

расстояние между точкой L и потолком валентной зоны, соответствующее в Ge ширине запрещенной зоны, равно ~ 0.7 эВ. В кремнии это расстояние ~ 1.9 эВ [7], т. е. различие в энергиях электронов в точках L в Ge и Si составляет ~ 1.2 эВ. По Бруксу, эта величина должна быть порядка ΔU . Как видно, согласие удовлетворительное, если учесть приближенный характер теории Брукса. Отметим также то, что уменьшение ΔU с ростом Si в матрице следует из представлений модели виртуального кристалла.

Сплавное рассеяние электронов в кристаллах Ge—Si изучалось и в ранней работе [5]. Выделение μ_c из экспериментальных данных μ_e от T производилось также с помощью соотношения (1). При этом принималось, что $\alpha_{\text{Ge-Si}} = \alpha_{\text{Ge}}$ для всех германиеподобных составов. Такой подход привел к зависимости $\mu_c \sim T^{-x}$, где x изменялось от 0.7 до 0.85 для различных составов. Эти закономерности существенно отличаются от теоретической ($\sim T^{-0.5}$) и являются следствием упрощения, связанного с неучетом изменения эффективности фононного рассеяния электронов с составом кристалла.

Таким образом, результаты проведенных исследований подвижности электронов в кристаллах твердых растворов Ge—Si позволяют сделать следующее заключение. Подвижность электронов в германиеподобных кристаллах при сплавном рассеянии $\mu_c \sim T^{-0.5}/\alpha(1-\alpha)$ находится в соответствии с теорией Брукса. Эффективность рассеяния электронов на фононах растет с содержанием кремния в кристалле в соответствии с представлениями модели виртуального кристалла.

Список литературы

- [1] Herman F., Glicksman M., Parmenter R. A. // Prog. in Semicond. 1957. V. 2. P. 2—34.
- [2] Агаев Н. А., Мир-Багиров В. В., Аждаров Г. Х. // Матер. докл. VII координационного совещ. по исследованию и применению твердых растворов [германий—кремний. Баку, 1990. С. 68—73.
- [3] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 558 с.
- [4] Makowski L., Glicksman M. // J. Phys. Chem. Sol. 1973. V. 34. P. 487—492.
- [5] Glicksman M. // Phys. Rev. 1958. V. 111. P. 125—128.
- [6] Аждаров Г. Х. // Автореф. докт. дис. Баку, 1981.
- [7] Cohen M. L., Bergstresser T. K. // Phys. Rev. 1966. V. 141. P. 789—796.

Институт физики АН АзССР
Баку

Получено 10.12.1990
Принято к печати 20.12.1990

ФТП, том 25, вып. 4, 1991

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ 6H-SiC, ОБЛУЧЕННЫХ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Вавилов В. С., Водаков Ю. А., Иванов А. И.,
Мохов Е. Н., Роевков А. Д., Чукичев М. В., Вереничкова Р. Г.

Известно, что облучение полупроводников высокоэнергетичными электронами или γ -квантами создает наиболее простые дефекты. При этом не возникают серьезные структурные нарушения до весьма больших доз облучения, дефектообразование происходит равномерно в слое достаточно большой толщины, т. е. практически во всем объеме полупроводниковых структур. Имеется целый ряд работ по изучению воздействия быстрых электронов на карбид кремния [1—6]. Однако наиболее интересны результаты по люминесценции метастабильного политипа 3C-SiC [3], а работы, посвященные гексагональным политипам [1, 2] и, в частности, 6H-SiC, сделаны на кристаллах, полученных по методу Лели, которые являются только подложечным материалом в современных карбид-кремниевых приборных структурах.

В настоящей работе исследуются особенности люминесценции эпитаксиальных слоев (ЭС), выращенных сублимационным «сэндвич-методом» и облучен-

ных быстрыми электронами, в зависимости от температуры отжига. Кроме того, сделана попытка разделить полосы возникающей «дефектной» люминесценции по их инерционности и в зависимости от уровня возбуждения. Эта методика подробно описана в работе [7]. Использовались ЭС SiC политипа 6H *n*-типа проводимости с $N_D - N_A = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Рост ЭС проводился на подложке SiC при температуре 1700—1900 °С. Образцы облучались быстрыми электронами дозами, обеспечивающими, по оценке методом позитронной спектроскопии [4], концентрацию вакансионных дефектов выше $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Энергия электронов была выше порога дефектообразования (выше 800 кэВ [5]), а температура облучения — близкой к комнатной.

