

Таким образом, в данной работе впервые исследовано поведение плотности состояний двумерного электронного газа в одномерной сверхрешетке на vicinalной поверхности кремния. Установлено, что размытие мини-щели в этих системах не является столкновительным. Сделано предположение, что оно обусловлено неупорядоченностью самого потенциала сверхрешетки. Результаты работы также полезны для анализа кинетических процессов в двумерном газе на высокоиндексных поверхностях полупроводников.

Авторы благодарят М. В. Энтина за указание формулы для расчета плотности состояний и обсуждения, С. И. Дорожкина за обсуждение экспериментальной методики.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Cole T., Lakhani A. A., Stiles P. J. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, N 13, p. 722—725.
- [2] Квон З. Д., Кольцов Б. Б., Неизвестный И. Г., Овсюк В. Н. — Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, в. 11, с. 587—589.
- [3] Гусев Г. М., Квон З. Д., Овсюк В. Н. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, в. 4, с. 177—179.
- [4] Заварицкий Н. В., Квон З. Д. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, в. 2, с. 446—449.
- [5] Kamgar A., Sturge M., Tsui D. C. — Phys. Rev. B, 1980, v. 22, N 2, p. 841—847.
- [6] Smith T. P., Goldenberg B. B., Stiles P. J., Heiblum M. — Phys. Rev. B, 1985, v. 32, N 4, p. 2696—2699.
- [7] Квон З. Д., Неизвестный И. Г., Овсюк В. Н., Ягунова Г. А. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, в. 5, с. 370—373.
- [8] Olshanetsky B. Z., Shklyaev A. A. — Surf. Sci., 1979, v. 82, N 2, p. 445—452.
- [9] Ольшанецкий Б. З., Ржанов А. В. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, в. 5, с. 337—340.

Институт физики полупроводников  
СФ АН СССР  
Новосибирск

Получено 28.03.1988

Принято к печати 11.04.1988

*ФТП, том 22, вып. 9, 1988*

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДЕФЕКТОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ФОТОННОМ ОТЖИГЕ КРЕМНИЯ

Капустин Ю. А., Колокольников Б. М.,  
Свешников А. А., Злобин В. П.

Импульсный фотонный отжиг (ИФО) полупроводниковых материалов некогерентным светом большой мощности и длительностью  $10^{-2}$ — $10^{-1}$  с показал свою перспективность в ряде вопросов физики и техники полупроводников [1, 2]. Однако вопросы дефектообразования при ИФО, и особенно в условиях, исключающих высокотемпературное воздействие, недостаточно полно освещены и разработаны.

В настоящей работе проведено исследование емкостной нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) в кремнии после воздействия ИФО ксеноновыми лампами. Мощность падающего на образец излучения при ИФО рассчитывалась по методике [3] и составляла  $E \sim 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>, а длительность импульса излучения  $(7 \div 16) \cdot 10^{-2}$  с. При таких условиях облучения в исследуемых образцах кремния достигалась практически равномерная по объему температура. Необходимо отметить, что расчетное и экспериментальное значения температуры образцов имели незначительное расхождение.

Облучению подвергались пластины кремния, выращенного по методу Чохрального, *n*- и *p*-типа, легированные соответственно фосфором и бором с концентрацией свободных носителей  $n \approx p \approx 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Перед проведением ИФО поверхность пластин подвергалась химико-механической полировке на глубину не менее 200 мкм с каждой стороны. Окончательная толщина пластин составляла  $\approx 400$  мкм. Проведенный по методике [2] расчет показал, что температура образцов при используемых условиях ИФО возрастала с увеличением длитель-

ности импульса ФО практически линейно со скоростью  $\sim 10^3$  К/с и не превышала 300 °С при длительности ИФО 0.07 с и 550 °С при 0.16 с.

