

руется угол рассеяния нейтральной частицы, это отличие необходимо принимать во внимание при расчете сечений нейтрализации в лабораторной системе координат. Оценки, проведенные на основании данных работы [3], показывают, что максимумы расчетных кривых должны быть сдвинуты в сторону меньших углов.

Как следует из результатов, полученных в работах [2, 4], форма дифференциальных сечений нейтрализации ионов  $H^-$  при столкновениях с молекулами  $H_2$  весьма мало отличается от случая, когда мишенью являются атомы  $H$ . Этот факт позволяет использовать результаты работы [3] для сопоставления с экспериментальными данными по нейтрализации  $H^-$  на  $H_2$ , при этом для приведения к нужным значениям энергии следует воспользоваться правилами масштабирования углов, предложенными авторами работы [3], и провести калибровку на полные сечения. Результаты соответствующих расчетов, также приведенные на рис. 2, показывают хорошее согласие между экспериментальными зависимостями и кривыми, полученными вышеописанным методом.

Таким образом, в работе измерены дифференциальные по углу сечения упругого рассеяния и рассеяния при нейтрализации быстрых ионов  $H^-$  с энергиями 100 и 200 кэВ, проведено сопоставление полученных результатов с теорией, при энергии 200 кэВ экспериментально показано существование предсказанной теорией особенности в упругом рассеянии ионов  $H^-$ , а также подтверждена необходимость учета различия траекторий атома и центра масс системы атом+удаленный электрон при расчетах сечений нейтрализации быстрых ионов  $H^-$ .

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. Д. Хахаеву, А. Г. Босенко и Я. Е. Штивельману за создание комплекса аппаратуры автоматизации эксперимента и первичной обработки информации.

### Литература

- [1] Дьячков В. А., Зиненко В. И., Казанцев Г. В. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 416—420.
- [2] Lee Y. T., Chen J. C. Y. // Phys. Rev. 1979. Vol. A19. N 2. P. 526—533.
- [3] Genoni T. C., Wright L. A. // J. Phys. B. 1980. Vol. 13. N 2. P. L61—L64.
- [4] Wright L. A., Franz M. R., Genoni T. C. // Phys. Rev. 1985. Vol. A32. N 2. P. 1215—1216.
- [5] Ames L. L. // Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 151. N 3. P. 363—369.
- [6] Горбунов Е. П. // Диагностика плазмы. Вып. 3. М., 1973. С. 358—366.
- [7] Barnet C. F., McDaniel E. W., Gilbody H. B. Atomic data for controlled fusion research. Oak Ridge, 1977. 316 p.
- [8] McDowell M. R. G. // Phys. Rev. 1968. Vol. 175. N 1. P. 189—196.
- [9] Мотт Н., Мессе Г. Теория атомных столкновений. М., 1969. 756 с.

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

Поступило в Редакцию  
5 мая 1988 г.

## ВЛИЯНИЕ ПЕРЕОХЛАЖДЕНИЯ РАСТВОРА-РАСПЛАВА НА ПАРАМЕТРЫ СЛОЕВ $InGaAsP$ ( $\lambda_g=1.3$ мкм)

Л. А. Луполова, А. В. Сырбу, В. П. Яковлев

Полученные в последнее время серьезные достижения в изготовлении высокоэффективных  $InGaAsP/InP$  лазерных гетероструктур ( $\lambda_g=1.3$  мкм) выращиванием из растворов в расплаве [1, 2] определяют необходимость дальнейшего исследования этого процесса, который, как было показано, может конкурировать по предельным параметрам структур с такими изощренными методами выращивания, как молекулярная эпитаксия и газофазное выращивание из металлоорганических соединений. Проведенные ранее исследования жидкофазного роста  $InGaAsP$  с длиной волны краевой люминесценции  $\lambda_g=1.14$  [3, 4] и 1.2 мкм [5] показали, что основные параметры слоев (толщина слоя  $d$ , рассогласование параметров решетки  $\Delta a/a$  и длина волны краевой люминесценции  $\lambda_g$ ) зависят от переохлаждения раствора-расплава  $\Delta T$ , из которого проводится выращивание. Вместе с тем в работе [6] сообщается, что при выращивании  $InGaAsP$  с  $\lambda_g=1.3$  мкм  $\lambda_g$  и  $\Delta a/a$  не зависят от переохлаждения раствора-расплава. Однако этот результат был получен в результате выращивания при постоянной температуре из растворов в расплаве с разным содержанием фосфора. Необходимо отметить, что в про-

цитированных работах [3-6] не были выявлены факторы, определяющие зависимость  $\Delta a/a$  и  $\lambda_g$  от переохлаждения раствора-расплава.