После облучения образцы приобретали люминесценцию с максимумом излучения в зеленой области. Изучались интенсивность ДЛ, ее спектральный состав в зависимости от температуры отжига, которая варьировалась от 100 до 2200 °С. Методика измерения катодолуминесценции (КЛ) аналогична описанной ранее [7]. Спектры КЛ снимались в стационарном и импульсном режимах при скорости генерации электронно-дырочных пар $10^{21} - 10^{26} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. При использовании импульсного режима длительность импульса составляла 0,8 мкс, а частота их следования — 200 Гц. Это позволяло разделить полосы КЛ по инерционности — короче 0,1 и длиннее 1 мкс. Дополнительно измерялась интенсивность фотолуминесценции при 80 К в зеленой области в полосе 530—

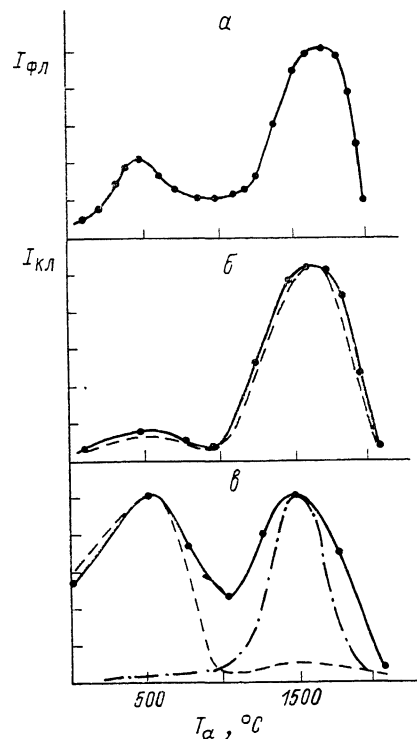


Рис. 1. Зависимость интенсивности люминесценции облученного 6H-SiC от температуры отжига.

a — широкая полоса ФЛ с максимумом в области 5300 Å ($G=10^{19} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$), $T=80 \text{ К}$; *б* — широкая полоса КЛ с максимумом в области 5300 Å и линия $\lambda=4723 \text{ Å}$, стационарный режим ($G=10^{22} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$), $T=4.2 \text{ К}$; *в* — широкая полоса КЛ с максимумом в области 5200 Å и линии $\lambda=4723, 4702 \text{ Å}$, импульсный режим ($G=10^{26} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$).

540 нм при еще меньших уровнях стационарного возбуждения ($G \approx 10^{19} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$) при использовании в качестве источника УФ лампы ДРШ-250. Эта зависимость интенсивности ДЛ (I) от температуры отжига T_a представлена на рис. 1. Видно, что она имеет немонотонный характер. Наблюдаются отчетливо выраженные максимумы излучения кривой $I(T_a)$ при $T_a=400 \div 530$ и $1700 \div 1800 \text{ °С}$ и минимум при $T_a=1000 \div 1100 \text{ °С}$. Подобная зависимость имеет место и для образцов промышленного SiC, выращенного методом Лели, хотя для них характерны более низкие интенсивности и температура полного отжига. Такая картина $I(T_a)$ подтверждается данными по изучению низкотемпературной КЛ (4,2 К), полученными при различных режимах (рис. 1, б, в). Соотношение интенсивностей низко- и высокотемпературного максимумов кривой $I(T_a)$ меняется с ростом уровня возбуждения КЛ. С повышением уровня возбуждения максимум излучения высокотемпературной стадии смещается в сторону повышенных T_a . При этом возрастает сравнительная интенсивность излучения низкотемпературной стадии.