Для проведения исследований НСГУ в образцах после ИФО создавались барьеры Шоттки. Это достигалось путем напыления пленок Al, Ni или Au на поверхность образцов. Дополнительная термообработка при этом не производилась.

Типичные спектры НСГУ после ИФО для *n*-Si приведены на рис. 1. Из рисунка следует, что воздействие импульса излучения длительностью 0.07 с приводит к возникновению максимума в спектре НСГУ (*MIa*), а длительностью 0.16 с — к возникновению *MI* и *MII*. Отжиг в течение 20 мин при 450 К приводит к исчезновению *MI* и *MIa* (кривая 2), а при 650 К — к исчезновению всех максимумов. Энергия термоионизации и сечение захвата электронов для всех максимумов составили: для *MIa*  $E_c - (0.39 \pm 0.15)$  эВ и  $(3.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>; для *MI*  $E_c - (0.4 \pm 0.15)$  эВ и  $(2 \pm 0.5) \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>; для *MII*  $E_c - (0.17 \pm 0.1)$  эВ и  $> 10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

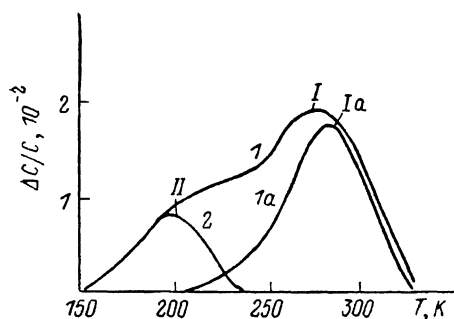


Рис. 1. Спектры НСГУ в *n*-Si после ИФО.

Времена выборки  $t_1 = 9 \cdot 10^{-3}$ ,  $t_2 = 90 \cdot 10^{-3}$  с. Напряжение смещения 5 В. Длительность импульса заполнения 100 мкс.

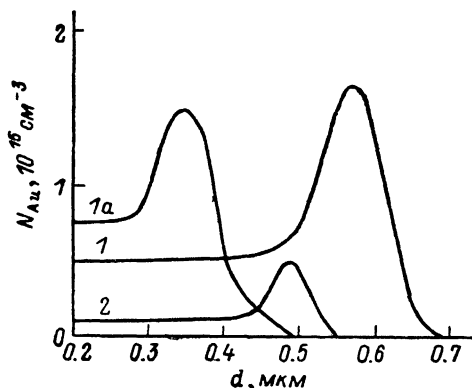


Рис. 2. Профили концентрации *E*- (*Ia*, 1) и *A*-центров (2) в кремнии после ИФО.

Длительность импульса, с: 1, 2 — 0.16, 1a — 0.07.

Из кинетики отжига максимумов *Ia*, *I* и *II* определена энергия диссоциации дефектов, ответственных за появление этих максимумов, которая равна соответственно 1.01, 1.08 и 1.60 ( $\pm 0.10$ ) эВ. Необходимо отметить, что ИФО пластин кремния *p*-типа не приводит к возникновению глубоких уровней.

Полученные данные позволяют надежно идентифицировать ГУ, ответственные за *MI* (*MIa*) и *MII*, как уровни, принадлежащие *E*- и *A*-центрам соответственно (см., например, [4, 5]), образование которых, как известно, происходит с участием первичных дефектов вакансий. На рис. 2 приведены профили концентрации *A*- и *E*-центров в исследованных образцах в зависимости от длительности ИФО, из которого (так же как и из рис. 1) следует, что для образования заметной концентрации *E*-центров требуется меньшая длительность ИФО (0.07 с), чем для образования *A*-центров (0.16 с). Это хорошо согласуется с известным фактом, что сечение захвата вакансий примесным атомом фосфора значительно выше, чем атомом кислорода [5]. Достаточно высокая концентрация образующихся в приповерхностном слое *A*- и *E*-центров (рис. 1, 2) свидетельствует о высокой концентрации вакансий, которые возникают в приповерхностном слое кремния при ИФО. Следует отметить, что образование вакансий происходит атермическим путем, так как температура образца при длительности ИФО 0.07 с не превышает 300 °С, а при 0.16 с — 550 °С. На наш взгляд, наблюдаемое возникновение вакансий происходит за счет снижения пороговой энергии образования вакансий вблизи поверхности образца. Возможно также, что наблюдаемый процесс обусловлен и подпороговыми эффектами. В частности, при большой концентрации неравновесных носителей заряда, возникающей в процессе ИФО, можно ожидать образования вакансий за счет плазменного механизма.

