

06

Получение сильнокомпенсированного InAs методом облучения протонами

© Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный,
Н.М. Стусь, Н.А. Воронова, Г.М. Гусинский, В.О. Найденов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: bmat@iropt3.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 19 июня 2003 г.

При облучении протонами нелегированного n -InAs получен компенсированный материал со степенью компенсации $K \sim 0.6$. Подобран режим протонного облучения, обеспечивающий равномерное распределение радиационных дефектов по толщине полупроводниковой пластины. Концентрация свободных электронов облученного образца достигала $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствовало закреплению уровня Ферми в области разрешенных состояний зоны проводимости при значении волнового вектора $\kappa = 0$ в отличие от других соединений $A^{III}B^V$, в которых уровень Ферми при введении радиационных дефектов расположен в середине запрещенной зоны. Таким образом, подтверждена модель, предложенная в [1].

Введение. В настоящее время широкое применение нашли полупроводниковые лазеры, светодиоды, фотоприемники, работающие в средней ИК области спектра, например, для использования в газоаналитической аппаратуре при детектировании вредных промышленных газов, таких как метан, сероводород, окись и двуокись углерода и т.д. Наиболее используемыми полупроводниковыми материалами для создания этих приборов являются InAs и его твердые растворы. Вместе с тем арсенид индия в отличие от других соединений $A^{III}B^V$ мало изучен как объект радиационного воздействия. В ряде работ [1–3] было показано, что при облучении арсенида индия протонами, быстрыми электронами и нейтронами вводятся радиационные дефекты (РД) как донорного, так и акцепторного типов, а их концентрация определяется положением уровня Ферми в исходном материале и способом облучения. В результате баланса между заряженными дефектами донорного и акцепторного типов происходит закрепление уровня Ферми облученного кристалла. В работе [1] было убедительно показано, что в отличие от других

материалов $A^{III}B^V$, в которых уровень Ферми закреплен в середине запрещенной зоны, в InAs уровень Ферми смещается в направлении разрешенных энергий зоны проводимости и приводит к формированию материала n^+ -типа проводимости.

Вводимые в полупроводниковый материал РД являются глубокими, сильно локализованными состояниями, расположенными в середине запрещенной зоны. Величина ширины запрещенной зоны $\langle E_g \rangle$ рассчитывается как средний энергетический интервал между нижней зоной проводимости и верхней валентной зоной в пределах всей зоны Бриллюэна и составляет в InAs ~ 1 eV [1]. Минимальная же величина запрещенной зоны, расположенная в точке Γ_{6C} при $\kappa = 0$ из-за наличия тяжелого катиона In, составляет ~ 0.4 eV (77 K). Таким образом, энергетическое положение уровня Ферми облученного кристалла оказывается выше края зоны проводимости при $\kappa = 0$ — в области разрешенных состояний и соответственно обуславливает n^+ -проводимость материала. Показано, что плотности радиационных доноров и акцепторов при достижении предельного значения уровня Ферми близки друг к другу, а облученный кристалл можно рассматривать как сильно компенсированный материал.

Цель настоящей работы состояла в получении компенсированного InAs, необходимого для оптоэлектроники, путем облучения материала протонами, в подборе режимов облучения для получения однородного материала по толщине пластины и в проверке модели закрепления уровня Ферми в облученных образцах в области разрешенных состояний зоны проводимости при $\kappa = 0$.

Методика получения и исследования материала

1. Способ облучения. Введение РД в кристалл InAs осуществлялось путем облучения образца пучком протонов, ускоренных на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Как хорошо известно, плотность радиационных дефектов, образующихся вдоль трека протонов, тормозящихся в мишени, постепенно увеличивается с потерей скорости и резко возрастает в конце пробега. Поэтому создание дефектов с одинаковой плотностью по всей толщине образца (~ 100 μm) при условии образования минимальной наведенной радиоактивности не является тривиальной задачей, особенно при использовании циклотронов, для которых перестройка по энергии ускоряемых частиц достаточно трудоемка.