На рис. 2 представлены спектры КЛ ЭС SiC при различных температурах отжига. Спектры КЛ образцов, отожженных при $T_a > 1100 \text{ °С}$, качественно отличаются от тех, для которых температура отжига была ниже. Проведенный анализ показал, что, начиная с $T_a \approx 1100 \text{ °С}$, в спектрах КЛ резко усиливается и начинает преобладать известный спектр типа D_1 , наблюдаемый после высокотемпературного отжига ($T_a > 1300 \text{ °С}$) образцов SiC, облученных различными частицами высоких энергий. Для политипа 6H при $T=4.2 \text{ К}$ он представляет

собой серию бесфоновных линий L_1 , L_2 , L_3 , а также одно- и многофоновных реплик. Последние ответственны за широкую полосу с $\lambda_{\text{max}}=530$ нм. Для образцов, отожженных при более низких $T_a < 1000$ °С, также характерна линей-

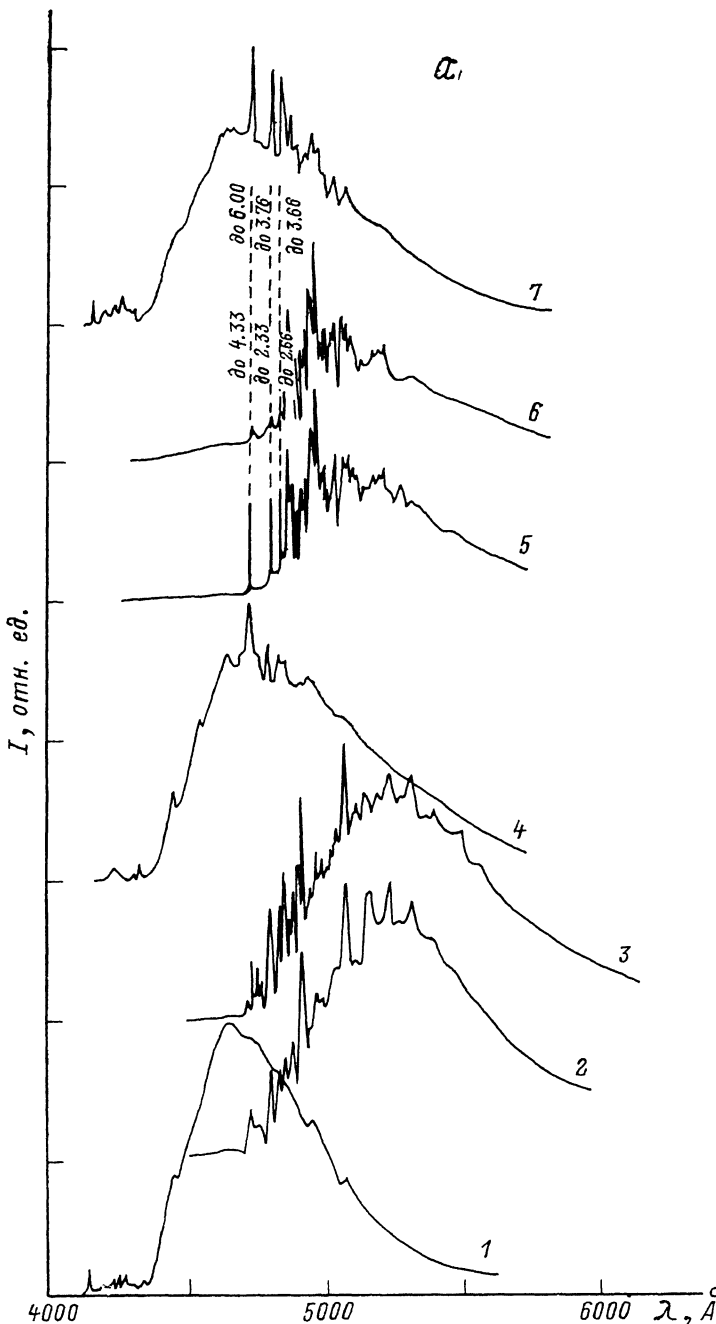


Рис. 2. Спектры КЛ исходного (1) и облученного электронами (2—7) 6H-SiC с последующим изохронным отжигом при разных температурах.

2 — без отжига, 3—7 — отжиг соответственно при $T_a=530, 1030, 1330, 1830, 2030$ °С. а — $G=10^{22}$ $\text{c}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$ (стационарный режим), $\tau \gg 1$ мкс; б — $G=10^{20}$ $\text{c}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$ (импульсный режим), $\tau \leq 0.1$ мкс.

чатая структура, но другого вида и смещенная в сторону меньших энергий. Заметим, что широкополосное излучение и при низких T_a остается в пределах той же зеленой области спектра (520—540 нм), хотя его максимум излучения также незначительно сдвигается в длинноволновую сторону.

