

- [4] Наркулов А. // ДАН УзССР. 1981. № 8. С. 30—32.
 [5] Барюш П. // Ионная имплантация в полупроводнике и другие материалы. М., 1980. С. 174—183.
 [6] Смушко И. В. // ФММ. 1960. Т. 10. В. 2. С. 313—316.
 [7] Малкович Р. Ш. // ФММ. 1963. Т. 15. В. 6. С. 880—884.
 [8] Гутин А. М., Михайлов А. С., Янгин В. В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 6. С. 941—955.
 [9] Шошли Х. // УФН. 1962. Т. 77. В. 1. С. 161—196.
 [10] Кашионов А. П., Тучкевич В. М., Челноков В. И. // Электронно-дырочные переходы в полупроводниках. Ташкент, 1962. С. 152—176.

Институт ядерной физики АН УзССР
 Улугбек

Получено 9.01.1989
 Принято к печати 3.04.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

БИСТАБИЛЬНЫЕ ДЕФЕКТЫ В GaAs, ВЫРАЩЕННОМ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Брунков П. Н., Конников С. Г.,
 Папенцев М. И., Соболев М. М., Степанова М. Н.

При проведении исследований методом токовой нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) диода с барьером Шоттки Au— n^0 -GaAs, выращенном методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), наблюдался спектр, который зависел от условий охлаждения образца перед проведением измерений: при приложенном к образцу напряжении обратного смещения U_0 или при $U_0=0$ (рис. 1). Переход от одной спектральной характеристики к другой был обратимым. Подобные эффекты в $A^{III}B^V$ впервые наблюдали у радиационно-стимулированного M -центра в InP [1] и связывали их с существованием двух различных конфигураций A и B одного и того же дефекта, разделенных барьерами, с одним и тем же зарядовым состоянием. Конфигурация A обра-

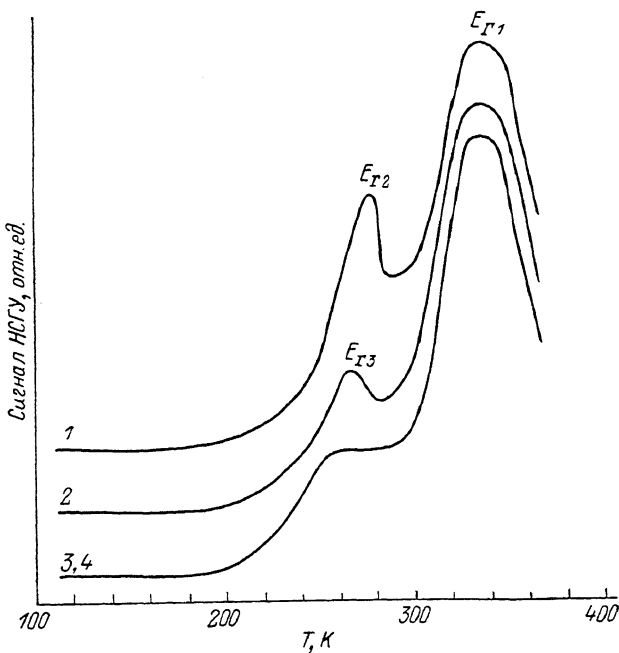


Рис. 1. Спектры НСГУ диода с барьером Шоттки Au— n^0 -GaAs после изохронного отжига в течение 20 мин при $T_0=150$ (1, 2) и 300 К (3, 4).

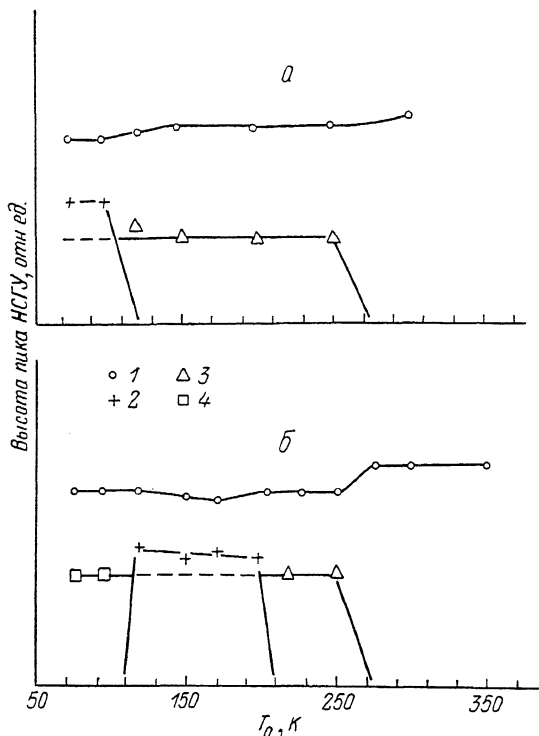
U_0 , В: 1, 3 — 1; 2, 4 — 0. Темп. огня — 1060 $^{\circ}\text{C}^{-1}$.