Расчеты по программе SRIM показывают, что в образце InAs толщиной $100\ \mu\text{m}$ при двухстороннем облучении протонами с $E_p = 5\ \text{MeV}$ (полный пробег $\sim 130\ \mu\text{m}$) плотность созданных вакансий будет практически постоянной по глубине. Кулоновский барьер при облучении ядер As и In протонами составляет 6 и 8 MeV соответственно. Однако вклад подбарьерных реакций на этих ядрах, вызываемых протонами с энергией 5 MeV, столь значителен, что авторы работы [1] столкнулись с необходимостью при облучении большими дозами выдерживать образцы до полугода для спада наведенной радиоактивности до уровня, приемлемого при измерении их параметров.

Радикальное снижение радиоактивности облученных образцов может быть достигнуто путем уменьшения E_p . Ориентируясь на двухстороннее облучение образца толщиной $100\ \mu\text{m}$, на основании расчетов по программе SRIM можно показать, что максимальная плотность вакансий (ρ_{max}) вблизи глубины $50\ \mu\text{m}$ реализуется при $E_p = 2.8\ \text{MeV}$, а значение ρ_{max} приблизительно в 15 раз больше, чем среднее значение ρ в условиях работы [1].

Для создания постоянной плотности дефектов по глубине образца необходимо обеспечить соответствующее распределение по глубине участков пробегов, обладающих ρ_{max} . Это осуществлялось путем изменения углов облучения α относительно нормали к поверхности образца. На рис. 1 представлен начальный фрагмент расчета. На нем цифрами 1, 2, 3, 4, 5 представлены результаты расчета по программе SRIM распределений РД под углами 0, 22, 35, 47 и 61° для энергии протона на входе 278 MeV. Этот выбор углов обеспечивает смещение по глубине ρ_{max} на величину ширины распределения на половине высоты. Относительные дозы облучения под выбранными углами учитывают вклад вакансий, создаваемый всеми облучениями на данной глубине (кривая б). Дальнейшее улучшение однородности может быть достигнуто небольшой вариацией углов облучений и увеличением их числа.

Для создания равномерной плотности дефектов по всей толщине образца требовалось двухстороннее облучение протонами с энергиями 2.8, 1.8 и 1.1 MeV с соответствующим расчетом углов и доз, обеспечивающее плотность вакансий $\rho \simeq 18 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$. Рассчитанная равномерность плотности РД по всей глубине образца составила $\pm 10\%$. Следует отметить следующую особенность, а именно: рассмотренный метод облучения не позволяет получить высокую однородность

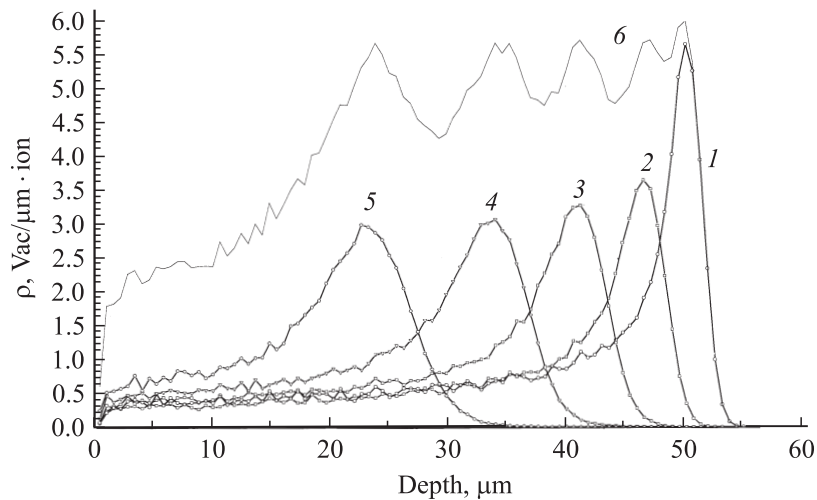


Рис. 1. Распределение вакансий по глубине в кристалле n -InAs, созданных протонами с начальной энергией 2.8 MeV при облучении образца под различными углами к поверхности: 1–5 соответствуют последовательно углам 0, 22, 35, 47 и 61° (расчет по программе SRIM); 6 представляет сумму вакансий, создаваемых всеми облучениями на данной глубине.

