

С явлением самовосстановления структуры имплантированного слоя в процессе имплантации малыми плотностями ионного тока следует считаться при выборе режимов и контроле технологического процесса ионного легирования, а установление его закономерностей позволит получить новые данные о перестройке дефектной структуры и взаимодействии радиационных дефектов в материалах электронной техники.

Список литературы

- [1] Гусев Г. М., Стрельцов Л. Н., Старинин К. В., Хайбуллин И. Б. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 6. С. 1191.
- [2] Masanobu M., Takao M., Takasini T. // Japan. J. Appl. Phys. 1978. V. 17. N 5. P. 955—956.
- [3] Żukowski P. W., Kantorow S. B., Maczka D., Stelmach W. F. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 112. P. 695—698.

Белорусский государственный университет
им. В. И. Ленина

Минск

Университет им. М. Кюри-Склодовской
ПНР, Люблин

Получено 2.04.1990

Принято к печати 31.10.1990

ФТП, том 25, вып. 3, 1991

РОЛЬ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПЬЕЗОСПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ЭКСИТОНА, СВЯЗАННОГО НА АКЦЕПТОРЕ Sn В GaAs

Климакова Н. Н., Осипов Е. Б.,
Осипова Н. А., Цветкова Е. В.

В работе [1] были исследованы пьезоспектроскопические характеристики примесной фотолюминесценции арсенида галлия, легированного оловом, вблизи энергии 1.507 эВ. Узкий пик излучения свидетельствует о рекомбинации экситона, связанного на акцепторном центре Sn_{As} . Были изучены изменение с давлением положения линии люминесценции (ее расщепленных компонент), зависимость поляризационного отношения от давления, расщепление линии в магнитном поле и высказано предположение о существовании обменного взаимодействия дырок центра и экситона. Это предположение привлекалось лишь для объяснения наличия в спектре линии рекомбинации возбужденного состояния экситона (с полным моментом дырок $F=2$), отстоящего от основного (с $F=0$) на 1.3 мэВ. Однако детального исследования возбужденного состояния сделано не было. Объяснение экспериментальных данных работы [1] возможно и в предположении, что выполняется правило Хунда, т. е. основным является состояние с полным моментом дырок $F=2$. Поскольку для описания явления насыщения поляризационного отношения с давлением используется эффективная температура, превышающая температуру эксперимента, естественно предположить, что на центры действуют случайные поля, которые отщепляют состояние с проекцией момента дырок $m_F=0$. При этом внешнее магнитное поле расщепляет энергию связанного на акцепторе экситона лишь на два подуровня [1], соответствующих различным ориентациям спина электрона. Поэтому как магнитные, так и пьезоспектроскопические эксперименты [1] могут быть объяснены как в модели основного состояния с $F=0$, так и с $F=2$ (причем для объяснения пьезоспектроскопических измерений не требуется предположений о случайных полях).

Энергия и волновая функция основного состояния двух дырок с учетом обменного взаимодействия в присутствии деформации имеют вид [2]

$$E = E_0 + a \text{Sp} \varepsilon + E', \quad E' = 3/2 \delta - \sqrt{9/4 \delta^2 + b^2 \varepsilon_1^2 + d^2 (\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{yz}^2)}, \quad (1)$$

$$\psi = \frac{1}{N} \left\{ \psi_0^0 + \frac{b \varepsilon_1}{E'} \psi_0^2 - \frac{d (\varepsilon_{xz} - i \varepsilon_{yz})}{\sqrt{2} E'} \psi_1^2 + \frac{d (\varepsilon_{xz} + i \varepsilon_{yz})}{\sqrt{2} E'} \psi_{-1}^2 - \right. \\ \left. - i \frac{d \varepsilon_{xy}}{\sqrt{2} E'} \psi_2^2 + i \frac{d \varepsilon_{xy}}{\sqrt{2} E'} \psi_{-2}^2 \right\}. \quad (2)$$