Интересны спектры КЛ образцов, отожженных при $T_a = 1030^\circ\text{C}$, отвечающей минимальной интегральной интенсивности ДЛ (рис. 1). При этой температуре спектры, типичные для низкотемпературной стадии отжига (рис. 2, а, б, кривые 2, 3), почти полностью исчезают. При стационарном возбуждении вновь

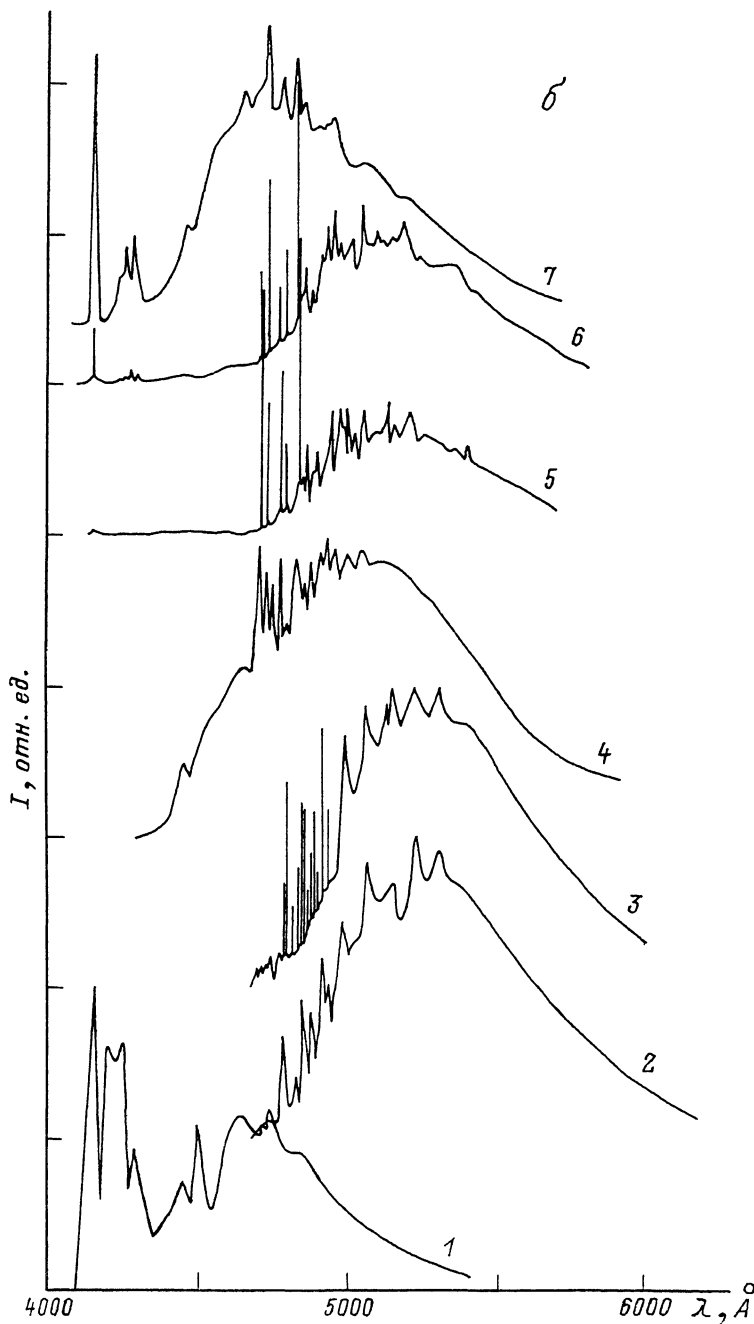


Рис. 2 (продолжение).

проявляется спектр исходного образца (рис. 2, а, кривая 4) с люминесценцией на донорно-акцепторных парах (ДАП) (N—Al), на который наложился спектр типа D_1 , но сильно уширенный.

В спектре при импульсном возбуждении с $\tau < 1$ мкс (рис. 2, б, кривая 4) практически не видна исходная КЛ на свободном экситоне, но хорошо видна ДЛ через центр D_1 , линии которой также уширены. (При импульсном возбужде-

нии исходная КЛ через ДАП не видна из-за ее сублинейности и значительной инерционности).

