

При увеличении состава $x > 0.42$ решетка приобретает слоистость, которая особенно проявляется в неотожженном образце 2 вдоль плоскости (100). Температура СФП и вся петля гистерезиса смещены в область более высоких температур (рис. 2), СФП не наблюдается при более высокой концентрации НТ.

В данном случае происходит СФП 1-го рода, так что имеет место область метастабильных состояний, где возникают зародыши новой фазы. Их возникновение затруднено стрикционной блокировкой [3, 4], т. е. неоднородной деформацией вблизи зародыша. Величина интервала температур, в котором появились зародыши, но СФП еще не произошел (область гистерезиса), зависит от величины упругих модулей кристалла.

Решеточная часть, которая в данном веществе является основной составляющей МВ, отражает изменение природы химической связи в результате СФП [5]. Для узкощелевых полупроводников изменение решеточной составляющей МВ от состава x и температуры T будет определяться $\chi_{\text{рег}}$ и $\chi_{\text{ос}}$ [6], а также ван-Флековским парамагнитным вкладом $\chi_{\text{ВФ}}$, зависящим от несферичности электронного облака ионов в решетке. Действительно, при понижении концентрации НТ, как видно из рис. 1, происходит увеличение диамагнитного вклада в МВ решетки $\chi_{\text{ос}}$. В двухфазной области $\chi_{\text{рег}}$ определяется эффективным радиусом атомов [5], а уменьшение $\chi_{\text{ос}}$ обусловлено увеличением ширины запрещенной зоны при переходе в орторомбическую структуру ($\chi_{\text{SnSe}} \approx 27.6 \text{ см}^3/\text{г}$ и не зависит от температуры в интервале $77 \div 300 \text{ К}$).

Таким образом, показано, что аномалия МВ — петля гистерезиса имеет место для определенных состава и концентрации НТ, при увеличении концентрации или ограничении степени свободы, по-видимому, исключается сдвиг подрешеток [2], поэтому гистерезис на МВ не наблюдается.

Авторы выражают благодарность Г. В. Лашкареву, В. И. Литвинову и И. М. Раренко за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Шмытко И. М., Кучеренко И. В., Шотов А. П. и др. // ФТТ. 1980. Т. 22. В. 5. С. 1384—1387.
- [2] Серебрянская Н. Р., Кабалкина С. С., Кучеренко И. В. // ФТТ. 1980. Т. 22. В. 11. С. 3465—3466.
- [3] Лифшиц И. М., Гулида Л. С. // ДАН СССР. 1952. Т. 87. В. 3. С. 377—380.
- [4] Нечипоренко И. Н. // ФНТ. 1975. Т. 1. С. 1481—1495.
- [5] Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1974. 1032 с.
- [6] Фальковский Л. А., Бродовой А. В., Лашкарев Г. В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. В. 1. С. 334—348.

Черновицкий государственный университет

Получено 10.06.1988
Принято к печати 28.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

ИЗУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ В p -GaAs, ЛЕГИРОВАННОМ МЕДЬЮ, МЕТОДАМИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Быковский В. Ю., Вовненко В. И., Дмитрук Н. Л.

В последние годы широкое распространение получил метод нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) [1-3], позволяющий получить количественные данные о параметрах глубоких уровней в полупроводниках: коэффициентах захвата носителей тока, их энергетическом положении и концентрации. Представляет интерес применение данного спектроскопического метода

к хорошо изученному ранее другими не столь информативными методами объекту — GaAs, легированному медью [4]. Кроме того, весьма перспективным представляется сочетание метода НСГУ с фотолюминесценцией, позволяющее определить полный энергетический спектр глубоких уровней в таком сложном полупроводнике, каким является *p*-GaAs(Zn, Cu), а также оценить сечения захвата основных и неосновных носителей тока. Это проливает свет на механизм захвата носителей тока на глубокие уровни и природу центров «быстрой» и «медленной» рекомбинации [5] в арсениде галлия.