плотности дефектов в поверхностных слоях образца без дальнейшего уменьшения E_p . В нашем случае расчетная плотность дефектов в области $\leq 4 \mu\text{m}$ составляет $\sim 60\%$ от плотности дефектов на больших глубинах. Для увеличения плотности дефектов в поверхностной области проведено дополнительное облучение протонами ($E_p = 1.1 \text{ MeV}$) через алюминиевую фольгу соответствующей толщины.

Для равномерности облучения пучок протонов сканировал мишень двух направлениях; его плотность не превышала 10^{-7} A/cm^2 . Радиоактивность мишени не обнаружена.

2. Методика исследования. Методиками исследования служили гальваномагнитные измерения и фотолюминесценция (ФЛ). Измерялись постоянная Холла (R) и электропроводность (ω) образцов при 77 и 300 К; из них определялись значения концентрации носителей заряда (n) и их подвижности (μ).

Таблица 1. Гальвано-магнитные параметры образцов *n*-InAs до и после облучения протонами

	77 К				300 К			
	$R,$ $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$n,$ cm^{-3}	$\sigma,$ $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	$\mu,$ $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$R,$ $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$n,$ cm^{-3}	$\sigma,$ $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	$\mu,$ $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
До облучения	-300.8	$2.08 \cdot 10^{16}$	139.6	$4.2 \cdot 10^4$	-273	$2.3 \cdot 10^{16}$	83.2	$2.27 \cdot 10^4$
После облучения	-5.45	$1.0 \cdot 10^{18}$	560	$3.0 \cdot 10^3$	-5.44	$1.05 \cdot 10^{18}$	484	$2.6 \cdot 10^3$

Концентрации всех ионов примесей (N_I), акцепторов (N_A) и доноров (N_D), а также степень компенсации (K) вычислялись по стандартной методике [4]:

$$\begin{cases} N_I^{77} = 2N_A + n^{77} \\ N_I^{300} = N_A + n^{300} \end{cases} \quad N_I^{77} = \frac{\mu_{ih}^{77}}{\mu_{\text{exp}}^{77}} \cdot n^{77};$$

$$N_A = \frac{N_I^{77} - n^{77}}{2}; \quad N_D = n^{300}; \quad K = \frac{N_A}{N_D}.$$

ФЛ возбуждалась с помощью лазера на основе GaAs (ЛПИ-14) $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$ и регистрировалась в геометрии „на отражение“ охлажденным до 77 К фотоприемником на основе InSb. Использовалась схема синхротронного детектирования и монохроматор ИКС-21.

Результаты и их обсуждение. В качестве исходного материала был использован монокристаллический нелегированный арсенид индия n -типа. Толщина пластины была $\sim 100 \mu\text{m}$. Гальваномагнитные свойства исходного образца приведены в табл. 1. Теоретические значения подвижности электронов при 77 К (рассеяние носителей заряда на ионах примесей), μ_{ih}^{77} , взяты из работы [4]. В этой же таблице приведены характеристики образца после облучения протонами.

Как следует из приведенных данных, в облученном образце возрастает концентрация свободных электронов до значения $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, что соответствует значению уровня Ферми $\sim 490 \text{ meV}$ при 77 К [5], и уменьшается величина подвижности до $3000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. По методике [4] оценена полная концентрация ионов N_I , доноров N_D , акцепторов N_A и степень компенсации K . Эти данные приведены в табл. 2. Как и ожидалось по модели, предложенной в [1], при облучении протонами

Таблица 2. Экспериментальные значения концентраций ионов примесей N_I , акцепторов N_A , доноров N_D и степени компенсации β в образцах n -InAs до и после облучения протонами

	$N_I, \text{ cm}^{-3}$	$N_A, \text{ cm}^{-3}$	$N_D, \text{ cm}^{-3}$	κ
До облучения	$3.47 \cdot 10^{16}$	$6.9 \cdot 10^{15}$	$2.99 \cdot 10^{16}$	0.23
После облучения	$4.05 \cdot 10^{18}$	$1.5 \cdot 10^{18}$	$2.55 \cdot 10^{18}$	0.6