Здесь ε_{ij} — компоненты тензора деформаций, $\text{Sp} \varepsilon = \sum_i \varepsilon_{ii}$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_{zz} - (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy})/2$, a , b , d — константы деформационного потенциала, 3δ — величина обменного расщепления состояний $F=2$ и $F=0$, E_0 — энергия дырок в отсутствие деформаций, $\psi_m^{2,0}$ — двухчастичные волновые функции состояний $F=2$ и $F=0$. Необходимо отметить нелинейный характер зависимости энергии E от давления, определяемый выражением (1). Обменное взаимодействие перепутывает состояния с различными проекциями дырок, и малые внешние давления не дают до-

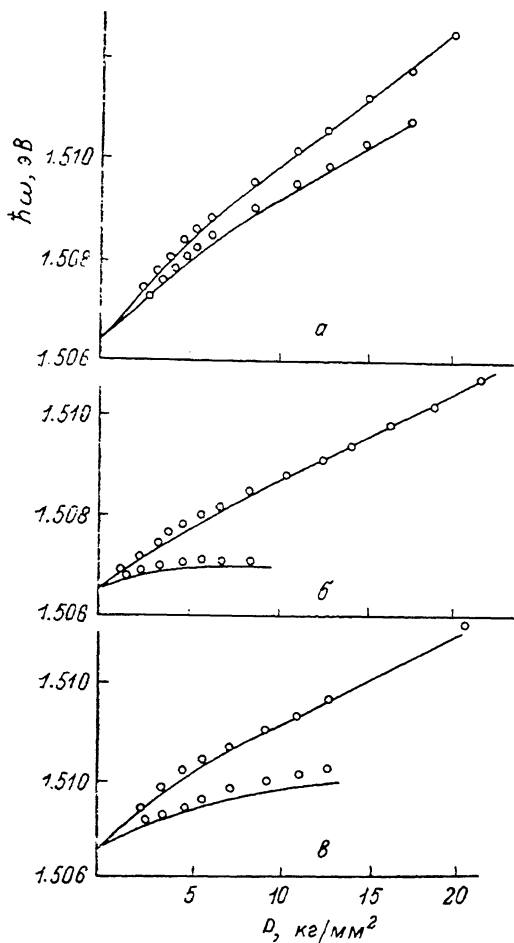


Рис. 1. Расщепление с давлением P линии рекомбинации экситона, связанного на SnAs . Точки — эксперимент [1], сплошные линии — расчет; a — $P \parallel [100]$, b — $P \parallel [111]$, v — $P \parallel [110]$.

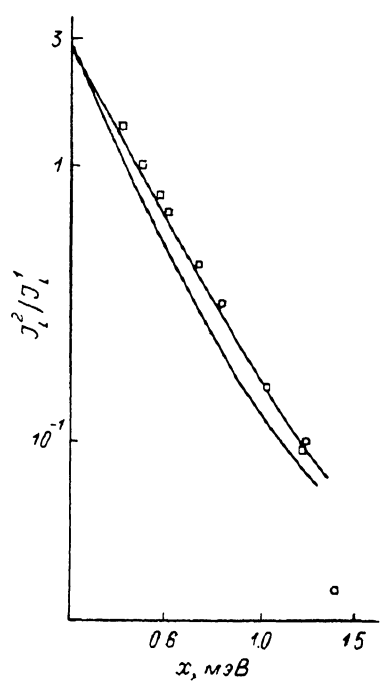


Рис. 2. Зависимость от давления отношения интенсивностей перпендикулярно поляризованных компонент расщепленных линий излучения ($P \parallel [111]$). Точки — эксперимент [1], сплошные линии — расчет; d_1 , эВ: слева — 1.8, справа — 2.1.

полнительного расщепления уровней $F=2$ и $F=0$. Это приводит к смещению с давлением основного уровня только со скоростью, определяемой константой a . При передавливании же обмена движение уровня опять линейно по деформации, но происходит с другой скоростью, определяемой также и константами b ($P \parallel [001]$) или d ($P \parallel [111]$).

