

В заключение, отвлекаясь от особенностей РСГУ с двухканальным строением интегратором, отметим, что разрешение в спектре РСГУ возрастает одновременно со смещением спектра в область более низких температур. Последнее часто может быть достигнуто регистрацией и обработкой «хвостовой» части кривой перезарядки глубокого центра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [2] Crowell C. R., Aliprhanhi S. // Sol. St. Electron. 1981. V. 24. N 1. P. 25—36.
- [3] Чихрай Е. В., Абдуллин Х. А. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 4. С. 751—753.
- [4] Balasubramanyam N., Kumar V. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 11. P. 6311—6314.
- [5] Варначев А. И., Гордеев Д. М., Ильина О. С., Маров Е. Ю., Шмагин В. Б. // Высококачественные вещества. 1991. № 5. С. 196—200.
- [6] Котина И. М., Курятков В. В., Новиков С. Р., Прокофьева Т. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2165—2168.
- [7] Simoen E. // Acad. Analecta. 1987. V. 49. N 4. P. 135—165.

Институт химии высококачественных веществ РАН
Нижний Новгород

Получено 12.11.1991
Принято к печати 26.12.1991

ФТП, том 25, вып. 5, 1992

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ПОЛОСЫ ИЗЛУЧЕНИЯ (1.23—1.25) эВ В СПЕКТРЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ GaAs<Te>

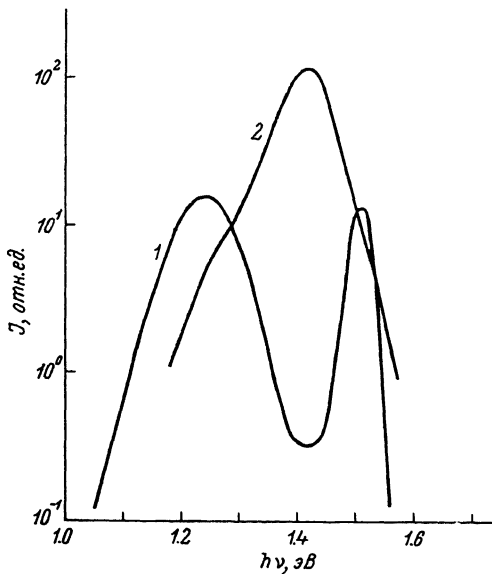
Джумамухамбетов Н. Г., Дмитриев А. Г.

1. Известно [1, 2], что в GaAs<Te> наблюдается широкая полоса излучения с максимумом (1.23—1.25) эВ. Она появляется независимо от того, был ли материал выращен из расплава, газовой фазы либо получен жидкостной эпитаксией. С увеличением концентрации примеси вплоть до 10^{18} см⁻³ интенсивность этого излучения растет по сравнению с краевой люминесценцией. Одними авторами полоса излучения (1.23—1.25) эВ связывается с комплексами галлия типа $V_{Ga} + 3Te$ либо $V_{Ga}Te_{As}$ [1]. Другими предполагается, что излучательный центр включает в себя комплекс мышьяка типа $V_{As} - V_{As}$ [2]. Такие комплексы возникают вследствие образования в GaAs твердых растворов при высоком уровне легирования.

В настоящей работе приводятся дополнительные аргументы, опровергающие гипотезу об определяющей роли V_{As} в образовании полосы излучения (1.23—1.25) эВ. Эти аргументы получены в результате изучения интенсивности излучения люминесценции при целенаправленном изменении концентрации вакансий мышьяка в GaAs при лазерном облучении.

2. В работе изучалась фотолюминесценция при 77 К. Использовались кристаллы GaAs<Te> с концентрацией электронов $(3 \div 6) \cdot 10^{17}$ см⁻³. При комнатной температуре кристаллы подвергались воздействию серии импульсов длительностью 10^{-3} с с длиной волны 1.06 мкм. Энергия лазерного импульса изменялась ступенчато. Режим облучения кристаллов отличался тем, что суммарная плотность энергии изменялась на 4 Дж/см². Для сравнения изучались спектры фотолюминесценции исходных и модифицированных кристаллов.

В спектрах люминесценции исходных кристаллов при 77 К наблюдались две характерные полосы излучения $h\nu_A \approx 1.507$ и $h\nu_B \approx 1.237$ эВ (см. рисунок). Полоса $h\nu_A$ (краевая полоса) связана с переходами неравновесных носителей с мелких донорных уровней кремния в валентную зону [3].



Спектры фотолуминесценции кристаллов GaAs (Te) при 77 К.

1 — до облучения; 2 — после облучения.

3. Обработка кристаллов GaAs серией импульсов с суммарной плотностью энергии меньше 80 Дж/см^2 не приводит к изменению морфологии полированной поверхности. Но вместе с тем в спектрах фотолуминесценции при 77 К происходит уменьшение интенсивности полосы $h\nu_B$.

После воздействия серией импульсов с суммарной плотностью энергии ($80\text{—}92$) Дж/см^2 визуально наблюдается изменение морфологии полированной поверхности кристалла в виде «оплавления» [4]. При этом в спектрах фотолуминесценции при 77 К появляется новая D-полоса с энергией максимума 1.42 эВ, а полосы $h\nu_A$ и $h\nu_B$ слабо заметны на ее склонах (см. рисунок). Интенсивность полосы $h\nu_B$ на 1—2 порядка меньше, чем у исходного кристалла.

