

освещения от 0.13 до 2.4 Вт/см<sup>2</sup> период колебаний уменьшается вплоть до полного исчезновения колебаний. Это свидетельствует о том, что уменьшение наблюдаемых колебаний связано с внутризонными явлениями рекомбинации. Через некоторое время колебания акустоэдс восстанавливаются с сохранением начальной амплитуды акустоэдс. Характер амплитудного затухания акустоэдс и период колебаний зависят от кристаллографической ориентации образца.

Влияние примесей на амплитуду затухания колебаний акустоэдс изучали на слоях, легированных хромом или германием. С помощью акустоэлектронной спектроскопии установлено, что в образцах, легированных хромом, хром встраивается в подрешетку галлия или междоузелья, что подтверждается спектрами ФЛ, в то время как германий встраивается в подрешетку галлия, как показано в работе [4].

Таким образом, в слоях, выращенных из растворов, содержащих от 70 до 95 ат% висмута, наблюдалось аномальное затухание акустоэдс, причем период колебаний и затухание амплитуды акустоэдс зависят от освещения, ориентации подложки и не зависят от введения легирующей примеси. Природа возникновения таких колебаний может быть связана как с введенным Вi в эпитаксиальный слой, так и с перераспределением легирующих и фоновых примесей в слое при наличии Вi в жидкой фазе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Davari B., Das P. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 5. P. 3668—3672.
- [2] Бирюлин Ю. Ф., Голубев Л. В., Новиков С. В., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 949—952.
- [3] Wofls C. M., Stillman G. M., Spears D. L. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 2. P. 732—734.
- [4] Котелевский А. А., Кулюткина Т. Ф., Лисовой Б. В., Марончук И. Е. // Тр. Респ. науч.-тех. совещ. «Функциональные оптоэлектронные элементы и устройства для аппаратуры средств связи». Минск, 1984. С. 86—89.

Херсонский индустриальный институт

Получено 27.06.1988  
Принято к печати 9.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

## АКУСТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ УДЕРЖАНИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННОЙ НЕВЫРОЖДЕННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ

Гусев В. Э., Жданов Б. В.,  
Кузнецов В. И., Петросян Е. Г., Теленков С. А.

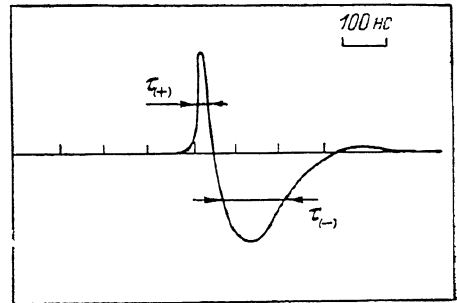
В связи с задачами лазерной обработки полупроводников (в частности, их отжига) внимание исследователей привлекает вопрос о глубинах нагрева кристаллов при поглощении мощных импульсов света вблизи поверхности [1, 2]. При межзонном оптическом воздействии на полупроводники существенную роль играет масштаб пространственной локализации фотовозбужденной электронно-дырочной (ЭД) плазмы, так как он определяет область рекомбинационного нагрева. Неоднократно дискутировался вопрос о том, приводит ли диффузия плазмы к существенному расширению области нагрева [3, 4] либо плазма эффективно удерживается в потенциальной яме, возникающей вблизи поверхности полупроводника из-за пространственно неоднородного повышения температуры [5, 6]. Известны косвенные экспериментальные указания на зажатие ЭД плазмы вблизи поверхности кремния при наносекундных лазерных воздействиях [7]. В работе [6] приведены численные расчеты, показывающие воз-

возможность удержания вблизи поверхности Ge неравновесных носителей, возбуждаемых оптическим излучением с длиной волны  $\lambda \approx 0.53$  мкм (длительность импульсов света  $\tau_L \approx 10$  нс). В настоящей работе приведены результаты оптоакустического эксперимента, свидетельствующие о том, что варизонное поле, возникающее из-за термического сужения ширины запрещенной зоны полупроводника, вызывает локализацию ЭД плазмы, возбуждаемой излучением  $\lambda \approx 1.06$  мкм ( $\tau_L \approx 20$  нс), вблизи поверхности.

