

# Электрофизические и оптические свойства InP, облученного большими интегральными потоками нейтронов

© В.Н. Брудный<sup>†</sup>, Н.Г. Колин<sup>\*†</sup>, Д.И. Меркурисов\*, В.А. Новиков

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова при Томском государственном университете, 634034 Томск, Россия

\* Филиал ФГУП „Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова“, 249033 Обнинск, Россия

(Получена 31 августа 2004 г. Принята к печати 17 сентября 2004 г.)

Представлены результаты исследований электрофизических свойств и спектров оптического поглощения InP, облученного быстрыми нейтронами ( $E > 0.1$  МэВ,  $D_{fn} \leq 10^{19}$ , см<sup>-2</sup>) и полным спектром реакторных нейтронов ( $D_{th,n} \leq 2.1 \cdot 10^{19}$  см<sup>-2</sup>, отношение потоков составляло  $\varphi_{th,n}/\varphi_{fn} \approx 1$ ), а также характер изменения этих свойств при последующей термообработке материала до 900°C. Результаты оптических исследований свидетельствуют о том, что свободные носители заряда в сильно облученном нейтронами InP появляются только после отжига выше 500°C. Оценена эффективность ядерного легирования и качество ядерно-легированного материала.

## 1. Введение

Метод ядерного легирования (ЯЛ) полупроводников путем их облучения высокоэнергетическими ионами или реакторными нейтронами обеспечивает контролируемое введение химической примеси и дает возможность получения материала с высокой степенью однородности его электрических и оптических свойств по площади [1]. При этом бомбардировка протонами или  $\alpha$ -частицами используется для приповерхностного легирования, а облучение реакторными нейтронами вследствие их высокой проникающей способности позволяет осуществлять объемное легирование материала [2,3]. Основным недостатком метода ЯЛ — образование в решетке полупроводника радиационных дефектов (РД), которые выступают в качестве глубоких состояний донорного и акцепторного типа и в большой степени определяют свойства материала непосредственно после облучения. Особенно это проявляется при больших интегральных потоках бомбардирующих частиц, необходимых для получения сильно легированных материалов. В этих условиях устранение РД путем высокотемпературного отжига облученного материала или его облучения при повышенных температурах является неотъемлемой составляющей метода ядерного легирования. Это требует получения информации о поведении материала в условиях высокотемпературного нагрева и экспериментальных данных о термической стабильности РД.

В данной работе представлены результаты исследований электрофизических свойств и спектров оптического поглощения InP, облученного большими потоками быстрых нейтронов и полным спектром реакторных нейтронов, а также изменение этих свойств в результате последующей термообработки облученного материала. Характерная особенность InP — это высокая эффективность ЯЛ при нейтронном облучении вследствие

большого сечения поглощения ( $\sigma \approx 190$  барн) тепловых нейтронов атомами In. В результате протекающих при этом реакций вводятся стабильные изотопы Sn, для проявления электрической активности которых необходимо устранение РД путем последующего высокотемпературного нагрева материала [4,5]. При этом выбор оптимальных режимов термообработки связан не только с определением термической стабильности РД в InP, но и с процессами генерации в этом соединении термодиффектов с глубокими энергетическими уровнями, которые компенсируют электрическую активность материала [6,7]. Этим проблемам посвящен ряд исследований, в которых в основном изучались электрофизические свойства InP в процессе разработки технологии ядерного легирования данного материала путем его облучения реакторными нейтронами [8–10]. В данном сообщении основное внимание уделено исследованию оптических характеристик такого материала.

## 2. Методика эксперимента

Исходные монокристаллы InP  $n$ -типа проводимости, выращенные методом Чохральского, облучались нейтронами в реакторе „ВВР-ц“ филиала ФГУП „НИФХИ им. Л.Я. Карпова“ (г. Обнинск, Россия). Параметры исследованных материалов и условия облучения представлены в табл. 1.

Бомбардировка InP быстрыми нейтронами (fn) проводилась в Cd-пеналах ( $d \approx 1$  мм) при температурах, не превышающих 70°C. Ядерное легирование пластин InP проводилось путем их облучения полным спектром реакторных нейтронов при плотности потока тепловых нейтронов (th,n)  $\varphi_{th,n} \approx 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и соотношении плотностей потоков тепловых/быстрых ( $E > 0.1$  МэВ) нейтронов  $\varphi_{th,n}/\varphi_{fn} \approx 1$ . Толщина пластин для облучения составляла около 2 мм. Для спада наведенной радиоактивности перед измерениями облученный материал выдерживался в течение 4–24 месяцев.