В данной работе выращивание слоев InGaAsP с  $\lambda_g = 1.3$  мкм проводилось из переохлажденных, однофазных растворов-расплавов In—Ga—As—P на подложках InP ориентации (100) при постоянной температуре роста, которая устанавливалась в интервале 641—648 °С. Составы жидкой фазы  $X_{Ga}^l$ ,  $X_{As}^l$  и  $X_P^l$  для трех значений температуры ликвидуса  $T_L = 650$ , 647 и 644 °С были определены экспериментальным путем с использованием в качестве исходных данных значений  $X_{Ga}^l$ ,  $X_{As}^l$  и  $X_P^l$ , полученных из уравнений эмпирических фазовых диаграмм [7]. Точные значения  $X_{Ga}^l$  и  $X_{As}^l$  были определены путем вариации соответствующих исходных значений этих величин в жидкой фазе In—Ga—As—P, из которой проводилось выращивание InGaAsP при переохлаждении (5 °С) до получения  $\lambda_g$  и  $\Delta a/a$  в пределах  $1.3 \pm 0.05$  мкм и 0.05 % соответственно. Точные значения  $X_P^l$  были определены с применением методики растворения подложки InP [8]. Полученные таким образом составы растворов-расплавов для трех значений  $T_L$  приведены в таблице. Значения  $X_{Ga}^l$  и  $X_{As}^l$  для  $T_L = 650$  °С с точностью до 5 % согласуются с соответствующими значениями из работы [9].

Составы жидкой фазы  $X_{Ga}^l$ ,  $X_{As}^l$  и  $X_P^l$  для выращивания слоев InGaAsP ( $\lambda = 1.3$  мкм) с  $T_L = 644$ , 647 и 650 °С

$T_L$ , °С	$X_{Ga}^l$ , ат. %	$X_{As}^l$ , ат. %	$X_P^l$ , ат. %
644	0.928	4.94	0.196
647	0.939	5.06	0.204
650	0.956	5.20	0.215

С использованием значений  $X_{Ga}^l$ ,  $X_{As}^l$  и  $X_P^l$  для  $T_L = 650$  °С была проведена серия процессов выращивания слоев InGaAsP при разных  $\Delta T$ . Для всех случаев время роста  $t$  составляло 600 с. На полученных эпитаксиальных слоях измерялись с применением стандартных методик толщина слоя  $d$ , длина волны краевой люминесценции при 300 К  $\lambda_g$ , рассогласование параметров решетки слоя и подложки  $\Delta a/a$  и составы слоев InGaAsP.

Зависимость  $d(T)$  (рис. 1, кривая 1) является линейной, что характерно для роста InGaAsP из переохлажденного раствора-расплава [3-5]. Согласно [5], зависимость толщины слоя InGaAsP, выращенного при постоянной температуре из переохлажденного раствора-расплава от  $\Delta T$  и  $t$ , можно представить в виде

$$d = K \cdot \Delta T \cdot t^{1/2}, \quad (1)$$

где  $K$  — коэффициент, определяемый параметрами фазового равновесия в системе InGaAsP/InP и коэффициентами диффузии Ga, As и P в In. Из рис. 1 можно легко определить экспериментальную величину коэффициента  $K$ , который равен  $2.2 \cdot 10^{-2}$  мкм · град<sup>-1</sup> · с<sup>-1/2</sup>. Соответствующее значение  $K$ , которое было определено в [5] для случая роста InGaAsP с  $\lambda_g = 1.2$  мкм несколько меньше и равно  $1.68 \cdot 10^{-2}$  мкм · град<sup>-1</sup> · с<sup>-1/2</sup>.