Предлагаемый в настоящей работе оптоакустический метод определения глубины  $l_T$  прогрева приповерхностной области полупроводника основывается на том, что профиль акустической волны, возбуждаемой при импульсном лазерном воздействии, содержит информацию о характерном времени  $\tau_T$  остывания нагретой области [8]:

$$\tau_T \sim l_T^2 D_T^{-1}, \quad (1)$$

где  $D_T$  — коэффициент фоновой теплопроводности. Таким образом, экспериментальная регистрация акустических импульсов позволяет определить  $\tau_T$  и с помощью (1) оценить  $l_T$ . Оптоакустическая установка не отличалась от использованной ранее при исследовании лазерной генерации звука в кремнии [9] и так же работала в режиме генерации и приема плоских продольных волн



Характерный вид профиля продольного акустического импульса, возбуждаемого излучением  $\lambda \approx 1.06$  мкм ( $\tau_L \approx 20$  нс).

Положительная фаза соответствует сжатию в звуковой волне.

деформации. На рисунке приведен характерный вид профиля экспериментально наблюдаемых акустических импульсов. Длительность  $\tau_{(+)}$  фазы сжатия определялась длительностью лазерного воздействия ( $\tau_{(+)}$   $\sim \tau_L$ ) в полном соответствии с результатами теоретического анализа [8]. Длительность  $\tau_{(-)}$  фазы разрежения определялась временем остывания области кристалла, нагретой в процессе оптического воздействия ( $\tau_{(-)}$   $\sim \tau_T$ ) [8].

Проведенные измерения показали, что в области интенсивностей  $0.5 \leq I_0 \leq \leq 13$  МВт/см<sup>2</sup> [ $10 \leq (Q = I_0 \tau_L) \leq 250$  мДж/см<sup>2</sup>] оптического воздействия длительность фазы разрежения не изменяется и существенно превосходит длительность фазы сжатия:

$$\tau_{(-)} \approx 140 \text{ нс} \approx \text{const}. \quad (2)$$

Нижняя граница использованных интенсивностей света определялась чувствительностью приемника звука, верхняя — необходимостью расфокусировки лазерного луча для возбуждения плоских акустических волн. Используя экспериментальное значение  $\tau_{(-)}$  (2) и  $D_T \approx 0.35 \text{ T}^{-1} 300 \text{ K} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  [2], мы с помощью (1) получаем оценку глубины области существенного повышения температуры

$$l_T \approx 2.2 (T/300 \text{ K})^{-1/2} \text{ мкм}. \quad (3)$$

Важно подчеркнуть, что так как спектр регистрируемых акустических импульсов ограничен сверху не приемной аппаратурой, а длительностью лазерного воздействия (на уровне  $\tau_L^{-1}$  [8]), то пространственное разрешение  $\Delta l_T$  использованной оптоакустической установки оценивается следующим образом:

$$\Delta l_T \sim \sqrt{D_T \tau_L} \sim 0.84 (T/300 \text{ K})^{-1/2} \text{ мкм}.$$

Согласно (3),  $l_T$  постоянно с точностью до 10 % при рекомбинационных нагревах  $\Delta T = T - 300 \text{ K}$ ; меньших 60 К, что реализуется при интенсивностях оптического воздействия

$$I_0 \leq \rho_0 c_p \Delta T h \nu l_T (1 - R)^{-1} \tau_L^{-1} E^{-1} \approx 3.2 \text{ МВт/см}^2 \equiv I_1 (Q \leq 62 \text{ мДж/см}^2).$$