<sup>†</sup> E-mail: brudnyi@ic.tsu.ru

<sup>††</sup> E-mail: fci@meteo.ru

**Таблица 1.** Электрофизические свойства исходных кристаллов InP при температуре  $T_{\text{test}} = 295$  К и условия их облучения

Образец	Легирующая примесь	Концентрация электронов $n$ , $10^{17} \text{ см}^{-3}$	Холловская подвижность электронов $\mu_H$ , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	Условия облучения
1	—	0.1–0.4	3800–5000	Быстрые нейтроны
2	Te	1.0–2.0	2800–3200	» »
3	Te	5.0–10.0	2200–2800	» »
4	—	0.1–0.4	3800–5000	Реакторные нейтроны

Термообработка облученных образцов проводилась в вакууме при  $T_{\text{ann}} < 600^\circ\text{C}$ , а при  $T_{\text{ann}} \geq 600\text{--}900^\circ\text{C}$  — в запаянных кварцевых ампулах при равновесном давлении паров фосфора. Для устранения влияния поверхностных эффектов на измеряемые параметры материала после высокотемпературного отжига удалялись слои толщиной  $\sim 50$  мкм с обеих сторон пластин путем сошлифовки и последующего химического травления.

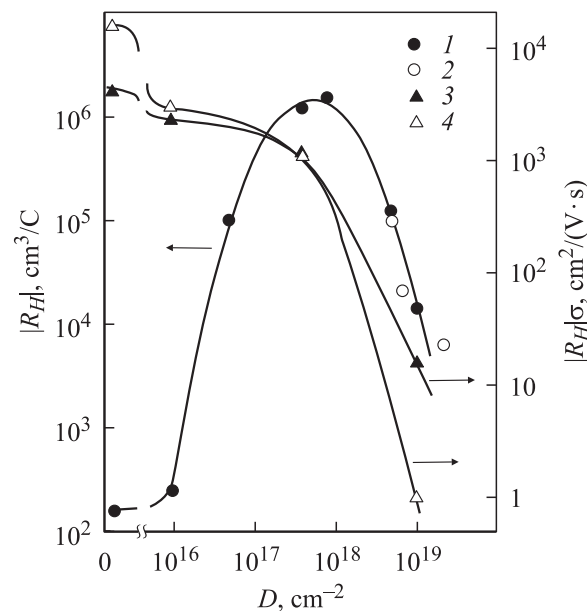
### 3. Экспериментальные результаты и модельные оценки

#### 3.1. Электрофизические свойства

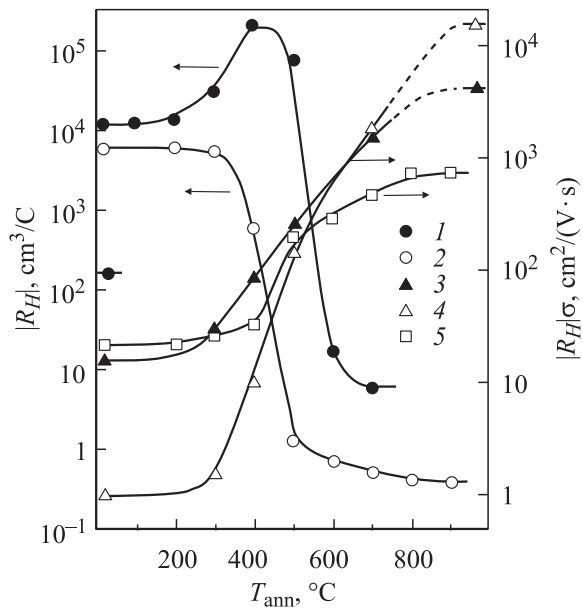
При различных видах высокоэнергетического облучения в кристаллическую решетку InP вводятся РД в виде точечных и ассоциированных дефектов (кластеров), которые выступают в качестве глубоких доноров или акцепторов в зависимости от исходного уровня легирования и типа проводимости исходного материала [11–16]. Если исходный уровень легирования InP  $n_{\text{st}} < (2\text{--}3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , то при облучении более эффективны радиационные доноры, а при  $n_{\text{st}} > (2\text{--}3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  более эффективны радиационные акцепторы. Это позволяет с помощью высокоэнергетического облучения получать материал с максимальным удельным сопротивлением  $10^7\text{--}10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  (при 295 К) в случае исходного  $p$ -InP и около  $10^3\text{--}10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  для исходных образцов  $n$ -InP. Во всех исследованиях отмечена сильная асимметрия скоростей удаления электронов ( $\partial n/\partial D \text{ см}^{-1}$ ) в  $n$ -InP и дырок ( $\partial p/\partial D \text{ см}^{-1}$ ) в  $p$ -InP. При всех видах облучения (электронное, протонное, нейтронное)  $\partial p/\partial D > \partial n/\partial D$ . Это объясняется тем, что в результате введения РД уровень Ферми  $F$  в InP закрепляется в верхней половине запрещенной зоны кристалла, вблизи положения  $F_{\text{lim}} \approx E_V + 1.0 \text{ эВ}$  [17–19]. Электрофизические параметры такого материала не зависят ни от его предыстории, ни от условий облучения, т.е. являются скорее характеристиками самого кристалла, чем спектра введенных при облучении РД. При этом в случае облучения реакторными нейтронами возможно образование как дефектов кластерного типа за счет смещения атомов кристаллической решетки быстрыми нейтронами или атомами отдачи, так и точечных дефектов за счет  $\gamma$ -составляющей реакторного излучения. Кроме того, при выдержке облученных образцов для спада

наведенной радиоактивности также возможно образование РД при  $\beta$ -облучении („внутреннем“ облучении) материала за счет реакций  $\text{In} \xrightarrow{\beta} \text{Sn}$ .

