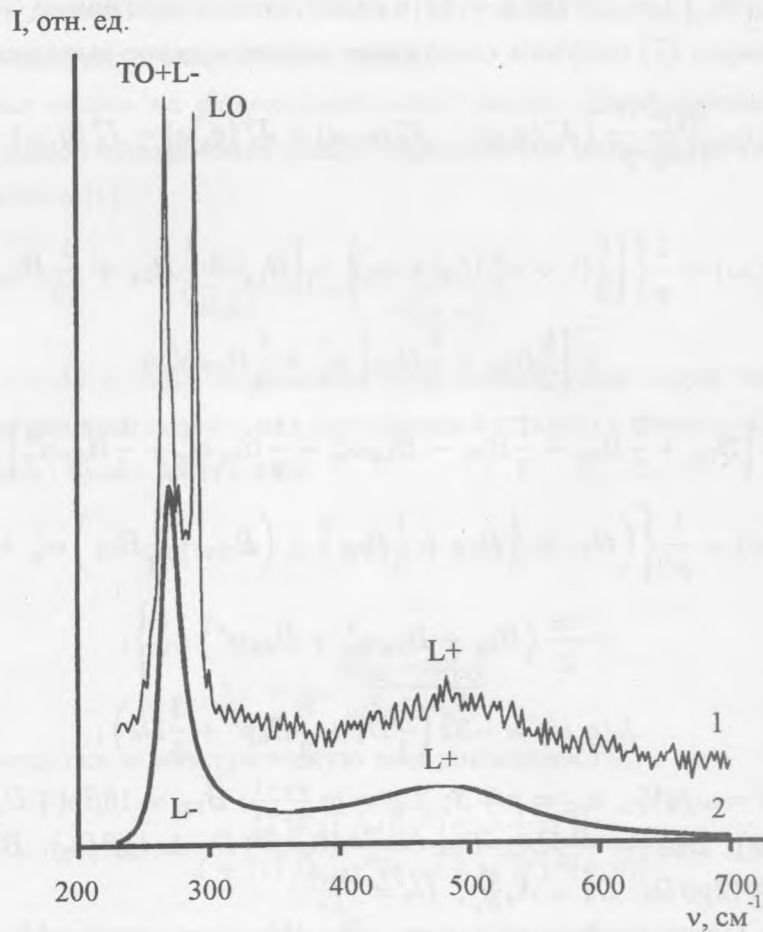


Рис. 2. 1 – спектр КРС GaAs после имплантации ионами Si дозой  $10^{14} \text{ см}^{-2}$  и термического отжига, 2 – рассчитанный по формуле (9) спектр КРС при  $N = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $\Gamma = 120 \text{ см}^{-1}$ .

На рис. 2 представлены результаты расчета по формуле (9) при  $n = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $\Gamma = 120 \text{ см}^{-1}$ . Видно, что результаты расчета в целом верно описывают поведение фонон-плазмонных мод, наблюдаемое в эксперименте. Следует отметить, что в этом приближении предсказывается переход частоты моды  $L_-$  в область частот между  $TO_-$  и  $LO_-$  фононами. Этот экспериментально наблюдаемый факт невозможно объяснить в рамках теории Друде. То, что выражение (3) записано в аналитическом виде, позволяет использовать его в качестве функции, аппроксимирующей экспериментальные результаты. В этом случае параметрами аппроксимации являются такие физические характеристики материала, как концентрация свободных носителей  $n$  и затухание плазмона, связанное с подвижностью носителей заряда  $\mu = e/m^* \Gamma$ . Вычисленные таким образом

значения  $n$  и  $\Gamma$  в зависимости от дозы имплантации приведены в таблице 1. При расчетах использовалось значение  $m^* = 0.0665m_0$  [3]. Следует отметить, что полученные из КРС значения  $\mu$  почти вдвое превышают соответствующие значения холловской подвижности [4].

Таким образом, при комнатной температуре нами обнаружено комбинационное рассеяние света (КРС) на фонон-плазмонных модах (ФПМ) в приповерхностной области ( $< 0.3$  мкм) монокристаллов арсенида галлия, имплантированных ионами  $Si^+$  с энергией 140 кэВ при дозах  $10^{13} - 5 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$  и подвергнутых термическому отжигу. Предложена модель для описания спектра КРС на ФПМ, справедливая для любой концентрации электронов проводимости, учитывающая затухание Ландау, пространственную дисперсию и непараболичность поверхности Ферми зоны проводимости. На основе предложенного подхода проведен количественный анализ процесса электрической активации примеси в ионно-легированном GaAs и получены данные о концентрации и подвижности свободных носителей в приповерхностном слое в зависимости от дозы имплантации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект N 98-02-17659.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Абстрейтер Г., Кардона М., Пинчук А. Рассеяние света в твердых телах, под ред. М. Кардоны и Г. Гюнтеродта, М., Мир, 1986, вып. 4, с. 12.
- [2] Авакянц Л. П., Горелик В. С., Китов И. А., Червяков А. В. ФТТ, **35**, N 5, 1354 (1993).
- [3] Richter W., Nowak U., Jurgensen H., Rossler U. Solid State Comm., **67**, No. 3, 199 (1988).
- [4] Sze S. M., Irvin G. C. Solid State Electronics, **11**, 599 (1969).

Поступила в редакцию 15 декабря 1998 г.