Как показал рентгеноструктурный анализ [5], на поверхности кристалла появляются мелкодисперсный Ga и фазы поликристаллического и монокристаллического состояния GaAs. Выделение Ga свидетельствует о разложении соединения и возгонке мышьяка. К тому же, как показали измерения термоэдс, на поверхности происходит инверсия типа проводимости с *n*-типа на *p*-тип, что свидетельствует о преимущественном образовании вакансий мышьяка и их комплексов, концентрация которых составляет $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [5].

Таким образом, целенаправленное увеличение концентрации вакансий мышьяка приводит к уменьшению интенсивности полосы излучения (1.23—1.25) эВ. Следовательно, она не может быть связана с вакансиями мышьяка и их комплексами. Вероятнее всего, как полагают авторы работы [1], эта полоса связана с вакансиями галлия и их комплексами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Logan R. M. // J. Phys. Chem. Sol. 1971. V. 32. P. 1755.
- [2] Kressel H., Nelson H., Hawrylo F., Dunse J. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 4. P. 2006—2011.
- [3] Наследов Д. Н., Царенков Б. В. // Тр. IX Межд. конф. по физике полупроводников. М., 1968.

СТРУКТУРНАЯ СЕТКА $a\text{-Si:H}$, ЛЕГИРОВАННОГО БОРОМ, И ТРАНСПОРТ ДЫРОК

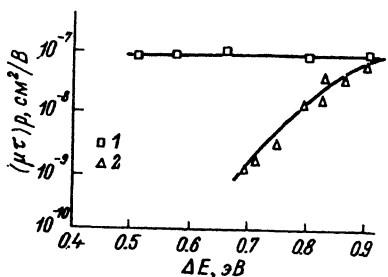
Голикова О. А., Мездрогина М. М., Соколов А. П., Шебанин А. П.

Как известно, для «собственного» $a\text{-Si:H}$ ($\epsilon_c - \epsilon_F \simeq E_g/2$) $(\mu\tau)_p \simeq (\mu\tau)_n$ (произведение подвижности на время жизни дырок и электронов), а при сдвиге уровня Ферми ϵ_F в сторону края s -зоны ϵ_c $(\mu\tau)_n$, определенное из стационарной фотопроводимости, сильно возрастает. В интервале изменения энергии активации электропроводности $\Delta E = (\epsilon_c - \epsilon_F)_{T=0} = 1.0 - 0.5$ эВ $(\mu\tau)_n$ образцов n -типа возрастает примерно на 4 порядка. Это объясняется влиянием перезарядки $D^0 \rightarrow D^-$ (нейтральная и отрицательно заряженная оторванные связи) [1].

Совершенно другая картина наблюдается для $(\mu\tau)_p$ образцов $a\text{-Si:H}$, легированных бором, как из газовой фазы, так и ионной имплантацией [2]. На рис. 1 представлены зависимости $(\mu\tau)_p$ от ΔE , откуда следует, что при легировании из газовой фазы $(\mu\tau)_p$ постоянно, а при легировании ионной имплантацией — падает с увеличением степени легирования (уменьшением ΔE). В то же время по аналогии с $(\mu\tau)_n$ следовало бы ожидать возрастания $(\mu\tau)_p$ за счет перезарядки $D^0 \rightarrow D^+$ (D^+ — положительно заряженная оборванная связь).

В данной работе сделана попытка определить связь $(\mu\tau)_p$ с некоторыми характеристиками структурной сетки $a\text{-Si:H}$. Информацию о них получали, во-первых, на основании спектров комбинационного рассеяния (КРС). Как известно [3], величина отношения амплитуд TA - и TO -полос спектра КРС характеризует степень структурной неупорядоченности на уровне $\geq 4-6$ Å, т. е. средний порядок, а $\Delta\omega_{TO}$ — полуширина TO -полосы — дисперсию углов Si—Si-связей, т. е. ближний порядок. Что касается длин связей Si—Si, то информацию об их изменениях дают сдвиги TO -полосы ω_{TO} [4].

Кроме данных о КРС, рассматриваются также данные о концентрации оборванных Si—Si-связей N_D , полученные на основании результатов исследования дефектного поглощения методом постоянного фототока (СРМ) [2], и данные о содержании водорода в пленках (H, %) и наличии в структурной сетке мостиковых связей В—Н—В, полученные из ИК спектров поглощения (полосы 2000 и 1975 cm^{-1} соответственно).



Перечисленные характеристики структурной сетки $a\text{-Si:H}$, а также величины оптической запрещенной зоны E_g и характеристической энергии Урбаха E_u будут рассмотрены в зависимости от степени легирования ΔE при легировании двумя вышеуказанными методами.

Рис. 1. Зависимость величины $(\mu\tau)_p$ от ΔE для пленок $a\text{-Si:H}$, легированных бором методом ионной имплантации и из газовой фазы.

1 — из газовой фазы, 2 — ионной имплантацией.