На рис. 1 представлены изменения постоянной Холла  $|R_H|$  при 295 К (1, 2) и холловской подвижности электронов  $\mu_H = |R_H|\sigma$  при 200 и 295 К (3, 4) для  $n$ -InP (образец 1) при облучении быстрыми нейтронами и для  $n$ -InP (образец 4) — полным потоком реакторных нейтронов (в последнем случае доза облучения также указана по быстрым нейтронам). Зависимости  $|R_H|(D)$  в области  $D \lesssim (5\text{--}10) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  указывают на компенсацию исходной проводимости  $n$ -InP при нейтронном облучении. При этом удельное сопротивление материала  $\rho$  увеличивается, достигая максимального значения  $\rho_{\text{max}}(D) \approx (2\text{--}6) \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при потоке быстрых нейтронов  $D_{\text{fn}} \approx (5\text{--}10) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Это соответствует материалу  $n$ -типа проводимости, в котором уровень Ферми расположен в верхней половине запрещенной зоны (на  $\sim 0.35 \text{ эВ}$  ниже дна зоны проводимости), как и в об-



**Рис. 1.** Изменения постоянной Холла  $|R_H|$  (1, 2) и холловской подвижности  $|R_H|\sigma$  (3, 4) в InP в зависимости от дозы облучения  $D$  (указана для быстрых нейтронов) при облучении быстрыми нейтронами (1, 3, 4) и полным спектром реакторных нейтронов (2). 1, 3, 4 — образец 1, 2 — образец 4 (см. таблицу). Температура измерений  $T_{\text{test}}$ , К: 1–3 — 295, 4 — 200.



**Рис. 2.** Изменения постоянной Холла  $|R_H|$  (1, 2) и холловской подвижности  $|R_H|\sigma$  (3–5) в InP от температуры изохронного ( $\Delta t = 20$  мин) отжига  $T_{\text{ann}}$ : 1, 3, 4 — быстрыми нейтронами при  $D_{\text{fn}} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$ , образец 1; 2, 5 — полным спектром реакторных нейтронов при  $D_{\text{th,n}} = 2.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . Температура измерений  $T_{\text{test}} = 295 \text{ К}$ .

разцах, облученных электронами или протонами [18,19]. Дальнейшее облучение („переоблучение“) такого материала нейтронами (при  $D > 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) приводит к уменьшению постоянной  $|R_H|$  до  $1.4 \cdot 10^4 \text{ см}^3/\text{Кл}$  (по сравнению с  $|R_H|_{\text{max}}(D) \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см}^3/\text{Кл}$ ) и удельного сопротивления до  $7 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  (295 К) при потоках облучения  $D_{\text{fn}} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . При этом, если в области компенсации исходной проводимости за счет нейтронного облучения величина  $|R_H|$  изменяется приблизительно на 4 порядка, то значение подвижности  $\mu_H = |R_H|/\rho$  уменьшается в  $\sim 4$  раза при 295 К. В то же время в области  $D > 10^{18} \text{ см}^{-2}$  — при „обратном“ изменении величины  $|R_H|$  приблизительно на 3 порядка — значение  $|R_H|/\rho$  при 295 К уменьшается приблизительно на 2 порядка. Это связывается с появлением примесной (прыжковой) проводимости электронов по состояниям РД, уровни которых расположены вблизи уровня Ферми [8]. Наблюдается резкое падение величины  $\mu_H$  в области низких температур, особенно в „переоблученных“ образцах, где  $\mu_H$  достигает значений, характерных для неупорядоченного материала (рис. 1). Полученные при этом значения  $\mu_H$  на 2 порядка ниже, чем в образцах, облученных электронами интегральными потоками  $D = 10^{19} \text{ см}^{-2}$  [18]. В целом электрофизические свойства InP, облученного быстрыми нейтронами или полным спектром реакторных нейтронов, изменяются сходным образом, хотя в области больших доз удельное сопротивление *n*-InP после облучения образца полным спектром реакторных нейтронов (при пересчете на поток быстрых нейтронов) несколько ниже. Это может

быть связано с большей дефектностью такого материала за счет вклада точечных дефектов, формируемых при „внутреннем“ облучении материала при хранении облученных образцов, а также с легирующим действием примеси Sn. Таким образом, электрофизические свойства InP непосредственно после облучения практически полностью определяются введенными РД, как в случае бомбардировки InP быстрыми нейтронами, так и полным спектром реакторных нейтронов.

