

Электрофизические свойства InAs, облученного протонами

© В.Н. Брудный[†], Н.Г. Колин*, А.И. Потапов

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова,
634050 Томск, Россия

* Государственный научно-исследовательский центр института физической химии им. Л.Я. Карпова,
Обнинское отделение,
249033 Обнинск, Россия

(Получена 5 августа 2002 г. Принята к печати 6 сентября 2002 г.)

Представлены результаты исследования электрофизических свойств InAs, облученного ионами H^+ ($E = 5 \text{ МэВ}$, $D = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$). Показано, что независимо от уровня легирования и типа проводимости исходного материала после облучения InAs всегда приобретает n^+ -тип проводимости ($n \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Обсуждается явление закрепления уровня Ферми в облученном материале. Исследована термическая стабильность радиационных нарушений в InAs при температурах последующего отжига до 800°C .

1. Введение

При развитии методов радиационной технологии (радиационное модифицирование, ионное и трансмутационное легирование), исследовании радиационной стойкости полупроводниковых материалов и приборов на их основе, а также при проектировании радиационно-устойчивых систем важное значение приобретает выявление связи между радиационно-стимулированными изменениями характеристик полупроводниковых материалов, так же как и приборов на их основе, и фундаментальными параметрами кристалла. Важно выяснить, какую роль в таких изменениях играют условия облучения и предыстория материала, а также каков вклад в наблюдаемые эффекты фундаментальных параметров самого полупроводника. Особое внимание при этом уделяется проблеме стабилизации (пиннинга) уровня Ферми в облученных полупроводниках и оценке соответствующих этому „предельных“ электрофизических параметров кристалла [1]. Знание этих характеристик дает возможность не только предсказать, в каком направлении следует ожидать изменения электрофизических свойств полупроводника при радиационном воздействии, но и позволяет выбором уровня легирования и типа проводимости исходного материала обеспечить его устойчивость к высокоэнергетическому облучению.

Особый интерес среди полупроводников группы алмаза и соединений $A^{III}B^V$ занимает InAs. В отличие от других материалов, в которых в результате облучения уровень Ферми смещается в запрещенную зону, для InAs при накоплении радиационных дефектов (РД) отмечается сдвиг уровня Ферми в направлении разрешенных энергий зоны проводимости. Уже в самых первых работах на поликристаллическом материале были отмечены увеличение концентрации свободных электронов в исходных образцах n -InAs ($n_0 < 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и p - n -конверсия типа проводимости для p -InAs в результате электронного (4.5 МэВ) облучения [2]. Более поздние аналогичные исследования монокристаллов подтвердили

эти данные [3,4]. Было установлено, что при исходных концентрациях свободных электронов, меньших 10^{18} см^{-3} , облучение приводит к росту концентрации электронов. Многие авторы пытались связать такие особенности данного полупроводника с преимущественным образованием в кристаллической решетке InAs водородоподобных РД донорного типа. Однако исследования облученного быстрыми нейтронами сильно легированного n^+ -InAs ($n = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) выявили уменьшение концентрации свободных электронов, что связывалось авторами с преимущественным образованием в таком материале дефектов акцепторного типа [5]. На основе этих данных был сделан вывод о том, что эффективность формирования радиационных доноров или акцепторов в InAs зависит от уровня легирования и типа проводимости исходного материала.

2. Результаты исследований

В настоящей работе исследуются электронные характеристики InAs, насыщенного РД с помощью протонной бомбардировки. Представлены: 1) данные исследований дозовых зависимостей электрофизических параметров кристаллов InAs, облученных протонами (5 МэВ) интегральными потоками до $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; 2) экспериментальные и расчетные данные по предельному (стационарному) положению уровня Ферми в облученном InAs и электрофизическим параметрам такого материала; 3) результаты исследований последующего изохронного отжига (до 800°C) облученного материала в зависимости от интегрального потока и исходного уровня легирования. Следует отметить, что исследования свойств InAs с высокой плотностью РД, достигнутой в настоящей работе протонной бомбардировкой, отсутствуют в литературе.

2.1. Экспериментальные данные

Исследованы кристаллы, выращенные методом Чохральского, параметры которых до и после облучения максимальными потоками протонов представлены

[†] E-mail: brudnyi@ic.tsu.ru

Таблица 1. Электрофизические параметры образцов InAs до и после облучения протонами ($E = 5 \text{ МэВ}$, $D = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$), $T_{\text{test}} = 295 \text{ К}$

№ образца	$R_H(0)$	$R_H(D)$	$\sigma(0)$	$\sigma(D)$	$\mu_H(0)$	$\mu_H(D)$
	$\text{см}^3/\text{С}$		$\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$		$\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	
1	-284	-3.1	834	1000	23665	3100
2	-6.1	-2.2	2000	1272	12200	2800
3	+300	-2.1	1.26	1071	360	2250
4	+80	-2.5	3.37	852	270	2130
5	+6.2	-2.0	40.3	910	250	1820

Примечание. $R_H(0)$, $\sigma(0)$, $\mu_H(0)$ — коэффициент Холла, проводимость и холловская подвижность до облучения, $R_H(D)$, $\sigma(D)$, $\mu_H(D)$ — то же после облучения протонами. T_{test} — температура измерения.