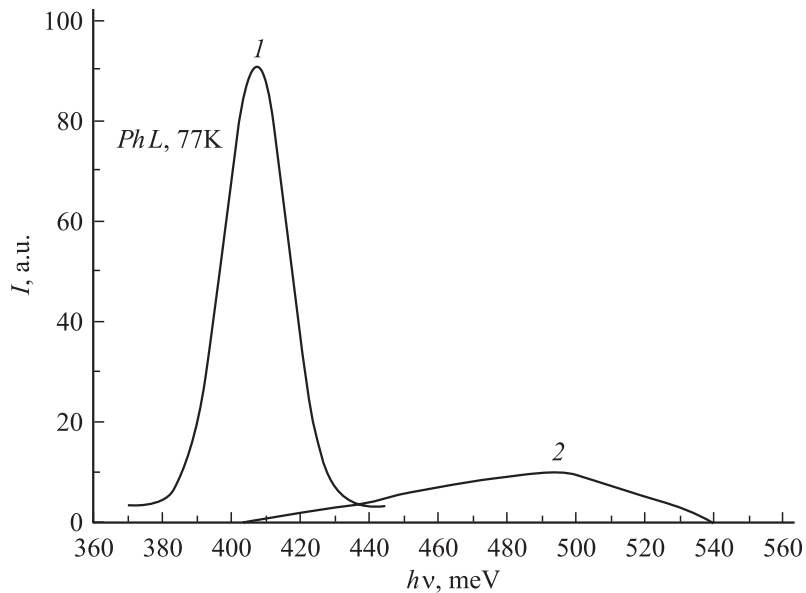


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции исходного (1) и облученного (2) кристаллов n -InAs.

происходит сильная компенсация материала, степень компенсации достигает 0.6, а уровень Ферми закрепляется выше дна зоны проводимости на ~ 90 meV.

На рис. 2 приведены спектры ФЛ исходного (кривая 1) и облученного (кривая 2) кристаллов. Если в необлученном материале положение пика ФЛ (~ 408 meV, 77 K) с полушириной ~ 20 meV соответствует прямому переходу дно зоны проводимости — верх валентной зоны при $\kappa = 0$, что соответствует концентрации электронов $\sim 2 \cdot 10^{16}$ cm $^{-3}$ [5], то в облученном материале картина резко меняется. Интенсивность излучения значительно уменьшается, максимум спектра сильно сдвигается в сторону коротких длин волн и составляет ~ 490 meV; полуширина спектра достигает 90 meV. Все это свидетельствует об увеличении концентрации свободных электронов до $\sim 1 \cdot 10^{18}$ cm $^{-3}$, о вырождении электронного газа и о сдвиге уровня Ферми на ~ 90 meV выше дна зоны проводимости [5]. Уменьшение интенсивности излучения связывается с

увеличением каналов безызлучательной рекомбинации за счет введения РД и усилением Оже-рекомбинации за счет возрастания концентрации свободных электронов.

Послойное стравливание не привело к изменению гальваномагнитных и люминесцентных свойств облученного кристалла, что свидетельствует об однородности материала по всей толщине облученной пластины.

Таким образом, путем облучения протонами нелегированного *n*-InAs получен компенсированный материал с концентрацией свободных электронов $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и степенью компенсации $K = 0.6$. Подбран режим протонной бомбардировки, обеспечивающий равномерное распределение РД по всей толщине пластины. Проверена модель закрепления уровня Ферми в InAs в области разрешенных состояний зоны проводимости при $\kappa = 0$ при введении РД.

В заключение авторы выражают благодарность Т.С. Лагуновой за помощь в проведении гальваномагнитных измерений.

Работа поддержана Министерством науки и техники РФ в рамках программы „Разработка фундаментальных и технологических основ создания новых наноструктур для электроники и оптоэлектроники“.

Список литературы

- [1] Брудный В.Н., Колин Н.Г., Потапов А.И. // ФТП. 2003. Т. 37. С. 408.
- [2] Колин Н.Г., Освенский В.Б., Рытова Н.С., Юрова Е.С. // ФТП. 1987. Т. 21. С. 521.
- [3] Brudnyi V.N., Vorobiev S.A., Tsoi A.A. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 72. P. 529.
- [4] Баранов А.Н., Воронина Т.И., Лагунова Т.С., Сиповская М.А., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1993. Т. 27. С. 421.
- [5] Аллаберов О.А., Зотова Н.В., Наследов Д.Н., Неуймина Л.Д. // ФТП. 1970. Т. 4. С. 1936.