Для удаления РД и активации примеси Sn облученные нейтронами образцы InP изохронно нагревались до температур  $T_{\text{ann}} \approx 900^\circ\text{C}$ . Характер изменения электрофизических параметров облученных нейтронами образцов при последующем отжиге представлен на рис. 2. В сильно облученных образцах существенное восстановление электрофизических параметров материала наблюдается при температурах  $T_{\text{ann}}$  выше  $250^\circ\text{C}$  и продолжается до  $900^\circ\text{C}$ . Такой отжиг приводит к устранению РД, уменьшению степени компенсации материала и появлению свободных электронов за счет ионизации примеси Sn. Оцененная из электрофизических измерений концентрация электрически активного Sn, вводимого в InP в результате ядерных реакций на тепловых нейтронах, составляет  $N_{\text{Sn}} \approx 2.3D_{\text{th,n}}$  [5]. При облучении InP быстрыми нейтронами также вводится Sn, но за счет ядерных реакций на промежуточных нейтронах с эффективностью около 0.2 [5].

### 3.2. Модельные оценки положения уровня Ферми в облученном InP

Изменения электрофизических свойств InP при облучении можно объяснить в рамках модели закрепления уровня Ферми  $F = F_{\text{lim}}$  в полупроводнике при насыщении решетки кристалла собственными дефектами структуры. Поскольку микроскопическая структура РД в большинстве полупроводников, кроме Si, в настоящее время мало известна, большое распространение для расчета положения  $F_{\text{lim}}$  в облученных полупроводниках и оценки соответствующих этому положению электрофизических характеристик материала в настоящее время получили различные эвристические модели. В этих моделях положение  $F_{\text{lim}}$  отождествляется с некоторыми характерными энергиями кристалла. В качестве таковых выступают: уровень зарядовой нейтральности  $E_{\text{cnl}}$  [20,21] или уровень локальной нейтральности  $E_{\text{lnl}}$  [22] для щелевых состояний дефектов, уровень наиболее „глубокого“ (наиболее „локализованного“) состояния дефектов полупроводника  $E_{\text{dl}}$  в энергетическом интервале вблизи его минимальной запрещенной зоны [23,24]. Кроме того, положение  $F_{\text{lim}}$  может быть отождествлено с энергией  $\langle E_G \rangle / 2$ , здесь  $\langle E_G \rangle = 5.25 \text{ эВ}$  для InP — средний энергетический интервал между нижней зоной проводимости и верхней валентной зоной в пределах первой зоны Бриллюэна кристалла, величина которого близка значению диэлектрической щели InP  $\sim 5 \text{ эВ}$  [22]. Результаты соответствующих расчетов величин  $E_{\text{cnl}}$ ,  $E_{\text{lnl}}$ ,  $E_{\text{dl}}$  и  $\langle E_G \rangle / 2$  близки друг другу и удовлетворительно

**Таблица 2.** Предельное положение уровня Ферми  $F_{lim}$  в облученном InP (эксперимент) и расчетные значения  $E_{cnl}$ ,  $E_{lml}$ ,  $E_{dl}$  и  $\langle E_G \rangle / 2$ , эВ. Отсчет от потолка валентной зоны.

$F_{lim}$ [18,19]	$E_{cnl}$ [20]	$E_{lml}$ [21,22]	$E_{dl}$ [23,24]	$\langle E_G \rangle / 2$ [22]
1.0	0.72	0.89	1.03	0.90