В конечном состоянии после излучательной рекомбинации электрона и дырки на центре остается одна дырка, уровень энергии которой расщеплен

внешним давлением. При направлении давления вдоль [001] энергии расщепленных уровней, соответствующих проекциям момента дырки $\pm 1/2$ и $\pm 3/2$ на ось искажения, составляют $\pm b_1 \epsilon_1$ и $E_{1,2} = \pm \sqrt{3} d_1 \epsilon_{xy}$ для направления давления вдоль [111] (b_1 и d_1 — константы деформационного потенциала одной дырки на акцепторе).

Энергия кванта излучения определяется разностью энергий начального двухдырочного (1) и конечного состояний с одной дыркой. Для направления давления $P \parallel [001]$ имеем

$$\hbar\omega = \hbar\omega(0) - \frac{a - a_1}{C_{11} + 2C_{12}} P + \frac{3}{2} \delta - \sqrt{\frac{9}{4} \delta^2 + \left(\frac{bP}{C_{11} - C_{12}}\right)^2} \pm \frac{b_1 P}{C_{11} - C_{12}}, \quad (3)$$

где $\omega(0)$ — частота максимума линии в отсутствие давления. Разные знаки в (3) отвечают двум линиям в спектре излучения, обусловленным переходам из основного состояния в два энергетически расщепленных конечных состояния.

Аналогично для давления вдоль направления [111] имеем

$$\hbar\omega = \hbar\omega(0) - \frac{a - a_1}{C_{11} + 2C_{12}} P + \frac{3}{2} \delta - \sqrt{\frac{9}{4} \delta^2 + \left(\frac{dP}{2\sqrt{3} C_{44}}\right)^2} \pm \frac{d_1 P}{2\sqrt{3} C_{44}}. \quad (4)$$

В работе [1] экспериментально исследовано также положение линий рекомбинационного излучения экситона в зависимости от нагрузки P вдоль направления [110]. Для этого случая получаем формулу, аналогичную (3), с заменой

$$\begin{aligned} \left(\frac{bP}{C_{11} - C_{12}}\right)^2 &\rightarrow \left(\frac{bP}{2(C_{11} - C_{12})}\right)^2 + \left(\frac{dP}{4C_{44}}\right)^2 \quad \text{и} \quad \frac{b_1 P}{C_{11} - C_{12}} \rightarrow \\ &\rightarrow \sqrt{\frac{b_1^2}{4(C_{11} - C_{12})^2} + \frac{d_1^2}{16C_{44}^2}} P. \end{aligned} \quad (5)$$

На рис. 1 изображены расчетные зависимости изменения положений линий излучения с давлением для рассмотренных случаев [формулы (3)–(5)]. Наилучшего согласия с экспериментальными результатами удалось получить при следующих значениях констант деформационного потенциала: $a = -16.2$, $a_1 = -8.0$, $b = -0.5$, $b_1 = -0.195$, $d = -5.2$, $d_1 = -1.8$ эВ ($3\delta = 1.3$ МэВ).

Рассмотренная модель позволяет также объяснить поведение интенсивностей перпендикулярно поляризованных компонент пиков излучения в зависимости от давления. Для расчета интенсивностей линий будем считать, что состояние электрона в экситоне, связанном на акцепторе, описывается функцией s -типа. Определим вероятности переходов W_1^1 и W_1^2 в конечные состояния 1 и 2 для давления $P \parallel [111]$ с испусканием кванта света, поляризованного перпендикулярно направлению внешнего сжатия,

$$W_1^1 = \frac{C_0^2}{12} \left(1 - \sqrt{3} \frac{d\epsilon_{xy}}{E'}\right)^2, \quad W_1^2 = \frac{3C_0^2}{12} \left(1 + \sqrt{3} \frac{d\epsilon_{xy}}{E'}\right)^2. \quad (6)$$

Здесь C_0 — константа, не зависящая от давления и частоты,

$$E' = 3/2\delta - \sqrt{9/4\delta^2 + 3d^2\epsilon_{xy}^2}. \quad (7)$$

На рис. 2 нанесена расчетная зависимость отношения интенсивностей $J_{\perp}^2/J_{\perp}^1 = W_{\perp}^2/W_{\perp}^1$ как функции расщепления однодырочного состояния $x = 2\sqrt{3} d_1 \epsilon_{xy}$ с теми же величинами констант деформационного потенциала, что и на рис. 1 (кривая 1), и для значения $d_1 = -2.1$ эВ (кривая 2).