На рис. 1 (кривая 2) также приведена зависимость рассогласования параметров решетки  $\Delta a/a$  ( $\Delta a = a_{InGaAsP} - a$ , где  $a$  — параметр решетки InP,  $a_{InGaAsP}$  — параметр решетки слоя InGaAsP) от  $\Delta T$ . В рассматриваемом диапазоне изменения  $\Delta T$   $\Delta a/a$  имеет отрицательный знак, т. е.  $a_{InGaAsP}$  меньше  $a$ . С увеличением  $\Delta T$   $\Delta a/a$  уменьшается по абсолютной величине, что означает соответствующее увеличение  $a_{InGaAsP}$ . Наклон зависимости  $\Delta a/a$  ( $\Delta T$ ) равен  $2.7 \cdot 10^{-4}$  град<sup>-1</sup>.

Зависимость  $\lambda_g$  от  $\Delta T$  приведена на рис. 2 (кривая 1). Увеличение  $\Delta T$  приводит к линейному росту  $\lambda_g$  с наклоном  $\Delta \lambda_g / \Delta T$ , равным  $6.4 \cdot 10^{-3}$  мкм · град<sup>-1</sup>. Полученные ранее зависимости  $\lambda_g$  от  $\Delta T$  для случаев роста InGaAsP с  $\lambda_g = 1.14$  [3, 4] и 1.2 мкм [5] также были линейными и имели наклоны  $3.9 \cdot 10^{-3}$  и  $5.3 \cdot 10^{-3}$  мкм · град<sup>-1</sup> соответственно.

На рис. 2 (кривая 2) приведена зависимость  $\lambda_g(T_p)$ , где  $T_p$  — температура роста InGaAsP

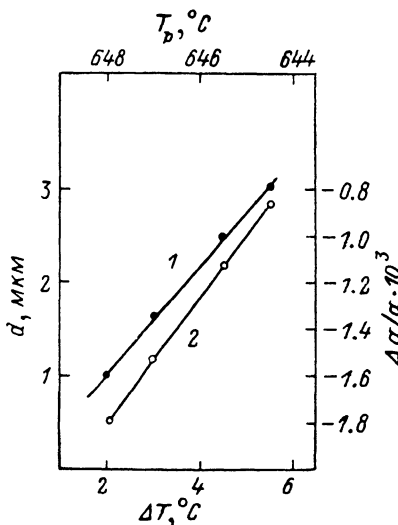


Рис. 1.

с  $\lambda_g = 1.3$  мкм из работы [6]. Особенностью этой зависимости является то, что она была получена при соблюдении постоянства переохлаждения по фосфору, которое достигалось путем изменения содержания фосфора в жидкой фазе. Содержание галлия и мышьяка при этом не изменялось. Наклоны кривых 1, 2 одинаковы, это означает, что изменение содержания фосфора в определенных пределах не приводит к изменению  $\Delta\lambda_g/\Delta T$ .

На рис. 2 (кривая 3) также приведена расчетная зависимость  $\lambda_g(T_p)$ , полученная с использованием температурных зависимостей коэффициентов сегрегации галлия и мышьяка  $K_{Ga}$  и  $K_{As}$  в интервале 644—650 °C (кривые 4, 5), которые были определены на основании данных, приведенных в таблице. Одинаковый наклон  $\Delta\lambda_g/\Delta T$  расчетной зависимости 3 и экспериментальных зависимостей 1 и 2 позволяет сделать вывод, что возрастание  $\lambda_g$  с ростом  $\Delta T$  происходит за счет увеличения содержания галлия и мышьяка в слое InGaAsP, так как с ростом  $\Delta T$  (уменьшением  $T_p$ ) увеличивается  $K_{Ga}$  и  $K_{As}$ . Этот вывод подтверждается данными микрорентгеноспектрального анализа, которые показали, что с ростом  $\Delta T$  содержание