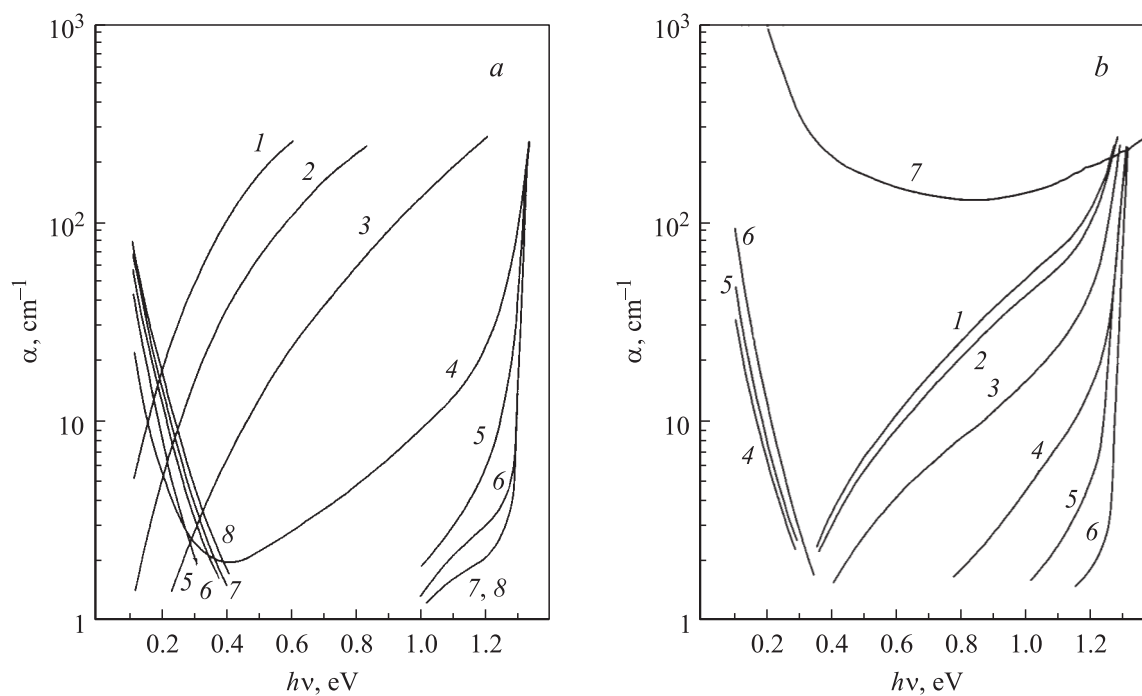
соответствуют экспериментальным данным величины  $F_{lim}$  в InP (табл. 2). Эти исследования подтверждают как фундаментальный характер самого явления закрепления уровня Ферми в полупроводниках с дефектами, так и то, что значение  $F_{lim} \approx E_V + 1.0$  эВ является характеристическим (каноническим) параметром InP, который „проявляется“ при насыщении решетки кристалла собственными дефектами структуры. Это позволяет для InP оценить интервал изменения концентрации свободных электронов  $n_{st} - n_{lim}$  и дырок  $p_{st} - p_{lim} = n_i^2 / n_{lim}$  при любых видах высокоэнергетического радиационного воздействия (здесь  $n_{lim} \approx (2-3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при 295 К) и тем самым предсказать интервал изменения электрических свойств материала при высокоэнергетическом воздействии.

### 3.3. Спектры оптического поглощения

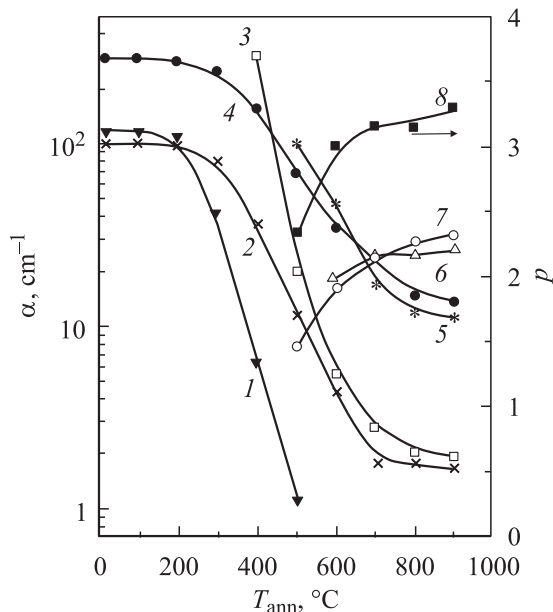
Исследованиям оптических свойств облученного InP посвящена небольшая часть из общего числа опубликованных к настоящему времени работ по изучению РД в

этом соединении. В настоящее время соответствующие экспериментальные данные получены главным образом для образцов, облученных электронами. Имеются также единичные исследования спектров оптического поглощения InP после протонного облучения или облучения быстрыми нейтронами [8,25,26]. Не исследованы спектры оптического поглощения InP после его облучения большими интегральными потоками реакторных нейтронов и последующего отжига. В данной работе проведено измерение спектров поглощения InP, облученного быстрыми нейтронами и полным спектром реакторных нейтронов при последующем отжиге до 900°C.

В низкоэнергетической области ( $h\nu < E_g$ ) оптического спектра облученного материала выявлено возникновение дополнительного оптического поглощения  $\int_{h\nu}^{E_g} \alpha(h\nu) d(h\nu)$ , величина которого пропорциональна интегральному потоку нейтронов (рис. 3, *a, b*). В отличие от результатов электронного облучения спектральные зависимости  $\alpha(h\nu)$  не имеют каких-либо особенностей, обусловленных фотоионизацией глубоких уровней дефектов, и, скорее, характерны для неупорядоченных полупроводников с высокой плотностью локализованных состояний в запрещенной зоне. Предположительно, это обусловлено тем, что бомбардировка нейтронами может приводить к формированию в бинарном полупроводнике „разупорядоченного сплава“ как за счет образования дефектов вакансионного типа, так и за счет расслоения материала (образование антиструктурных дефектов).