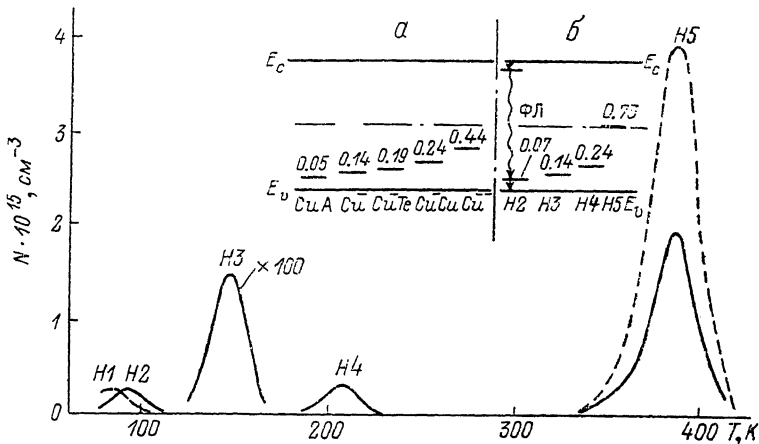


Рис. 1. НСГУ спектры исходного (штрихи) и легированного Cu (сплошная линия) образцов *p*-GaAs (Zn).

На вставках: а) глубокие уровни в GaAs, обусловленные Cu, по данным [4, 8]; б) глубокие уровни, по нашим данным.

Исследовался монокристаллический *p*-GaAs(Zn) с концентрацией дырок $p_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Медь вводилась путем электролитического осаждения на поверхность и последующего отжига образцов при температуре 800 °C в течение 1 ч в вакууме. Используемый нами метод токовой НСГУ, а также методика расчета параметров глубоких уровней описаны в [6]. Для выяснения механизма

Параметры локальных центров в *p*-GaAs(Zn, Cu)

| Уровень | ΔE , эВ | c_p , см ³ /с | c_n , см ³ /с | N , см ⁻³ |
|---------|-----------------|----------------------------|----------------------------|------------------------|
| H1* | 0.03 | $3 \cdot 10^{-9}$ | — | $2 \cdot 10^{14}$ |
| H2** | 0.07 | $2 \cdot 10^{-7}$ | $1 \cdot 10^{-7}$ | $2 \cdot 10^{14}$ |
| H3** | 0.14 | $6 \cdot 10^{-7}$ | $< 6 \cdot 10^{-9}$ | $2 \cdot 10^{13}$ |
| H4** | 0.24 | $5 \cdot 10^{-9}$ | $< 3 \cdot 10^{-10}$ | $3 \cdot 10^{14}$ |
| H5* | 0.73 | $2 \cdot 10^{-6}$ | $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ | $4 \cdot 10^{15}$ |
| H5** | 0.73 | $2 \cdot 10^{-6}$ | $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ | $2 \cdot 10^{15}$ |

Примечание. * Исходные образцы. ** Образцы с медью.

электронных переходов и определения коэффициентов захвата неосновных носителей на тех же кристаллах измерялась фотолюминесценция (ФЛ) при возбуждении He—Ne-лазером.

На рис. 1 представлены НСГУ спектры исходного и содержащего Cu образцов. В исходном *p*-GaAs(Zn) наблюдаются два уровня — H1 и H5, а в содержащем Cu образце — уже четыре: вместо уровня H1 появляются уровень H2, два новых уровня — H3 и H4, а также уровень H5, концентрация которого уменьшается приблизительно вдвое. Параметры наблюдаемых уровней приведены в таблице.