зовывалась при охлаждении образца с $U_0=0$, когда имелись носители в зоне. Конфигурация B образовывалась при $U_0 \neq 0$. Переход системы в конфигурацию A ограничивался активационным барьером E_a . Для конфигурации B активационный барьер отсутствовал.

Объектами нашего исследования служили нелегированные слои GaAs, полученные методом ЖФЭ из ограниченного объема раствора-расплава в кварцевых контейнерах на p^+ -GaAs: Zn-подложках с концентрацией $p^+ \approx 10^{19}$ см^{-3} . При температуре начала кристаллизации $T_{\text{кр}} = 900-950$ $^{\circ}\text{C}$ происходило обра-

зование $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структур. Бистабильные дефекты с глубокими уровнями исследовались на барьерах Шоттки Au— n^0 -GaAs, которые делались сошлифовыванием и стравливанием подложки и $p^0 - i$ -слоя с последующим напылением Au. Концентрация электронов в n^0 -слое по мере удаления от барьера Шоттки изменялась по толщине (100 мкм) от $8 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$.

В спектрах НСГУ диода с барьером Шоттки Au— n^0 -GaAs, измеренных при двух режимах охлаждения — с $U_0=0$ и $U_0 \neq 0$, присутствовал широкий несимметричный пик с длинной затянкой в низкотемпературную область (рис. 1). Определенные из зависимости Аррениуса энергия термической активации глубокого уровня $E_{\Gamma 1} = E_c - 0.81$ эВ и сечение захвата $\sigma_{n1} = 1.2 \cdot 10^{-11}$ см 2 , связанные с этим пиком НСГУ, были близки к значениям для уровня $EL2$. Уровень $E_{\Gamma 1}$ проявлял слабый эффект гашения фотоэмиссии, но не регистрировался инжекцией п светом.



Кроме уровня $E_{\Gamma 1}$, при охлаждении с $U_0=0$ наблюдалось еще четыре уровня: $E_{\Gamma 2} = E_c - 0.54$ эВ, $\sigma_{n2} = 6.5 \cdot 10^{-13}$ см 2 ; $E_{\Gamma 3} = E_c - 0.43$ эВ, $\sigma_{n3} = 9.8 \cdot 10^{-14}$ см 2 ; $E_{\Gamma 4} = E_c - 0.31$ эВ, $\sigma_{n4} = 1.1 \cdot 10^{-16}$ см 2 ; $E_{\Gamma 5} = E_c - 0.13$ эВ, $\sigma_{n5} = 2.4 \times 10^{-20}$ см 2 , хотя ранее считалось, что в GaAs, выращенном методом ЖФЭ, за исключением Cr, электронных ловушек не образуется [2]. Аналогичный набор уровней наблюдался только в радиационно облученном GaAs [3-4]. При этом уровень $E_{\Gamma 2}$ оказывается подобным уровню $EL3$, образуемому в объемном GaAs [2]. Природа

Рис. 2. Зависимость высоты пика НСГУ от температуры изохронного отжига T_0 диода с барьером Шоттки Au— n^0 -GaAs.

Уровни: 1 — $E_{\Gamma 1}$, 2 — $E_{\Gamma 2}$, 3 — $E_{\Gamma 3}$, 4 — $E_{\Gamma 4}$.
У_0, В: а — 0, б — 1.

этого уровня до сих пор не ясна, хотя есть предположения, что он принадлежит изолированному дефекту As_{Ga}^+ [5], в то время как уровень $EL2$ — комплексу $As_{Ga} + As_i$ [2-4]. Уровень $E_{\Gamma 3}$ подобен уровню $EL5$, образуемому в процессе роста объемного GaAs [2], но близок по параметрам и уровню $E3$, так же как $E_{\Gamma 4}$ уровню $E2$ [3, 4], которые образуются при радиационном облучении и представляют собой акцепторные уровни, связанные соответственно с изолированной вакансией V_{As} и с парой $V_{As} - As_i$ [2, 4]. Наконец, $E_{\Gamma 4}$ подобен уровню $EL6$ [2]. При охлаждении с $U_0 \neq 0$ также регистрировались уровни $E_{\Gamma 1}$, $E_{\Gamma 2}$, $E_{\Gamma 3}$, $E_{\Gamma 4}$.

Для изучения кинетики конфигурационного преобразования был проведен изохронный отжиг. При охлаждении с $U_0=0$ образец вначале нагревался до $T=385$ К и отжигался в течение 20 мин с $U_0=-1.0$ В, после чего быстро охлаждался до фиксированной температуры изохронного отжига T_0 и отжигался уже при $U_0=0$ в течение 20 мин, затем быстро охлаждался до 77 К. После этого проводились измерения спектров НСГУ. При охлаждении с $U_0 \neq 0$ процесс отжига был аналогичным, но с тем отличием, что при $T=385$ К отжигали с $U_0=0$, а при фиксированном T_0 — с $U_0 \neq 0$. Изохронный отжиг позволил определить пороги по температуре, соответствующие переходу из одной конфигурации в другую (рис. 2). Первый порог находился при $T_0 \approx 110$ К. Уровень E_{Γ} отжигался при охлаждении с $U_0=0$, а появлялся при охлаждении с $U_0 \neq 0$. Порог при $T_0 \approx 110$ К определяется переходом системы из В- в А-конфигурацию

при охлаждении с $U_0=0$ и $A \rightarrow B$ при $U_0 \neq 0$. Для конфигурации A отсутствует термическая эмиссия электронов, проявляющаяся в спектрах НСГУ. Наблюдение такого процесса изохронного отжига связано с тем, что заселение электронов уровня в конфигурации A и соответствующий переход системы в эту конфигурацию возможны лишь при температурах, достаточных для преодоления электронами потенциального барьера E_c [1]. Заполнение электронами уровня в конфигурации B становится предпочтительным при более низких температурах. При $T_0 \approx 200-250$ К происходят отжиг всех низкотемпературных уровней и рост сигнала, связанного с уровнем $EL2$, независимо от условий охлаждения. Наблюдаемые превращения спектра НСГУ (рис. 1) при изохронном отжиге в этом диапазоне температур могут быть связаны с наличием дефекта $EL2$ в окружении кластера близко расположенных и взаимодействующих дефектов, имеющих более мелкие уровни с перекрывающимися волновыми функциями и возможными многофононными туннельными переходами, значительно изменяющими электрические и оптические свойства дефекта $EL2$. Это в свою очередь может привести к сдвигу и уширению пика НСГУ уровня $EL2$, а также к исчезновению эффекта фотогашения [2, 3]. Такой взаимодействующий кластер в нашем случае, по-видимому, находится в двух устойчивых конфигурациях: с несколькими уровнями и с одним, подобным уровню $EL2$. Конфигурация с одним уровнем $EL2$, расположенным посередине запрещенной зоны, характеризуется наличием потенциального барьера $E_c > E_g$, препятствующего переходу электронов в другую конфигурацию при $T_0 > 200-250$ К.

Таким образом, установлено, что в нелегированном GaAs, выращенном методом ЖФЭ при температуре начала кристаллизации $T_{н.кр} = 900-950$ °С, происходит образование кластера взаимодействующих дефектов, проявляющих эффект бистабильности и содержащих дефект, подобный $EL2$.

Список литературы

- [1] Stavola M., Levinson M., Benton J. L., Kimerling L. C. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 2. P. 832—839.
- [2] Bourgoin J. C., von Bardeleben H. J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 9. P. R65—R91.
- [3] Guillot G. // Rev. Phys. Appl. 1988. V. 23. N 5. P. 833—846.
- [4] Makram-Ebeid Sh., Boher P. // Rev. Phys. Appl. 1988. V. 23. N 5. P. 847—862.
- [5] Martin G. M., Terriac P., Makram-Ebeid Sh., Guillot G., Gavand M. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. N 1. P. 61—63.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 1.02.1989
Принято к печати 13.04.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭКСИТОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА ПОЛУПРОВОДНИКА

Неркарян Х. В.

Вопрос об усилении электромагнитного излучения в экситонной области спектра полупроводника, по-видимому, впервые обсуждался в работе [1]. Не конкретизируя ситуацию, автор отмечал, что усиление может иметь место в случае, если частотные области излучения и поглощения сдвинуты относительно друг друга. В работе [2] обсуждалась возможность усиления электромагнитной волны в условиях бозе-конденсации биэкситонов. Однако трудности, возникающие при создании бозе-конденсированного состояния биэкситонов, заметно осложняют осуществление такого эксперимента. В настоящей работе будет показано, что усиление возможно также в газовой смеси, состоящей из экситонов и биэкситонов, которая находится в тепловом равновесии и опи-