**Рис. 3.** Изменения спектральных зависимостей коэффициента поглощения в образцах *n*-InP, облученных быстрыми нейтронами (*a*) и полным спектром реакторных нейтронов (*b*) при последующем изохронном отжиге ( $\Delta t = 20$  мин),  $T_{test} = 295$  К. *a* — образец 2,  $D_{fn} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ;  $T_{ann.}, ^\circ\text{C}$ : 1 — 20, 100, 200; 2 — 300; 3 — 400; 4 — 500; 5 — 600; 6 — 700; 7 — 800; 8 — 900. *b* — образец 4;  $D_{th.n.}, \text{см}^{-2}$ . 1–6 —  $4.8 \cdot 10^{17}$ , 7 —  $2.1 \cdot 10^{19}$ ;  $T, ^\circ\text{C}$ : кривые 1–5 — то же, что и на рис. *a*, 6 — 700, 800; 7 — 900.



**Рис. 4.** Коэффициент поглощения для разных длин волн (1–7) и показатель степени  $p$  в выражении  $a \propto 1/(h\nu)^p$  (8) для образцов, облученных быстрыми нейтронами (1, 3, 5, 7, 8) при  $D_{fn} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$  — образец 2 и полным спектром реакторных нейтронов (2, 4, 6) при  $D_{th,n} = 4.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  — образец 4, в зависимости от температуры изохронного отжига  $T_{ann}$  ( $\Delta t = 20$  мин),  $T_{test} = 295 \text{ К}$ . Измерения поглощения проведены при  $h\nu$ , эВ: 1 — 0.4; 2, 3 — 1.18; 4, 5 — 1.3; 6, 7 — 0.16.

Так, данные измерений ЭПР в облученном InP подтверждают высокую эффективность формирования как вакансий фосфора  $V_P$ , так и антиструктурных дефектов типа  $P_{In}$  [27,28].

При отжиге облученного InP при  $T_{ann} > 300^\circ\text{C}$  отмечается уменьшение величины интегрального дополнительного поглощения в околосветовой области спектра, а при температурах отжига выше  $500^\circ\text{C}$  — рост оптического поглощения в „примесной“ области спектра, для длин волн  $h\nu < 0.4$  эВ (рис. 3, а, б). Такие изменения величины  $\int_{h\nu}^{\epsilon_g} \alpha(h\nu) d(h\nu)$  при отжиге связаны с уменьшением концентрации глубоких РД, что приводит к раскомпенсации облученного материала и к росту  $\alpha$  в области  $h\nu < 0.4$  эВ вследствие появления свободных электронов в зоне проводимости InP за счет ионизации примеси Sn. На рис. 4 представлено изменение коэффициента поглощения  $\alpha$  для различных длин волн при термической обработке образцов, облученных быстрыми и реакторными нейтронами. Кривые 1–5 демонстрируют эффективность отжига РД, а кривые 6, 7 — эффективность появления в материале свободных электронов. Можно отметить, что  $T_{ann} \approx 500^\circ\text{C}$  является критической для InP, поскольку именно вблизи данной температуры отмечается восстановление большинства параметров в дефектном InP, включая восстановление дальнего порядка в  $a$ -InP [29].

Исследование спектральной зависимости  $\alpha \propto 1/(h\nu)^p$  (рис. 5) в области поглощения свободными электронами в облученных образцах выявляет увеличение коэффициента  $p$  от  $\sim 2.3$  — в материале непосредственно после облучения — до величины 3.0–3.4 при повышении температуры пострадиационного отжига до  $700$ – $900^\circ\text{C}$  (кривая 8 на рис. 4). Такое значение  $p$  характерно для InP в случае рассеяния свободных электронов на ионизованных водородоподобных примесях. Используя известные величины сечения оптического поглощения на свободных электронах  $S_n = \Delta\alpha/\Delta n \approx 4.7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  при  $h\nu \approx 0.14$  эВ в InP, легированном водородоподобными примесями [30], можно оценить концентрацию свободных электронов  $n_D$  и эффективность ядерного легирования  $K$  этого материала из выражения