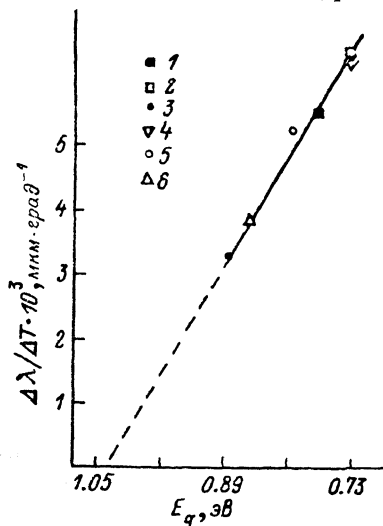
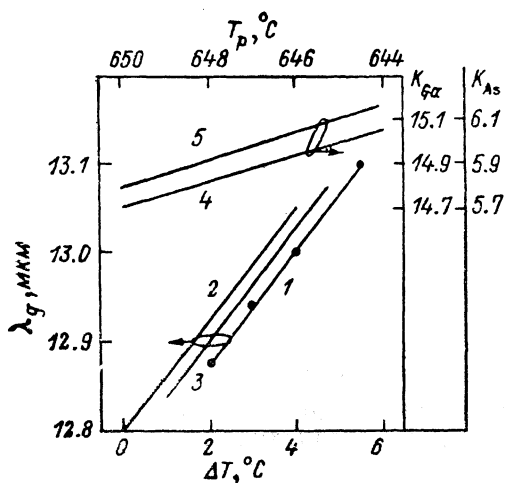


Рис. 2. Зависимость длины волны краевой люминесценции  $\lambda_g$  (1—3) и коэффициентов сегрегации Ga  $K_{Ga}$  (4) и As  $K_{As}$  (5) от переохлаждения раствора-расплава  $\Delta T$ .

1, 3—5 — результаты данной работы, 4 — результаты работы [6], 3 — расчетная зависимость  $\lambda_g(\Delta T)$ .

Рис. 3. Зависимость наклона  $\Delta\lambda_g/\Delta T$  от ширины запрещенной зоны InGaP  $E_g$ .

1, 2, 3 — результаты данной работы, 4 — работы [6], 5 — [6], 6 — [4].

мышьяка и галлия в твердой фазе увеличивается. Анализ, проведенный с учетом температурных зависимостей  $K_{Ga}$  и  $K_{As}$  и данных работ [4, 7], показал, что увеличение  $a_{InGaAsP}$  с ростом  $\Delta T$  также определяется увеличением содержания галлия и мышьяка в слое.

Величина  $\Delta\lambda_g/\Delta T$  является важной характеристикой кристаллизации четверных твердых растворов InGaAsP из растворов в расплаве. С одной стороны, величина  $\Delta\lambda_g/\Delta T$  задает необходимую точность поддержания температуры для получения заданного значения  $\lambda_g$ . С другой стороны, за счет изменения  $\lambda_g$  с  $\Delta T$  можно довольно точно варьировать длину волны излучения лазера, что является важным для ряда применений. Выше отмечалось, что  $\Delta\lambda_g/\Delta T$  для InGaAsP с  $\lambda_g = 1.14$  и 1.2 мкм меньше, чем для IgGaAsP с  $\lambda_g = 1.3$  мкм. В связи с этим представляет интерес определение зависимости  $\Delta\lambda_g/\Delta T$  от состава InGaAsP (ширины запрещенной зоны  $E_g$ ). С этой целью мы также определили значения  $\Delta\lambda_g/\Delta T$  для InGaAsP с  $\lambda_g = 1.11$  и 1.25 мкм. На основании наших данных, а также данных, имеющих в литературе [3—6], была построена зависимость  $\Delta\lambda_g/\Delta T = f(E_g)$  (рис. 3). Как видно,  $\Delta\lambda_g/\Delta T$  линейно падает с увеличением  $E_g$ , а значит, и с уменьшением содержания галлия и мышьяка в жидкой и соответственно твердой фазах. Экстраполяция  $\Delta\lambda_g/\Delta T$  на нуль дает величину  $\lambda_g = 0.918$ , которая соответствует длине волны краевой люминесценции InP.

