

- [3] Юдин Г. Л. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. Вып. 3. С. 1026—1037.
 [4] McGuier J. H. // Phys. Rev. A. 1982. Vol. 26. N 1. P. 143—147.
 [5] Crothers D. S. F., McCann S. H. // J. Phys. B. 1983. Vol. 16. N 17. P. 3229—3242.
 [6] Salop A., Eichler S. // J. Phys. B. 1979. Vol. 12. N 2. P. 257—264.
 [7] Мамеев В. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 6. С. 2021—2025.
 [8] Мамеев В. И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 6. С. 1176—1177.
 [9] Inokuti M. // Rev. Mod. Phys. 1971. Vol. 43. N 4. P. 347—397.
 [10] Knudsen H., Andersen L. H., Hvelplund P. // J. Phys. B. 1984. Vol. 17. N 17. P. 3545—3564.

Ташкентский государственный университет
им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
3 марта 1988 г.
В окончательной редакции
8 сентября 1988 г.

06; 07

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ InGaAs/GaAs ДЛЯ БЛИЖНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

Т. С. Бабушкина, Т. С. Кунцевич, В. А. Сычугов, А. Е. Тихомиров

Волноводные структуры InGaAs/GaAs в настоящее время вызывают значительный интерес исследователей. Это связано, с одной стороны, с тем, что в диапазоне длин волн 1.3—1.5 мкм потери на поглощение в этих полупроводниках наименьшие среди измеренных в группе $A_{III}B_{IV}$. С другой стороны, в пленках, выращенных путем молекулярно-лучевой эпитаксии или по МОС-гидридной технологии практически отсутствуют потери, связанные с рассеянием света. Так, например, в работе [1] сообщается о канальном волноводе $In_{0.012}Ga_{0.988}As/GaAs$ с потерями на основной моде порядка 1.3 дБ/см на длине волны 1.15 мкм.

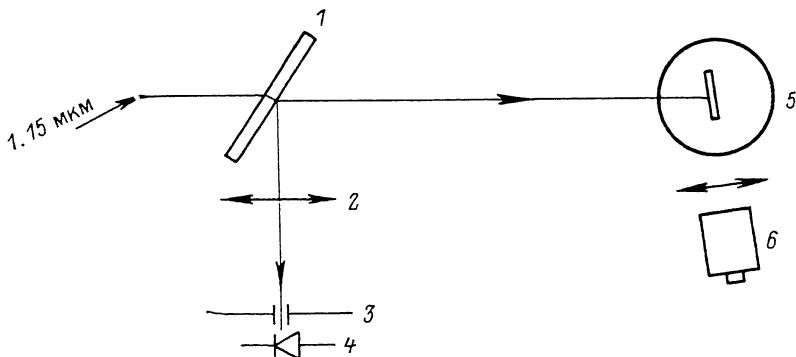


Рис. 1. Схема установки для измерения эффективных показателей преломления.

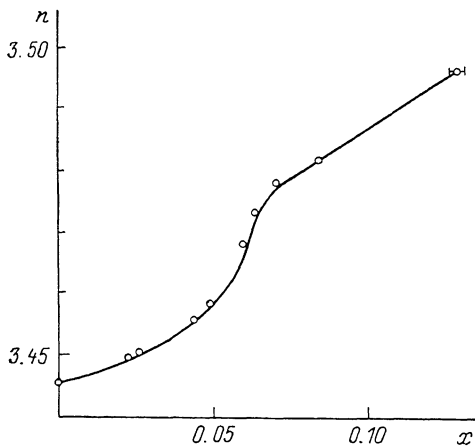
1 — светочувствительная пластина, 2 — линза ($F=100$ мм), 3 — щель (шириной 10 мкм), 4 — германиевый фотодиод, 5 — поворотный столик с исследуемым образцом, 6 — электронно-оптический преобразователь.