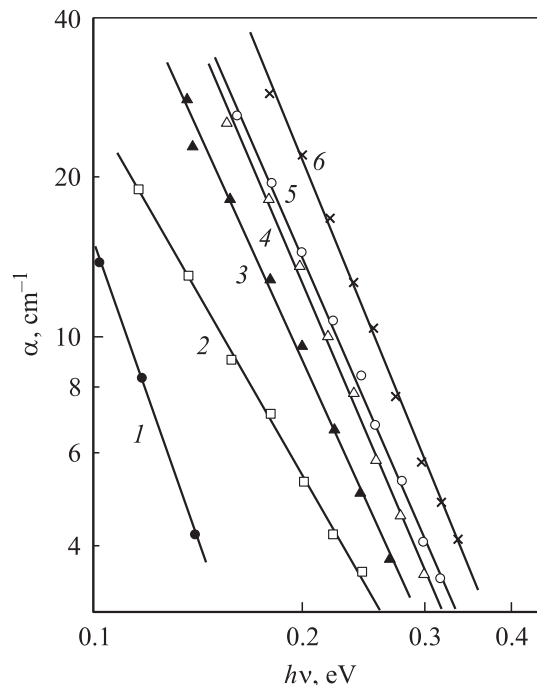
$$K \approx \Delta\alpha/S_n D,$$

где

$$\Delta\alpha = (\alpha_0 - \alpha_D), \quad \Delta n = (n_D - n_0).$$

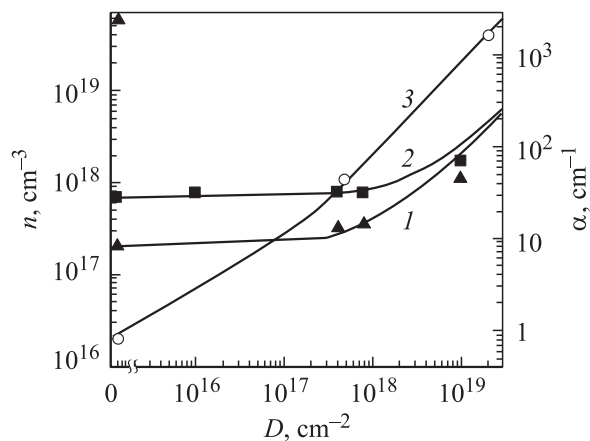
Здесь  $\alpha_0$ ,  $\alpha_D$  и  $n_0$ ,  $n_D$  — значения коэффициентов поглощения и концентрации свободных электронов до и после облучения и отжига соответственно.

На рис. 6 представлены значения  $\alpha(h\nu = 0.14 \text{ эВ})$  в образцах InP, облученных быстрыми нейтронами и полным спектром реакторных нейтронов, после их отжига при  $900^\circ\text{C}$  и соответствующие расчетные значения концентрации свободных электронов с учетом коэффициентов эффективности ядерного легирования InP:  $K = 0.2$  в



**Рис. 5.** Изменение спектральных зависимостей коэффициента поглощения  $a$  в облученном быстрыми нейтронами образце 2 при последующем изохронном отжиге ( $\Delta t = 20$  мин),  $T_{test} = 295 \text{ К}$ ,  $D_{fn}$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1 — 0, 2–6 —  $10^{19}$ ;  $T_{ann}$ ,  $^\circ\text{C}$ : 1 — 20, 2 — 500, 3 — 600, 4 — 700, 5 — 800, 6 — 900.





**Рис. 6.** Зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  ( $h\nu = 0.14$  эВ) и концентрации свободных электронов  $n$  в облученных и затем отожженных при  $900^\circ\text{C}$  образцах  $n$ -InP от интегрального потока нейтронов: кривые 1 — образец 2, 2 — образец 3, быстрые нейтроны; и кривая 3 — образец 4, реакторные нейтроны. Сплошные кривые — расчетные зависимости  $n_D - n_0 = 0.2D$  для кривых 1, 2 и  $n_D - n_0 = 2.3D$  для кривой 3.  $T_{\text{test}} = 295$  К.

случае облучения быстрыми нейтронами и  $K = 2.3$  — реакторными нейтронами [5]. Эти оценки близки к соответствующим данным оптических исследований данной работы. Таким образом, результаты оптических измерений в целом подтверждают электрофизические данные о высокой эффективности ядерного легирования InP при нейтронном облучении.

#### 4. Заключение

Облучение  $n$ -InP быстрыми нейтронами или полным спектром реакторных нейтронов потоками до  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$  (по быстрым нейтронам) приводит к формированию высокоомного материала  $n$ -типа проводимости с  $\rho \approx (2-6) \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при 295 К и к закреплению уровня Ферми вблизи  $E_V + 1.0$  эВ. При больших потоках нейтронов („переоблучении“) отмечается появление „примесной“ проводимости, что проявляется в уменьшении удельного сопротивления облученного материала и энергии активации проводимости с ростом интегрального потока частиц. При этом в спектральной области  $\sim E_g - 0.1$  эВ для облученных нейтронами кристаллов InP наблюдается значительное оптическое поглощение бесструктурного вида, характерное для неупорядоченных полупроводников. Отжиг при температурах выше  $300^\circ\text{C}$  приводит к уменьшению этого поглощения и к росту коэффициента оптического поглощения в „примесной“ области спектра, для  $h\nu < 0.4$  эВ, при температурах отжига выше  $500^\circ\text{C}$  за счет активации примеси Sn, введенной в кристаллическую решетку InP. Оценена эффективность ядерного легирования и качество получаемого материала.

Работа выполнена при поддержке проекта № 1630 МНТЦ „Высокостабильные радиационно-стойкие полупроводники“ и ФНТП Министерства промышленности и науки по направлению „Новые материалы“ и „Нейтронные исследования вещества“.