Таким образом, результаты данной работы показывают, что увеличение переохлаждения при выращивании InGaAsP ( $\lambda_g = 1.3$  мкм,  $T_L = 650$  °C) приводит к возрастанию длины волны краевой фотолюминесценции и параметра решетки слоя. Наклоны зависимостей  $\lambda_g(\Delta T)$  и  $\Delta a/a(\Delta T)$  при этом равны  $6.4 \cdot 10^{-3}$  мкм·град $^{-1}$  и  $2.7 \cdot 10^{-4}$  град $^{-1}$  соответственно. Рост  $\lambda_g$  и

$\Delta a/a$  с увеличением  $\Delta T$  объясняется возрастанием галлия и мышьяка в слое. При постоянном времени роста толщина слоя прямо пропорциональна  $\Delta T$ . Коэффициент пропорциональности равен  $2.2 \cdot 10^{-2}$  мкм·град $^{-1}$ ·с $^{-1/2}$ . Изменение длины волны краевой фотолуминесценции с переохлаждением больше для InGaAsP с меньшей шириной запрещенной зоны.

Авторы выражают благодарность М. Б. Иванову за проведение измерений длины волны краевой фотолуминесценции.

### Литература

- [1] Гарбузов Д. З., Зайцев С. В., Нивин А. Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 11. С. 660—663.
- [2] Sasai Y., Hase N., Ogura M. et al. // J. Appl. Phys. 1986. N 1. P. 28—31.
- [3] Feng M., Cook L. W., Tashima M. M. et al. // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 34. N 4. P. 292—294.
- [4] Feng M., Cook L. W. // J. Electron. Mater. 1980. Vol. 9. N 2. P. 241—280.
- [5] Thijs P. J., Nijman W., Metselaar R. // J. Cryst. Growth. 1986. Vol. 74. P. 625—634.
- [6] Kusunoki T., Akita K., Komiya S. et al. // J. Cryst. Growth. 1982. Vol. 58. P. 387—392.
- [7] Kuphal E. // J. Cryst. Growth. 1984. Vol. 67. P. 441—457.
- [8] Nakajima K., Okazaki J. // J. Electrochem. Soc. 1985. Vol. 132. N 6. P. 1424—1432.
- [9] Берг Н. А., Гореленок А. Т., Дзигасов А. Г. и др. // Автометрия. 1980. № 6. С. 11—21.

Кишиневский политехнический институт им. С. Лазо

Поступило в Редакцию  
1 июля 1987 г.

В окончательной редакции  
20 мая 1988 г.

## ВЛИЯНИЕ ТЕРМОУПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ПРОЦЕССЫ РАЗРУШЕНИЯ ОСТРЫХ АВТОКАТОДОВ И ПЕРЕХОД К ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ

Л. М. Баскин, Д. В. Глазанов, Г. Н. Фурсей

Как показано в [1], в процессе нагрева острейшего эмиттера собственным автоэмиссионным током вблизи вершины катода формируется область повышенной температуры. При этом значение температуры в объеме может заметно превысить ее значение на поверхности. Наличие градиентов температуры вызывает значительные термоупругие напряжения [2]. Структура температурного поля в привершинной области автоэмиттера, где и возникают максимальные напряжения, существенно отлична от плоской одномерной, рассматривавшейся в [3].

Корректный анализ термоупругих напряжений можно провести только при учете близкого к реальному пространственного распределения температуры, которое в привершинной области сходно со сферически симметричным [1]. Тогда для оценки термоупругих напряжений можно ограничиться рассмотрением только сферически-симметричного случая. При этом вектор деформации  $u$  имеет только радиальную компоненту  $u_r \equiv u$ , а у тензора напряжений отличны от нуля лишь диагональные компоненты [4].

$$\sigma_{rr} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[ (1-\nu) \frac{\partial u}{\partial r} + 2\nu \frac{u}{r} \right] \equiv \sigma_r, \quad (1)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[ \nu \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right] \equiv \sigma_t. \quad (2)$$

Учитывая, что к поверхности острия приложено растягивающее поперечное давление

$$p_0 = \frac{\varepsilon_0 F^2}{2} \quad (3)$$

( $F$  — величина напряженности эмиссионного поля), для радиального и касательного напряжений получаем выражения