Таким образом, независимые экспериментальные измерения смещения линий и отношения интенсивностей перпендикулярно поляризованных компонент пиков излучения в зависимости от давления могут быть объяснены в одной модели, учитывающей обменное взаимодействие дырок при связывании на центре Sn_{As} экситона.

Рассмотренные пьезоспектроскопические эксперименты не позволяют, однако, определить, какое из состояний дырок с $F=0$ или $F=2$ является ответ-

ным, так как формулы (3)—(5) и выражения для $J_{\perp}^2/J_{\parallel}^1$ инвариантны по отношению к замене знака константы обменного взаимодействия δ .

Авторы выражают благодарность Н. С. Аверкиеву и А. А. Гуткину за интерес к работе.

Список литературы

- [1] Schairer W., Bimberg D., Kottler W., Cho K., Schmidt M. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 8. P. 3452—3466.
- [2] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 415—420.

Череповецкий государственный педагогический институт им. А. В. Луначарского

Получено 28.09.1990
Принято к печати 31.10.1990

ФТП, том 25, вып. 3, 1991

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ВТОРИЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В *p*-Si ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Емцев В. В., Клингер П. М., Миразизян К. М.

Влияние интенсивности (J) облучения кремния быстрыми электронами на эффективность дефектообразования (η) исследовалось в ряде работ [1—4]. В качестве причин такого влияния указывалась либо зависимость скорости аннигиляции компонентов пар Френкеля от интенсивности (через изменение темпа перезарядок вакансий V и межузельных атомов I) [1], либо зависимость констант реакций дефектно-примесного взаимодействия от величины J [2—4]. Оценки, проведенные в [3], свидетельствуют в пользу второй из указанных возможностей в слабо легированном материале при обычно используемых значениях плотности потока электронов в импульсе. Результаты работы [5], в которой исследовалось влияние интенсивности облучения электронами с энергиями $E=4\div 7$ МэВ на скорость образования A -центров в *n*-Si—Cz, позволили предположить в качестве возможной причины зависимости η (J) радиационно-стимулированное взаимодействие межузельных атомов углерода (образующихся при облучении в результате вытеснения примесных атомов углерода из узлов собственными межузельными атомами) с дефектами вакансионного типа. Представляет интерес аналогичное исследование *p*-Si—Cz. Основным радиационным дефектом, определяющим электрические параметры облученного материала, в этом случае является K -центр, в состав которого входят примесные атомы кислорода и углерода [6, 7]. Кроме того, при облучении *p*-Si—Cz может образоваться дивакансия [6]. Отметим, что исследование зависимостей η (J) при облучении *p*-Si—Cz электронами с энергиями в диапазоне $4\div 6$ МэВ проведено впервые.

Кремний *p*-типа, выращенный по методу Чохральского (*p*-Si—Cz), с концентрацией бора $\sim 4 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (степень компенсации не выше 5 %) подвергался импульсному облучению электронами с энергиями $4\div 6$ МэВ. Частота следования импульсов 200 Гц, длительность импульса ~ 4 мкс. Доза облучения составила $(2\div 5) \cdot 10^{15}$ см⁻², что соответствует линейному участку дозовой зависимости накопления радиационных дефектов. Температура облучения не превышала 50 °С. Температурные зависимости концентрации свободных дырок в диапазоне температур $20\div 300$ К в исходных и облученных образцах исследовались по методике, описанной, например, в [8]. Анализ этих зависимостей на основе уравнения электронейтральности [9] позволяет отдельно определить энергии ионизации и концентрации акцепторных и донорных уровней.

Основные экспериментальные результаты сводятся к следующему.