#### Список литературы

- [1] Л.С. Смирнов, С.П. Соловьев, В.Ф. Стась, В.А. Харченко. *Легирование полупроводников методом ядерных реакций*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1982).
- [2] L.F. Zakharenkov, V.V. Kozlovskii, V.A. Shustrov. *Phys. Status Solidi (a)*, **117** (1), 85 (1990).
- [3] Н.Г. Колин. *Изв. вузов. Физика*, **46** (6), 12 (2003).
- [4] B. Lee, N. Pan, G.E. Stillman, K.L. Hiess. *J. Appl. Phys.*, **62** (3), 1129 (1987).
- [5] Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, С.П. Соловьев. *ФТП*, **34** (2), 157 (2000).
- [6] H.Y. Bardeleben, J.C. Bourgoin, K. Kainosho, O. Oda. *Appl. Phys. Lett.*, **57** (23), 2464 (1990).
- [7] D. Hoffman, G. Muller, N. Streckfuss. *Appl. Phys. A*, **48** (4), 315 (1988).
- [8] V.N. Brudnyi, V.A. Charchenko, N.G. Kolin, V.A. Novikov, A.D. Pogrebnyak, Sh.M. Rusimov. *Phys. Status Solidi (a)*, **93** (1), 195 (1986).
- [9] V.N. Brudnyi, N.G. Kolin, and V.A. Novikov. *Phys. Status Solidi (a)*, **132**, 35 (1992).
- [10] Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, С.П. Соловьев. *ФТП*, **34** (2), 153 (2000).
- [11] M. Kitagawa, T. Endo, J. Dei, T. Fudjino, K. Masumoto, K. Nakamura. *Ann. Report of the radiation Center of Osaka Prefecture*, **26**, 75 (1985).
- [12] Б.Е. Саморуков, С.В. Слободчиков. *ФТП*, **23** (5), 921 (1989).
- [13] J.D. Woodhouse, J.P. Donnelly, G.W. Iseler. *Sol. St. Electron.*, **31** (1), 13 (1988).
- [14] В.В. Козловский, Т.И. Кольченко, В.М. Ломако. *ФТП*, **24** (6), 1123 (1990).
- [15] A. Sibille, J. Suski, M. Gileron. *J. Appl. Phys.*, **60** (2), 595 (1986).
- [16] K. Tadamasu, K. Makato, Ji-Kui Luo, Y. Shigemi, A. Yoshio. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.*, **37-38**, 321 (1989).
- [17] P.E. Tompson, S.C. Binary, H.B. Dietrich. *Sol. St. Electron.*, **26** (8), 805 (1983).
- [18] В.Н. Брудный, В.А. Новиков. *ФТП*, **16** (10), 1880 (1982).
- [19] В.Н. Брудный, П.Н. Дробот, В.А. Новиков. *Изв. вузов. Физика*. Деп. в ВИНТИ, рег. № 6584-B87.
- [20] J. Tersoff. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 465 (1984).
- [21] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев. *ФТП*, **32** (3), 315 (1998).
- [22] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. *Physica B: Condens Matter* **212**, 429 (1995).
- [23] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. *Материаловедение*, **72** (3), 17 (2003).
- [24] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, N.G. Kolin. *Physica B: Condens Matter*, **348**, 213 (1995).
- [25] E.Yu. Brailovski, G.N. Eritsyanyan, N.E. Grigoryan. *Phys. Status Solidi (a)*, **78** (2), K 113 (1983).
- [26] F.F. Leonberger, J.N. Walpole, J.P. Donnelly. *IEEE J. Quant. Electron.*, **17** (6), 830 (1981).
- [27] H.J. Bardeleben. *Sol. St. Commun.*, **57** (2), 137 (1986).

- [28] A. Goltzene, B. Meyer, C. Schwab. *J. Appl. Phys.*, **62** (11), 4406 (1987).
- [29] E. Wender, T. Opferman, P.I. Gaiduk. *J. Appl. Phys.*, **82** (12), 5965 (1997).
- [30] *Оптические свойства полупроводников*, под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира. (М., Мир, 1970) [Пер. с англ.: *Semiconductors and semimetals*, ed. by R.K. Willardson, A.C. Beer (Academic Press, N.Y.–London, 1967)].

Редактор Т.А. Полянская

## Electrophysical and optical properties of InP after heavily neutron irradiation

V.N. Brudnyi, N.G. Kolin\*, D.I. Merkurisov\*,  
V.A. Novikov

V.D. Kuznetsov Siberian Physicotechnical Institute  
at Tomsk State University,  
634034 Tomsk, Russia

\*Obninsk Branch of the Federal State Unitary  
Enterprise „Karpov Institute of Physical Chemistry“,  
249033 Obninsk, Russia

**Abstract** Electrophysical properties and optical absorption spectra of InP irradiated with fast neutrons ( $E > 0.1$  MeV,  $D_{f,n} \leq 10^{19}$  cm $^{-2}$ ) and reactor neutrons ( $D_{th,n} \leq 1 \cdot 10^{19}$  cm $^{-2}$ ,  $\varphi_{th,n}/\varphi_{f,n} \approx 1$ ) and the changing of these properties during the post-irradiation annealing up to 900°C are presented. The results of the optical investigations reveal that free electrons are appeared in the heavily neutron-irradiated InP after annealing up to 500°C only. The efficiency of the neutron transmutation doping and the quality of InP are estimated.