H5 — это хорошо известный уровень EL2 [7], изучением которого занимаются многие исследователи, однако единого мнения относительно его природы пока не существует. С атомами меди связаны уровни H2, H3 и H4. Уровень,

близкий по энергии к $H2$ ($E_r \approx 0.05$ эВ), наблюдал Ширафуджи [8] и связал его проявление с ассоциацией атомов меди с дефектами решетки либо с мелкими акцепторами. Так как $H2$ трансформировался из уровня $H1$, который может быть обусловлен неконтролируемой примесью Si [9] либо Zn [10], возможно, за природу уровня $H2$ ответственны комплексы CuSi или CuZn. $H4$ и $H3$ по своему энергетическому положению совпадают с уровнями, обусловленными комплексами $CuCu^-$ и однозарядными атомами меди Cu^- соответственно [6].

На рис. 2 представлены результаты изучения ФЛ образцов, содержащих Cu. Заметим, что на исходных образцах ФЛ практически не наблюдалась, т. е. выход излучательной рекомбинации составляет менее чем 10^{-5} часть интенсивности возбуждения. Кроме близкравовой полосы излучения, в спектрах ФЛ имеется монос с $h\nu_m = 1.35$ эВ, возникающая вследствие излучательной рекомбинации связанных на мелких донорах неравновесных электронов с дырками на акцепторе Cu_{Ga} [11] и эффективно гасящаяся в диапазоне температур $120 \div$

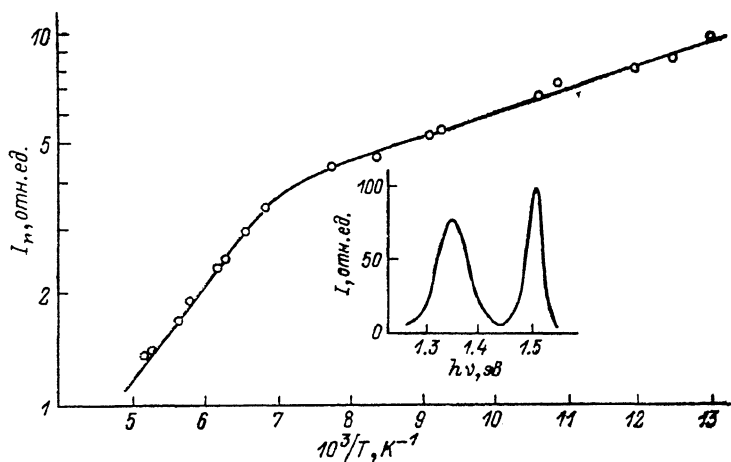


Рис. 2. Температурное гашение полосы ФЛ с $h\nu_m = 1.35$ эВ в p -GaAs (Zn, Cu).
На вставке — спектр ФЛ при $T = 77$ К.

200 К. Энергия активации акцептора (≈ 0.07 эВ), определенная из кривой температурного гашения интенсивности ФЛ, совпадает с энергией активации уровня $H2$ по данным НСГУ. Этот факт, а также то, что уровень $H2$ возникает одновременно с появлением полосы ФЛ с $h\nu_m = 1.35$ эВ, позволяют утверждать, что акцепторы, через которые идет излучательная рекомбинация электронов, обнаруживаются нами в НСГУ измерениях как $H2$ -центры. Сравнение интенсивности излучения с $h\nu_m = 1.35$ эВ с интенсивностью возбуждения позволило оценить коэффициент захвата электронов этим центром, а также уровнями $H3$ и $H4$ (см. таблицу). Действительно, интенсивность фотолюминесценции можно записать в виде $I = \beta g_r L$, где β — внутренний квантовый выход люминесценции (в исследуемых образцах $\beta \approx 1$), L — интенсивность возбуждения, g_r — доля носителей, рекомбинирующих через излучательный r -й канал рекомбинации («медленной»). В случае ФЛ с $h\nu_m = 1.35$ эВ $g_r \approx 10^{-2}$, что свидетельствует о том, что основная часть неравновесных носителей рекомбинирует через безызлучательные s -центры (эффективность рекомбинации $\approx c_{nr} N_s$). Тогда g_r можно записать как

$$g_r \approx c_{nr} N_r / c_{ns} N_s \approx \tau_n c_{nr} \bar{N}_r,$$

где N_r , N_s — концентрации излучательных и безызлучательных центров рекомбинации соответственно, τ_n — время жизни неосновных носителей тока (по нашим оценкам, $\tau_n \approx 10^{-10}$ с). Тогда, зная концентрацию $H2$ -центров из НСГУ измерений, можно определить коэффициент захвата электронов на эти центры c_{nr} .