Для последней оценки мы использовали следующие значения для плотности и теплоемкости Ge:  $\rho_0 \approx 5.3 \text{ г/см}^3$ ,  $c_p \approx 0.3 \text{ Дж/г} \cdot \text{К}$  [2]. Коэффициент отражения  $R$  света с энергией кванта  $h\nu \approx 1.17 \text{ эВ}$  равен  $0.39$  [2],  $E_g \approx 0.66 \text{ эВ}$ . Характерная глубина нагрева в этом режиме малых интенсивностей воздействия  $l_T \approx 2.2 \text{ мкм} \approx \approx \text{const}$  совпадает с результатом численных расчетов [2] для  $8 \leq Q \leq \leq 16 \text{ мДж/см}^2$ . Проанализируем, какими процессами определяется пространственный масштаб области нагрева. Отметим, что  $l_T$  превосходит длину поглощения света  $\alpha^{-1} \approx 0.7 \text{ мкм}$  ( $\alpha \approx 1.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  — коэффициент межзонного поглощения излучения с  $\lambda \approx 1.06 \text{ мкм}$  в Ge [2]). Соответственно время остывания области поглощения  $(\alpha^2 D_T)^{-1}$  на порядок меньше, чем  $\tau_{(-)}$ . Следовательно,  $l_T$  определяется рекомбинационным нагревом. Оценим характерные длины диффузии  $l_D \sim \sqrt{D\tau}$  фотовозбужденной ЭД плазмы, пренебрегая варизонным полем ( $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\tau$  — время объемной рекомбинации неравновесных носителей). В условиях поверхностного поглощения света ( $\alpha^{-1} \leq l_D$ ) рост концентрации неравновесных ЭД пар ограничивается их диффузией в глубь образца и оже-рекомбинацией, скорость которой, в свою очередь, зависит от концентрации носителей [10]:

$$n \sim \frac{1}{l_D} \frac{(1-R)I_0}{h\nu} \tau, \quad \tau \sim \tau_{(-)} \equiv \frac{1}{\gamma n^2}. \quad (4)$$

Здесь  $\gamma$  — константа оже-рекомбинации. Согласно оценкам, в условиях нашего эксперимента  $\tau_{(-)} \ll \tau_{(+)}$ , что указывает [8] на доминирующую роль термоупругого механизма генерации звука. Используя (4), получаем

$$l_D \sim \frac{D^{3/4}}{\gamma^{1/4}} \left( \frac{h\nu}{1-R} \right)^{1/2} \frac{1}{I_0^{1/2}}. \quad (5)$$

Согласно (5), в области интенсивностей  $I_0 \leq 3.2 \text{ МВт/см}^2$   $l_D$  превосходит экспериментально найденное  $l_T$  ( $l_D \geq 3.3 \text{ мкм}$ ). При оценках мы полагали  $D \approx \approx 65 \text{ см}^2/\text{с}$  [11],  $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$  [2]. Соответственно гипотетическое время остывания области, нагретой при безызлучательной рекомбинации свободно диффундирующих носителей, превышает  $300 \text{ пс}$ . Проведенные оценки однозначно указывают на то, что в действительности при малых интенсивностях оптического воздействия ( $I_0 \leq I_1$ ) процесс диффузионного движения не является свободным: плазма эффективно удерживается в слое толщиной  $l_T$  ( $\alpha^{-1} < l_T < l_D$ ) потенциальным рельефом, возникающим из-за неоднородного нагрева кристалла. Заменяя в (4)  $l_D$  на  $l_T$ , получаем следующую оценку для концентрации ЭД плазмы:

$$n \sim (1-R)^{1/2} (l_T h\nu \gamma)^{-1/2} I_0^{1/2}. \quad (6)$$

Соотношение (6) не только правильно описывает экспериментально наблюдаемую функциональную связь  $n \sim I_0^{1/2}$  [12], но и (при  $l_T \approx 2.2 \text{ мкм}$ ) дает количественные оценки, подтверждаемые экспериментом [12] (например,  $n \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при  $Q \approx 25 \text{ мДж/см}^2$ ).

Интересным результатом эксперимента является наблюдение независимости при  $I_0 \leq I_1$  характерной глубины удержания плазмы  $l_T$  от энергии оптического воздействия. По нашему мнению, обнаруженная способность связана с невырожденностью ЭД плазмы при таких уровнях возбуждения [2, 12], в силу чего внутреннее давление  $p$  плазмы (в классическом пределе  $p \sim 2nkT$ ,  $k$  — постоянная Больцмана [13]) меняется с ростом температуры и концентрации, так же как эффективное давление, удерживающее неравновесные носители заряда в варизонном поле, возникающем из-за термического изменения  $E_g$  ( $\sim (\partial E_g / \partial T) nT$  [14],  $(\partial E_g / \partial T) \approx \text{const}$  [6]). Формальным математическим подтверждением является возможность (для невырожденной плазмы в пределе  $l_D > l_T$ ) введения в нелинейное уравнение диффузии пространственного масштаба, не зависящего от характерных значений концентрации и температуры. Последнее определяется специфической структурой выражения для биполярного потока  $j$  частиц невырожденной плазмы [2, 6]

$$j \approx -D [(\partial n / \partial x) + \text{const } nT^{-1} (\partial T / \partial x)].$$