Затем до температур отжига $\sim 1800^\circ\text{C}$ преобладает люминесценция через центр D_1 как при стационарном, так и при импульсном возбуждении, а при $T_a > 2100^\circ\text{C}$ спектры ДЛ исчезают и восстанавливается исходная КЛ, которая была в образце до облучения электронами.

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о наличии по крайней мере двух групп дефектных центров излучательной рекомбинации с температурами отжига 800 и 1900°C . Возрастание интенсивности излучения при низкотемпературном отжиге, естественно, можно связать с удалением безызлучательных каналов рекомбинации. Действительно, изучение отжиговых характеристик SiC, облученного быстрыми электронами, методом аннигиляции позитронов выявляет эту стадию, которая связывается с отжигом связанных френкелевских пар [4]. Низкотемпературные стадии отжига при $T_a \leq 400^\circ\text{C}$ обнаруживаются также и при изучении подобных образцов методами ЭПР [8] и оптического поглощения [9]. Снижение эффективности ДЛ при $T_a > 600^\circ\text{C}$, очевидно, связано с отжигом дефектных низкотемпературных центров излучательной рекомбинации в зеленой области спектра. Полностью этот тип дефектов отжигается при $T_a \approx 1100^\circ\text{C}$. Его природа пока не ясна. Отметим лишь, что близкая стадия отжига наблюдалась при изучении 3C-SiC и связывалась с дефектом в углеродной субрешетке [8]. Однако то, что уменьшение концентрации центров ДЛ почти не проявляется на отжиговой кривой, полученной методом аннигиляции позитронов, по-видимому, свидетельствует в пользу того, что люминесцентно-активным центром в данном случае является комплекс, включающий в себя подвижные собственные дефекты, например междоузельные атомы.

Отсутствие спектра D_1 в образцах SiC, отожженных при $T_a \leq 1000^\circ\text{C}$, и то, что при $T_a \approx 1100^\circ\text{C}$ начинает восстанавливаться исходная более инерционная полоса КЛ на ДАП, а интенсивность ДЛ типа D_1 еще очень низка (рис. 1, рис. 2, а, кривая 4), скорее всего, указывает на то, что за D_1 ответствен дефектный центр вторичного происхождения, возникающий лишь при сравнительно высоких T_a . Еще одной причиной отсутствия спектра D_1 является наличие в облученных образцах конкурирующих для экситонных полос люминесценции каналов рекомбинации на глубоких центрах. В этой связи следует отметить, что глубокие центры в облученном электронами SiC сохраняются до $T_a \approx 1000^\circ\text{C}$ [6]. Очень вероятно, что входящие в ДАП заряженные центры имеют сечение захвата электронов и дырок больше, чем центры безызлучательной рекомбинации, а каналы экситонной рекомбинации — меньше. В этом случае излучательный канал через ДАП должен быть сильно сублинейным, близким к насыщению, что и наблюдается экспериментально.

В заключение авторы выражают благодарность А. И. Гирке, А. А. Мальцеву за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] Макаров В. В., Петров Н. Н. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 11. С. 3393—3394.
- [2] Patrick L., Choyke W. S. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 8. P. 3253—3259.
- [3] Гейца И. И., Нестеров А. А., Смирнов Л. С. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 3. С. 502—505.
- [4] Гирка А. В., Мокрушин А. Д., Мохов Е. Н., Соколов В. М., Осадчиев В. М., Свирида С. В., Шипкин А. В. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. В. 2. С. 578—589.
- [5] Inui H., Mori M., Fujita H. // Phil. Mag. B. 1990. V. 61. N 1. P. 107—124.
- [6] Ballandowich V. S., Violina G. A. // Crist. Res. Amorp. Mater. 1987. V. 3—4. P. 189—193.
- [7] Водаков Ю. А., Мохов Е. Н., Соколов В. И., Вавилов В. С., Иванов А. И., Чукичев М. В. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 15. В. 15. С. 60—64.
- [8] Balona L. A., Loubser J. H. N. // J. Phys. C. 1970. V. 3. N 11. P. 2344—2351.
- [9] Yasuda K., Takeda M., Masuda H., Yoshida A. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 71. N 2. P. 549—554.