Возможность варьировать содержание In в пленках позволяет изменять показатель преломления пленки. В работе [2] рассчитано изменение показателя преломления пленок InGaAs в зависимости от концентрации In для толщин, меньших критических толщин появления дислокаций, т. е. для толщин, существенно меньших тех, что необходимы для поддержания волноводных мод. Поэтому представляет интерес измерение показателя преломления пленок InGaAs с различным содержанием In для толщин пленок, намного превосходящих критические, а также определение потерь излучения в них.

В работе исследовались образцы InGaAs, выращенные МОС-гидридным методом на подложках GaAs (100) с содержанием In от 2.5 до 13 %.

Волновод возбуждался с помощью решетки с периодом $\Lambda \sim 0.4$ мкм, полученной ионным травлением через маску — голографическую фоторезистивную решетку, нанесенную на поверхность образца. Волновой вектор решетки во всех случаях располагался перпендикулярно

направлению $\langle 110 \rangle$. Использовалось излучение однодогового He-Ne лазера с $\lambda = 1.15$ мкм TE-поляризации. Образец располагался на поворотном столике, обеспечивающем точность поворота $2''$. Возбуждение волноводных мод наблюдалось на торце образца при помощи электронно-оптического преобразователя. Схема эксперимента представлена на рис. 1.



По измеренным углам возбуждения мод в пленке $\theta_{вв}$, а также по измеренному граничному углу возбуждения подложечных мод $\theta_{гр}$ вычислялись эффективные показатели преломления волноводных мод n^* и показатель преломления подложки $n_{п}$: $n^* = \sin \theta_{вв} + \lambda/\Delta$, $n_{п} = \sin \theta_{гр} + \lambda/\Delta$. Материальный показатель преломления пленки вычислялся из дисперсионного уравнения

Рис. 2. Зависимость показателя преломления пленки $\text{InGa}_{1-x}\text{As}_x$ от содержания In_x на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм.

$$k_0 d = (\epsilon_1 - n^{*2})^{-1/2} \left\{ \arctg \left[\left(\frac{n^{*2} - \epsilon_2}{\epsilon_1 - n^{*2}} \right)^{1/2} \right] + \arctg \left[\left(\frac{n^{*2} - \epsilon_3}{\epsilon_1 - n^{*2}} \right)^{1/2} \right] + m\pi \right\},$$

где k_0 — волновой вектор падающего излучения в вакууме; d — толщина волновода; $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ — диэлектрическая проницаемость волновода, подложки, вакуума соответственно, m — порядок моды.

Значения показателя преломления получены с точностью $1 \cdot 10^{-4}$. На рис. 2 представлена зависимость показателя преломления пленки InGaAs от концентрации In . Полученные данные согласуются с представленными в работе [2] в области концентраций In до 6%. Наблюдаемое уменьшение роста показателя преломления для $C > 6$ связано, видимо, с уменьшением роста напряжений за счет образования дислокаций.

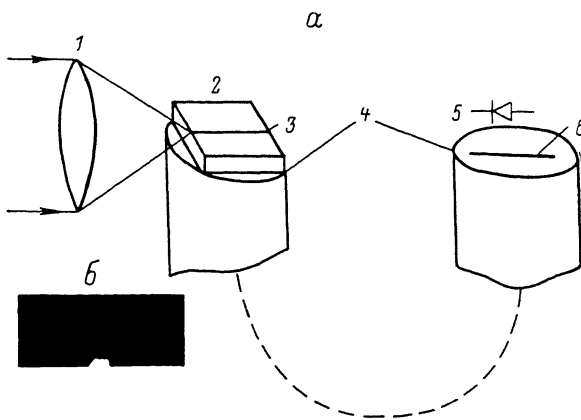


Рис. 3. Схема установки для определения потерь в канальных волноводах (а) и торцевой скол исследуемого образца (б).

1 — объектив, 2 — исследуемый кристалл, 3 — канальный волновод, 4 — торцы волоконного жгута, 5 — фотодиод, 6 — изображение трека излучения.