- [1] Хайбуллин И. Б., Смирнов Л. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 4, с. 569—591.  
 [2] Лабунов В. А., Борисенко В. Е., Грибковский В. В. — Зарубежн. электрон. техн., 1983, № 1, с. 3—57.  
 [3] Мозолевская А. Н. — В кн.: Теплофизические и физико-химические процессы в энергетических установках. Минск, 1986, с. 118—122.  
 [4] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 396 с.  
 [5] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 274 с.

Воронежский  
технологический институт

Получено 12.02.1988  
Принято к печати 14.04.1988

ФТП, том 22, выж. 9, 1988

## ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ НА КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ ПОТЕНЦИАЛАХ

Герчиков Л. Г., Соловьев А. В.

Достаточно хорошо изучено внутризонное поглощение света, связанное с электрон-фононным взаимодействием [1-3] и с рассеянием на заряженных примесях [1-5]. Целью настоящей работы является вычисление коэффициента поглощения, связанного с рассеянием на нейтральных примесях, при достаточно низких температурах, когда длина волны электрона много больше характерного размера потенциала примеси  $a_0$ , или, другими словами, величина

$$ka_0 \ll 1, \quad (1)$$

где  $k = \sqrt{2mE}/\hbar$  — квазимпульс электрона,  $E$  — его энергия,  $m$  — эффективная масса. Малость параметра  $ka_0$  является существенной в данной задаче; таким образом, условие (1) определяет область температур  $T$  и частот света  $\omega$ , при которых справедливо последующее рассмотрение. Как будет показано далее, в указанной области  $T$  и  $\omega$  поглощение при рассеянии на короткодействующих потенциалах может доминировать над другими механизмами поглощения. В качестве короткодействующего нейтрального примесного центра могут выступать изоэлектронная примесь, вакансия, а также нейтральный донор при температуре, много меньшей энергии ионизации донора  $E_B$  (при  $E \ll E_B$  рассеяние на нейтральном доноре может быть описано моделью потенциала нулевого радиуса с длиной рассеяния  $a \approx 5a_B$ ,  $a_B$  — эффективный боровский радиус [6]).

Вычисление матричного элемента оптического перехода с поглощением кванта  $\hbar\omega$  по волновым функциям движения электрона в поле примеси в нулевом по  $ka_0$  приближении дает

$$M_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar\epsilon^2}{\omega^3\epsilon}} \frac{2\pi\hbar^2 a}{m^2} \left( \frac{(\mathbf{e}\mathbf{k}')}{1 + ika} - \frac{(\mathbf{e}\mathbf{k})}{1 + ik'a} \right), \quad (2)$$

где  $a$  — длина рассеяния на короткодействующем потенциале,  $\mathbf{e}$  — вектор поляризации света,  $\epsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость (частота света  $\omega$  считается меньше частоты оптических фононов). Основной вклад в матричный элемент (2) дает область расстояний  $r > a_0$ , где волновая функция электрона имеет вид волновой функции модели потенциала нулевого радиуса [6]. Первый член в формуле (2) соответствует рассеянию электрона примесью с последующим поглощением кванта света, второй член — поглощению кванта с последующим рассеянием. Члены, описывающие процессы с рассеянием до и после поглощения кванта, имеют большой порядок малости по  $ka_0$ : при малых