В заключение отметим, что наблюдаемая в эксперименте и при  $I_0 > 3.2$  МВт/см<sup>2</sup> независимость времени  $\tau_{(-)}$  остывания нагретой области от интенсивности воздействия объясняется тем, что уменьшение  $D_T$  с ростом  $T$  компенсируется уменьшением глубины нагрева, которая при  $I_0 \geq 8$  МВт/см<sup>2</sup> определяется расстоянием  $l_D$  диффузии плазмы до рекомбинации (5). Это подтверждается конкретными численными оценками, которые также показали, что увеличение коэффициента диффузии ( $D \sim n^{1/2}$  [11, 13]), связанное с вырождением плазмы при высоких уровнях возбуждения ( $n \sim 1.6 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> при  $I_0 \sim 13$  МВт/см<sup>2</sup>), компенсируется его уменьшением из-за повышения температуры ( $D \sim T^{-3}$ , [2]).

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Meyer J. R., Bartoli F. J., Krueer M. R. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 4. P. 1559—1568.
- [2] Gallant M. I., van Driel H. M. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 4. P. 2133—2146.
- [3] Yoffa E. J. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 1. P. 37—38.
- [4] Combescot M. // Phys. Lett. A. 1981. N 5. V. 85. P. 308—312.
- [5] Wautelet M. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1981. V. 14. P. 881—889.
- [6] Van Driel H. M., Preston J. S., Gallant M. I. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 5. P. 385—387.
- [7] Aydinli A., Lo H. W., Lee M. C., Compaan A. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 46. N 25. P. 1640—1643.
- [8] Гусев В. Э., Петросян Е. Г. // Акуст. ж. 1987. Т. 33. С. 223—232.
- [9] Avanesyan S. M., Gusev V. E., Zheludev N. I. // Appl. Phys. A. 1986. V. 40. N 3. P. 163—166.
- [10] Аванесян С. М., Гусев В. Э., Жданов Б. В., Кузнецов В. И., Теленков С. А. Акуст. ж. 1986. Т. 32. С. 562—564.
- [11] Auston D. H., Shank C. V. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. N 20. P. 1120—1123.
- [12] Preston J. S., van Driel H. M. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 4. P. 1950—1956.
- [13] Combescot M., Bok J. // J. Luminesc. 1985. V. 30. P. 1—17.
- [14] Козловский С. И., Мопн М. Д. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 5. С. 864—867.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Получено 6.07.1988  
Принято к печати 9.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛИТИЯ С РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ В КРЕМНИИ

Заставной А. В., Король В. М.

Обнаружение у лития свойства повышать радиационную стойкость солнечных элементов [1] в результате взаимодействия его с радиационными дефектами (РД) [2] стимулировало проведение широких исследований, направленных на выяснение роли лития в процессах образования и отжига РД в кремнии, с привлечением разнообразных методов: эффекта Холла, ЭПР, ИК поглощения, измерения времени жизни неосновных носителей, фотолюминисценции [3—10]. В настоящей работе для исследования РД в *n*-Si с примесью лития применен высокочувствительный метод DLTS [11]. Ранее [12] этот метод использовался нами для изучения РД в кремнии, легированном натрием.

Исходным материалом служили образцы зонно-плавленного (ЗП) и тигельного (Т) *p*-Si с удельными сопротивлениями 1000 и 70 Ом·см соответственно. Литий вводился термодиффузией из напыленного в вакууме слоя при температуре 380 °С в течение 20 мин. После удаления с поверхности образца остатков лития проводилась разгонка введенной на первой стадии примеси на воздухе при температуре 450 °С в течение 1 ч. Для измерения спектров DLTS на исследуемых образцах изготавливались барьеры Шоттки напылением золотых контактов на химически полированную поверхность. Задним контактом служил: