

# Оптические свойства легированных кремнием слоев GaAs (100), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

© В.Г. Мокеров, Ю.В. Федоров, А.В. Гук, Г.Б. Галиев, В.А. Страхов, Н.Г. Яременко

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
113907 Москва, Россия

(Получена 9 февраля 1998 г. Принята к печати 17 марта 1998 г.)

Исследованы спектры фотолюминесценции нелегированных и легированных кремнием слоев GaAs (100) при  $T = 77$  К. Выявлено, что наряду с  $B$ -полосой, соответствующей межзонной излучательной рекомбинации, в спектрах легированных слоев наблюдается так называемая Si-полоса, расположенная вблизи  $h\nu \simeq 1.4$  эВ, а в многослойных  $\delta$ -легированных структурах в области  $h\nu \simeq 1.47 \div 1.48$  эВ дополнительно появляется полоса, обозначенная здесь как  $\delta$ -полоса. Изучены зависимости энергетического положения, интенсивности и формы полос фотолюминесценции от дозы легирования  $N_{Si}$ , мощности лазерного возбуждения и температуры. Показано, что Si-полоса обусловлена оптическими переходами между зоной проводимости и глубоким акцепторным уровнем ( $\sim 100$  мэВ), связанным с атомами Si в узлах As. Установлено, что зависимости формы и интенсивности  $\delta$ -полосы от температуры и мощности возбуждения фотолюминесценции оказались идентичными соответствующим зависимостям для  $B$ -полосы. Согласно предложенной интерпретации, проявления  $\delta$ -полосы в спектрах фотолюминесценции связываются с эффектами размерного квантования в  $\delta$ -легированных структурах.

Амфотерное поведение кремния, как легирующей примеси в арсениде галлия, вызывает неослабевающий интерес исследователей этого материала. Показано (см., например [1–8]), что и электрическая активность внедренного кремния, и тип проводимости существенно зависят от методов и режимов выращивания эпитаксиальных слоев. Особенно отчетливо это проявляется при молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), в случае которой механизм встраивания атомов Si в те или иные узлы кристаллической решетки GaAs определяется кратностью свободных химических связей и кинетическими явлениями на поверхности роста [2–8]. Показано [2–5, 7], что при МЛЭ росте на плоскостях (100) и (111)  $B$  атомы Si преимущественно ведут себя как доноры, а на плоскостях (111)  $A$ , в зависимости от условий выращивания, могут проявляться как акцепторное, так и донорное поведение.

Для выяснения природы электронных состояний, связанных с атомами Si и GaAs, широко используются исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) [2–9]. Однако предложенная в литературе интерпретация оптических свойств не всегда является однозначной. Особенно это касается участия в оптических переходах акцепторных уровней, связанных с атомами Si.

Настоящая работа посвящена изучению природы оптических переходов в диапазоне энергий фотонов от 1.3 до 1.6 эВ для однородно- и  $\delta$ -легированных кремнием слоев GaAs с ориентацией (100) на основе исследования спектров ФЛ при различных температурах и мощности возбуждающего лазерного излучения.

## Экспериментальная часть

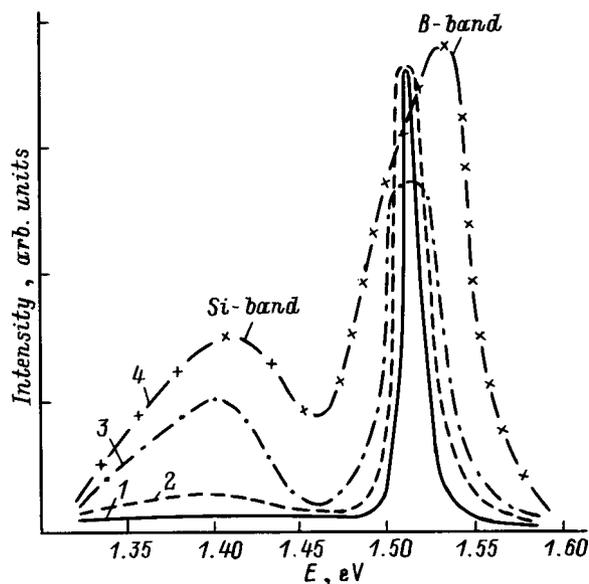
Исследуемые слои выращивались методом МЛЭ на установке МВЕ-32Р фирмы "Riber". В качестве подложек использовались полуизолирующие пластины GaAs с ориентацией (100). Эпитаксиальный рост прово-

дился при температуре подложек ( $T_s$ ) в диапазоне  $570^\circ \div 610^\circ$ С и соотношении потоков мышьяка и галлия  $P_{As}/P_{Ga} = 15 \div 20$ , что соответствует оптимальным условиям для формирования структурно-совершенных и стехиометрических слоев GaAs. Это было подтверждено измерениями электронной подвижности  $\mu_e$  модуляционно-легированных гетероструктур  $N$ -AlGaAs/GaAs, в случае которых  $\mu_e$  при  $T = 77$  К достигала максимального значения ( $\mu_e = 1.7 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с), а при отклонении от соотношения  $P_{As}/P_{Ga} = 15 \div 20$  в ту или иную сторону она уменьшалась из-за генерации дефектов стехиометрии.

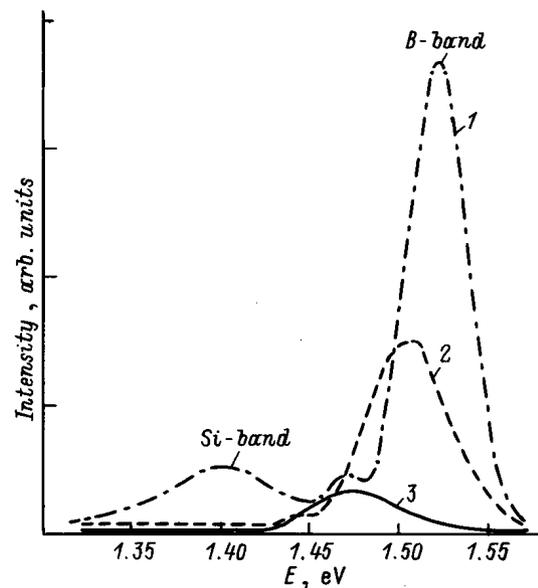
Однородно легированные слои толщиной 0.7  $\div$  1 мкм и с концентрациями  $n = 10^{17}$ ,  $2 \cdot 10^{17}$ ,  $7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и  $1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> выращивались после нелегированного буферного слоя (0.8 мкм) при  $T_s = 610^\circ$ С.  $\delta$ -легированные структуры выращивались при  $T_s = 570^\circ$ С. Они включали: нелегированный буферный слой толщиной 0.8 мкм, три  $\delta$ -слоя с  $N_{Si} = 6 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> и с расстоянием между ними 300 Å, затем нелегированный слой GaAs толщиной 700 Å и 50 Å — легированный слой ( $N = 1.2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Полуширина профиля легирования одного  $\delta$ -слоя, измеренная методом вторично-ионной масс-спектрометрии на установке IMS-4F в режиме наибольшего разрешения, по глубине не превышала 80 Å.

Измерения спектров ФЛ выполнялись в интервале температур  $T$  от 77 до 240 К в диапазоне энергий фотонов от 1.3 до 1.6 эВ. Для возбуждения ФЛ использовался Ar<sup>+</sup>-лазер с длиной волны  $\lambda = 514.5$  нм с максимальной мощностью 850 Вт/см<sup>2</sup>. Концентрация и подвижность носителей тока в исследуемых образцах определялись путем измерения коэффициента Холла.

На рис. 1–3 приведены спектры ФЛ для нелегированного и легированных образцов, измеренные при  $T = 77$  К. Из рисунков видно, что в случае нелегированного образца наблюдается только одна полоса ФЛ с максимумом при  $h\nu = 1.508$  эВ, соответствующая



**Рис. 1.** Спектры ФЛ нелегированных и легированных слоев GaAs (100), измеренные при температуре  $T = 77$  К: 1 — нелегированный образец, 2, 3, 4 — однородно легированные образцы с  $n = 2 \cdot 10^{16}$ ;  $2 \cdot 10^{17}$ ;  $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .



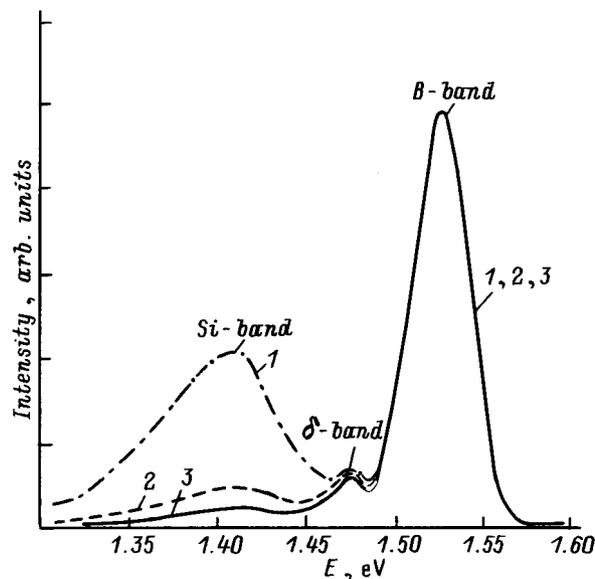
**Рис. 2.** Спектры ФЛ для образца с тремя  $\delta$ -легированными слоями кремния с  $N_{\text{Si}} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  на GaAs (100), измеренные при различных температурах  $T$ , К: 1 — 77, 2 — 150, 3 — 255.

межзонным оптическим переходам в собственном GaAs, обозначенная здесь как  $B$ -полоса. Ее малая ширина  $h\Delta\nu = 5$  мэВ свидетельствует о высоком качестве выращенного слоя, а отсутствие дополнительных линий тоже свидетельствует о низкой концентрации фоновых примесей и дефектов стехиометрии. Легирование кремнием приводит к увеличению ширины  $B$ -полосы и сдвигу ее максимума в сторону больших энергий.

В Si-легированных слоях наряду с  $B$ -полосой возникает полоса ФЛ, расположенная при относительно невысоких концентрациях носителей ( $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) около  $h\nu \approx 1.4$  эВ. Измерения однородно легированных и  $\delta$ -легированных образцов показали (см. рис. 1–3), что эта полоса ФЛ возникает только в слоях, легированных кремнием, и отсутствует в нелегированных слоях. Поэтому она обозначена здесь как Si-полоса. С увеличением дозы легирования Si-полоса, так же, как и  $B$ -полоса, уширяется, и ее максимум сдвигается к большим  $h\nu$ . Следует, однако, отметить, что при идентичных условиях возбуждения ФЛ интенсивность Si-полосы по отношению к  $B$ -полосе в  $\delta$ -легированных структурах всегда оказывается меньше, чем в однородно легированных образцах с той же средней объемной концентрацией кремния. При этом ее низкоэнергетический край в  $\delta$ -легированных структурах располагается при несколько больших  $h\nu$ , чем в однородно легированных слоях.

В спектрах ФЛ  $\delta$ -легированных слоев наряду с  $B$ - и Si-полосами наблюдается дополнительная полоса  $h\nu \approx 1.475$  эВ  $\div$  1.480 эВ (см. рис. 3), обозначенная здесь как  $\delta$ -полоса, интенсивность которой увеличивается с увеличением дозы  $\delta$ -легирования.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости спектров ФЛ  $\delta$ -легированных структур от температуры и мощности



**Рис. 3.** Спектры ФЛ для образца с тремя  $\delta$ -легированными слоями кремния на GaAs (100) при  $T = 77$  К и различной мощности возбуждения  $P$ , Вт/см<sup>2</sup>: 1 — 33, 2 — 340, 3 — 850 (интенсивность полосы  $B$  в максимуме приведена к одинаковому значению для всех спектров).

лазерного возбуждения  $P$ . Из рис. 2 видно, что с повышением температуры происходит ослабление  $B$ -полосы, ее уширение и сдвиг к меньшим  $h\nu$ . Что касается Si-полосы, то она очень быстро ослабляется с ростом температуры и, начиная с  $T = 150$  К и выше, практически исчезает. В то же время  $\delta$ -полоса при изменении температуры ведет себя подобно  $B$ -полосе.

Из рис. 3 следует, что увеличение мощности лазерного возбуждения  $P$  приводит к возрастанию интенсивности всех полос ФЛ, однако, скорость этого возрастания не для всех из них одинакова. Обнаружено, что для  $B$ -полосы и для  $\delta$ -полосы эти скорости равны и их спектральная форма и соотношение интенсивностей не изменяются с увеличением  $P$ . С другой стороны, скорость возрастания Si-полосы по крайней мере на порядок меньше, чем для других полос, что при больших значениях  $P$  приводит к ее относительно слабому ослаблению по сравнению с полосами  $B$  и  $\delta$ .

## Обсуждение результатов

Начнем с рассмотрения зависимости спектров ФЛ от концентрации (или дозы) легирования  $N_{Si}$ . Наблюдаемые здесь, при возрастании  $N_{Si}$ , увеличение ширины  $B$ -полосы и сдвиг ее максимума к большим энергиям  $h\nu$  обусловлены донорным поведением значительной части атомов Si и являются, как известно, следствием проявления 2-х эффектов:

- уменьшением ширины запрещенной зоны  $E_g$  за счет слияния зоны донорных состояний с дном зоны проводимости;
- увеличением степени заполнения зоны проводимости электронами и, соответственно, повышением энергии Ферми  $E_F$ .

Оба эти эффекта приводят к распространению спектрального интервала для межзонных переходов в сторону меньших и больших энергий и, соответственно, к уширению  $B$ -полосы. Второй из них, известный как эффект Бурштейна–Мосса, ответствен за сдвиг высокоэнергетического крыла и максимума  $B$ -полосы к большим  $h\nu$ .

Как уже отмечалось, аналогичные изменения при увеличении дозы легирования  $N_{Si}$  происходят и с Si-полосой. Это непосредственно доказывает, что исходными состояниями для оптических переходов, связанных с Si-полосой, также являются электроны в зоне проводимости, а не донорный уровень, соответствующий вакансии мышьяка, как предполагалось для полосы ФЛ вблизи  $h\nu = 1.37$  эВ для слоев GaAs с ориентацией (111)A, (211)A и (311)A [7,8]. Конечным состоянием для этих оптических переходов, по-видимому является акцепторный уровень, расположенный на 100 мэВ выше потолка валентной зоны. Мы полагаем, что этот глубокий уровень соответствует акцепторному поведению части атомов Si, а именно тех из них, которые занимают узлы As в решетке GaAs. Не исключено, что эти Si-атомы могут также образовать некоторые комплексы с дефектами стехиометрии.

Представленная на рис. 2 температурная зависимость спектров ФЛ в случае  $B$ -полосы хорошо соответствует описанным в литературе закономерностям для межзонных оптических переходов и объясняется температурным уменьшением ширины запрещенной зоны  $E_g$  и увеличением доли безызлучательной рекомбинации за счет

электрон-фононного взаимодействия. С другой стороны, более сильное ослабление Si-полосы и ее исчезновение при повышении температуры, естественно, объясняется термической ионизацией дырок с обсуждаемого здесь акцепторного уровня.

Наблюдаемые сильные различия зависимостей интенсивности ФЛ от мощности лазерного возбуждения для  $B$ -полосы и Si-полосы (рис. 3) могут быть объяснены существенной разницей в плотности дырочных состояний, участвующих в этих оптических переходах. В первом случае ( $B$ -полоса) мы имеем дело с собственными оптическими переходами и, соответственно, с дырками в валентной зоне, плотность которых на несколько порядков выше, чем концентрация дырок на акцепторном уровне во втором случае (Si-полоса). Поэтому при достаточно большой плотности потока возбуждающих фотонов (сравнимых и превышающих концентрацию атомов Si в акцепторных состояниях) возрастание интенсивности Si-полосы должно замедляться, а затем должно наблюдаться насыщение, тогда как интенсивность  $B$ -полосы ФЛ будет по-прежнему возрастать.

Достаточно необычным, при сравнении с Si-полосой, выглядит поведение  $\delta$ -полосы, присутствующей в  $\delta$ -легированных структурах. Поскольку эта полоса расположена по энергии выше Si-полосы, но ниже  $B$ -полосы (т.е. при  $h\nu < E_g$ ), она может быть формально приписана оптическим переходам с участием одного или нескольких уровней в запрещенной зоне, причем более мелких, чем акцепторный уровень Si. Однако в таком случае следовало бы ожидать еще более сильного ее ослабления с температурой, чем Si-полосы, а также — эффекта насыщения на зависимости ее интенсивности от мощности возбуждения ФЛ. Вместо этого поведение  $\delta$ -полосы с увеличением и температуры, и мощности возбуждения ФЛ оказалось идентичным поведению  $B$ -полосы и поэтому ее, так же, как и  $B$ -полосу, следует отнести к межзонным оптическим переходам. Возможно, что  $\delta$ -полоса обусловлена эффектами размерного квантования в узких  $V$ -образных потенциальных ямах в  $\delta$ -легированных структурах. А именно, она может быть обусловлена излучательной рекомбинацией между электронами одной из двумерных квантовых подзон  $V$ -образных потенциальных ям в  $\delta$ -слоях с дырками в максимумах валентной зоны, формируемых между  $\delta$ -слоями. Возможно, что с этими эффектами связаны также и некоторые различия в интенсивности и форме Si-полосы в  $\delta$ -легированных структурах по сравнению с однородно-легированными слоями.

## Заключение

Таким образом проведенные исследования спектров ФЛ нелегированных и легированных кремнием слоев GaAs при  $T = 77$  К показали, что наряду с  $B$ -полосой, соответствующей межзонной излучательной рекомбинации, в спектрах легированных слоев наблюдается так на-

зывается Si-полоса, расположенная вблизи  $h\nu = 1.4$  эВ при  $N_{\text{Si}} \simeq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а в трехслойных  $\delta$ -легированных структурах в области  $h\nu \simeq 1.47 \div 1.48$  эВ дополнительно появляется полоса, обозначенная здесь как  $\delta$ -полоса. В результате исследования зависимости спектров ФЛ от дозы легирования  $N_{\text{Si}}$ , мощности лазерного возбуждения и температуры установлено, что Si-полоса может быть обусловлена оптическими переходами между зонной проводимости и глубоким акцепторным уровнем ( $\sim 100$  мэВ), связанным с атомами Si в узлах As. В отличие от примесной Si-полосы зависимость  $\delta$ -полосы (также расположенной при  $h\nu < E_g$ ) от температуры и мощности возбуждения ФЛ оказалась идентичной соответствующим зависимостям для  $B$ -полосы. В соответствии с этим мы предполагаем, что  $\delta$ -полоса, как и  $B$ -полоса, также может быть обусловлена межзонными оптическими переходами, но существенно модифицированными в многослойных  $\delta$ -легированных структурах за счет эффектов размерного квантования.

Работа выполнялась при поддержке Министерства науки РФ (программа "Физика твердотельных наноструктур", проект 2-030/4).

## Список литературы

- [1] M. Kondo, C. Akayama, N. Okada, H. Sekiguchi, K. Domen, T. Tanahashi. *J. Appl. Phys.*, **76**, 914 (1994).
- [2] S.S. Bose, B. Lee, M.H. Stilman. *J. Appl. Phys.*, **63**, 743 (1988).
- [3] W.I. Wang, E.E. Mendez, T.S. Kuan, L. Esaki. *J. Appl. Phys. Lett.*, **47**, 826 (1985).
- [4] A. Chin, P. Martin, P. Ho, J. Ballingall, Y. Yu, J. Mazurowski. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 1899 (1991).
- [5] Y. Okano, H. Seto, H. Katakama, S. Sichine, I. Fujimoto, J. Suzuki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**, 151 (1989).
- [6] S. Subbana, H. Kroemer, J. Merz. *J. Appl. Phys.*, **59**, 488 (1986).
- [7] F. Piazza, L. Pavesi, M. Henini, D. Johnston. *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, 1504 (1992).
- [8] L. Pavesi, M. Henini, D. Johnston. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2846 (1995).
- [9] I.C.M. Henning, Y.A.R.R. Kessener, P.M. Koenraad, M.R. Leys, W. van de Vleuten, I.H. Wolter, A.M. Frens. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 1079 (1991).

Редактор В.В. Чалдышев

## Optical properties of Si-doped GaAs (100)-layers grown by molecular beam epitaxy

V.G. Mokerov, Ju.V. Fedorov, A.V. Huck, G.B. Galiev, V.A. Strakhov, N.G. Yaremenko

Institute of Radioengineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
103907 Moscow, Russia

**Abstract** Photoluminescence (PL) spectra of Si-doped GaAs (100) layers have been studied. It is shown that along side with the  $B$ -band corresponding to the band-to-band radiative recombination, another band, so-called Si-band, was observed near  $h\nu = 1.4$  eV. In the case of the multi  $\delta$ -doped layer structure, an additional PL band appears, which is labeled here as  $\delta$ -band. The PL-band dependences on the Si-dopant concentration  $N_{\text{Si}}$ , on the PL excitation power  $P$ , and on the test temperature  $T$  have been studied. It is shown that the Si-band is caused by optical electron transitions between the conduction band and the deep acceptor level ( $\sim 100$  meV), the latter being associated with Si-atoms in As-sites. It is found that the  $P$ - and  $T$ -dependences on the  $\delta$ -band and  $B$ -band are identical. We assume that the presence of the  $\delta$ -band in PL-spectra is caused by a modification of the band-to-band optical transition due to effects of size quantization in  $\delta$ -doped structures.