В образцах с концентрацией In 4.5 и 6.5%, выращенных на полужизолирующей подложке, измерялись потери света. В первом случае потери измерялись при помощи решетки специальной формы с переменным расстоянием от края решетки до торца волновода и составили 9 дБ/см. Во втором случае потери измерялись путем скальвания и составили 15 дБ/см. Такие достаточно высокие потери на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм обусловлены поглощением материала пленки, о чем свидетельствует практически полное отсутствие рассеянного излучения, что также было выявлено в ходе эксперимента. Кроме того, это подтверждается еще и тем, что потери для мод разного порядка получились равными.

Также измерены потери в образце с концентрацией 2 %, выращенном на подложке, легированной Те до $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$. Они составили величину ~ 1 дБ/см для основной моды волновода.

Такая зависимость потерь света от концентрации In объясняется сдвигом края поглощения пленок InGaAs в сторону больших длин волн или его размытием.

На образцах с концентрацией In 2 % путем контактной фотолитографии и последующего ионного травления изготавливались полосковые гребенчатые волноводы с шириной ~ 3 мкм и высотой ~ 2 мкм. Для этой цели использовался фоторезист СК-17, а травление производилось в атмосфере CF $_4$ при давлении $5 \cdot 10^{-4}$ Тор и плотности тока разряда ~ 75 мкА/см 2 . Волноводы располагались перпендикулярно направлению $\langle 110 \rangle$. Торцы готовились путем скалывания. Вид скола показан на рис. 3, б. Возбуждение волноводов осуществлялось с помощью объектива $\times 20$ NA=0.4. Размер пятна в фокусе объектива был равен 4 мкм. Для юстировки образца использовался трехкоординатный микропозиционер с точностью перемещения 0.5 мкм. Определение потерь производилось путем сканирования трека рассеяния фотоприемником. С этой целью образец приклеивался на торец волоконного жгута, расположенный на юстировочном столике, как показано на рис. 3, а, а с другого торца жгута производилось сканирование изображения трека фотоприемником с размером светочувствительной области 300 мкм. Измеренные потери света в волноводе составили величину приблизительно 5 дБ/см.

Таким образом, выполненные исследования указывают на возможность использования волноводов на основе структур In $_x$ Ga $_{1-x}$ As/GaAs ($x=2-4$ %) для разработки различных интегрально-оптических схем в диапазоне $1.3 \div 1.5$ мкм.

Список литературы

- [1] Das U., Bhattacharya P. K., Dhar S. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol 48. N 22. P. 1507—1509.
[2] Das U., Bhattacharya P. K. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 1. P. 341—344.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
9 марта 1988 г.

01; 05; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ АКСИАЛЬНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

А. Х. Хоконов, М. Х. Хоконов

В основе теоретического рассмотрения каналирования заряженных частиц в кристаллах лежит введенное Линдхардом предположение о статистическом равновесии в поперечном фазовом пространстве [1].

В данной работе рассчитаны угловые распределения ультрарелятивистских электронов в предположении существования статистического равновесия. Наш анализ основан на численном решении кинетического уравнения типа Фоккера—Планка, которое ранее было получено Белошицким и Кумаховым [2]. Угловые распределения при плоскостном каналировании исследовались недавно в работе [3], при этом решалось соответствующее кинетическое уравнение. В работах [4, 5] были получены экспериментальные результаты по угловому распределению аксиально-канализованных электронов.

Пусть $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, z)$ — функция распределения электронов в аксиальном канале на глубине z , где $\mathbf{r}=(x, y)$, $\mathbf{p}=(p_x, p_y)$ — поперечные координаты и импульс электрона. Если потенциал щепочки $U(r)$ приближенно можно считать азимутально-симметричным, то электрон обладает двумя интегралами движения: поперечной энергией ε и угловым моментом μ относительно щепочки, направленной вдоль оси z :

$$\varepsilon = p^2/2m + U(r), \quad \mu = xp_y - yp_x, \quad (1)$$

где m — релятивистская масса электрона.