Аналогичным образом оценивается коэффициент захвата электронов на $H3$ - и $H4$ -центры с учетом того, что излучение через эти центры в эксперименте

не наблюдалось, т. е. для этих центров $g_r \approx 10^{-5}$ (чувствительность установки ФЛ).

Таким образом, проведенные исследования p -GaAs(Zn) позволили впервые оценить коэффициенты захвата как электронов, так и дырок уровнями, связанными с медью, определить характер переходов носителей на глубокие уровни в p -GaAs(Zn). Сравнение коэффициентов захвата электронов и дырок исследуемыми центрами позволяет сделать вывод о том, что центрами фоточувствительности, по-видимому, являются $H3$ ($c_p \gg c_n$), а $H5$ ответственны за «быструю» рекомбинацию (s -центры, $c_p \approx c_n$), т. е. за время жизни неравновесных электронно-дырочных пар.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3029—3032.
- [2] Лебедев А. А., Кузнецов Н. И. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1986. № 1046.
- [3] Кечек А. Г., Кузнецов Н. И., Лебедев А. А. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1986. № 1144.
- [4] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977. 562 с.
- [5] Лапсарев В. Е., Любченко А. В., Шейнкман М. К. Неравновесные процессы в фотопроводниках. Киев, 1981. 261 с.
- [6] Вовняко В. И., Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 1. С. 156—159.
- [7] Георгобиани Н. Н., Тигиняну И. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 3—15.
- [8] Shirafuji J. // J. Phys. Soc. Japan. 1964. V. 19. N 12. P. 2342. 1965. V. 20. N 8. P. 1527.
- [9] Kressel H., Dunse J. U., Nelson H., Hawrilo F. Z. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 3. P. 2006.
- [10] Kendall D. L. // Semiconductors and Semimetals. N. Y., 1968. V. 4. P. 763.
- [11] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Жилиев Ю. В., Морозов Е. Л., Портной Е. Л. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 10. С. 1441—1447.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 29.06.1988
Принято к печати 28.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

ВЛИЯНИЕ ГЕРМАНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ ТЕРМОДОНОРОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ

Дашевский М. Я., Корляков Д. Н.

Изучению влияния изовалентного легирования кремния, в частности легирования его германием, на термодонорный эффект посвящен ряд работ [1-5]. Обнаружено, что введение германия в кремний замедляет кинетику образования термодоноров-1 (ТД-1) при $T=450$ °С [1-4] и уменьшает их максимальную концентрацию [2, 3]. Однако авторами [5] найдено, что легирование германием не влияет на концентрацию ростовых термодоноров в монокристаллах кремния. По-видимому, образцы, исследованные в работах [1-5], различались по содержанию кислорода.

В связи с этим целью настоящей работы явилось изучение влияния легирования германием на кинетику образования и максимальную концентрацию ТД-1 в монокристаллах кремния с различным содержанием кислорода.

Объекты и методики исследования

Объектами исследования служили бездислокационные монокристаллы кремния и кремния, легированного германием ($N_{Ge}=10^{20}$ см⁻³), выращенные в направлении $\langle 111 \rangle$ по методу Чохральского. Концентрации фосфора, кислорода и углерода в ростовых монокристаллах составили $(1-4) \cdot 10^{14}$, $(6-12) \cdot 10^{17}$, $4 \cdot 10^{16}$ см⁻³ соответственно. Исходные образцы были подвергнуты термообра-