в табл. 1. Образцы для исследований ($d \approx 10^2 \text{ мкм}$) облучались протонами ($E = 5 \text{ МэВ}$, $j \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ А/см}^2$, $T \approx 3205 \text{ К}$) на циклотроне ТПУ (г.Томск) с двух сторон, интегральные потоки частиц суммировались. Измерение параметров облученных кристаллов проводилось после их выдержки вблизи 295 К от недели до полугода в зависимости от интегрального потока частиц. Отжиг материала до 400°C проводился в вакууме, а при $T_{\text{ann}} > 450^\circ\text{С}$ — при равновесном давлении паров As.

Характер изменения постоянной Холла R_H и электропроводности σ в образцах InAs n - и p -типа проводимости при облучении ионами H^+ (5 МэВ) показан на рис. 1. Как следует из представленных на рис. 1 и в табл. 1 данных, во всех исследованных кристаллах при облучении протонами величина R_H стремится к общему значению около $-2.5 \text{ см}^2/\text{С}$ (при $T_{\text{test}} = 295 \text{ К}$), что соответствует предельным (стационарным) значениям концентрации свободных электронов $n_{\text{lim}} \approx 2.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Соответствующие изменения электропроводности кристаллов при облучении также показаны на рис. 1 и в табл. 1. Полученные предельные значения электропроводности σ и холловской подвижности $\mu_H = R_H\sigma$ составляют около $10^3 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ и $2400 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (при 295 К) соответственно. Характер изменения температурных зависимостей R_H в образцах n - и p -типа проводимости при протонном облучении также указывает на переход исследованных материалов в вырожденное состояние n^+ -типа проводимости в результате облучения (рис. 2).

Изменение положения уровня Ферми в исходном материале n -типа (образец 1) и p -типа (образец 5) при протонной бомбардировке представлено на рис. 3. Положение уровня Ферми F рассчитывалось в трехзонном приближении с использованием выражения

$$n = N_C [(1 + \delta 2/3)^{3/2} / (1 + \delta)] J_{3/2,0}(\eta, \beta, \delta),$$

где $\delta = \Delta_{SO}/E_G$, $\eta = F/kT$, $\beta = kT/E_G$, N_C — эффективная плотность состояний в зоне проводимости и $J_{3/2,0}(\eta, \beta, \delta)$ — интеграл Кейна. При расчетах принималось, что ширина запрещенной зоны составляет $E_G = [0.426 - \gamma T^2/(93 + T)]$, $\gamma = 3.158 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$

и величина спин-орбитального расщепления валентной зоны $\Delta_{SO} = 0.38 \text{ эВ}$. В соответствии с данными рис. 3 уровень Ферми во всех исследованных материалах в результате облучения смещается в область разрешенных энергий зоны проводимости и закрепляется вблизи положения $F_{\text{lim}} \approx E_V + (0.49 - 0.52) \text{ эВ}$ для интервала температур (295–77) К. Из экспериментальных дан-

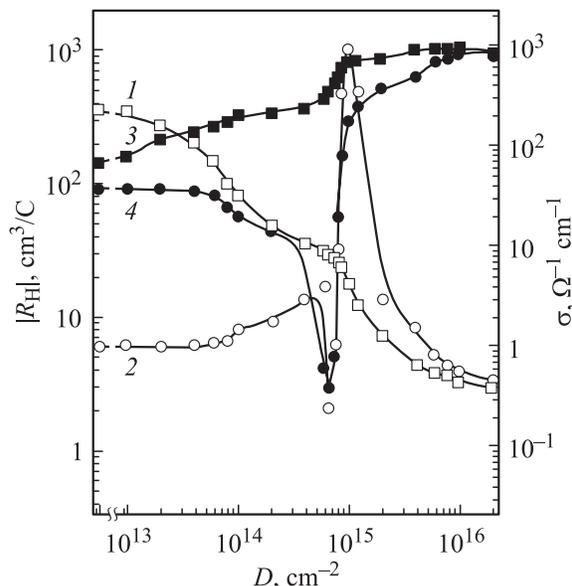


Рис. 1. Зависимости от дозы облучения коэффициента Холла R_H (1, 2) и проводимости σ (3, 4) в InAs (образцы 1, 4) при протонной ($E = 5 \text{ МэВ}$) бомбардировке. Температура измерений $T_{\text{test}} = 295 \text{ К}$.

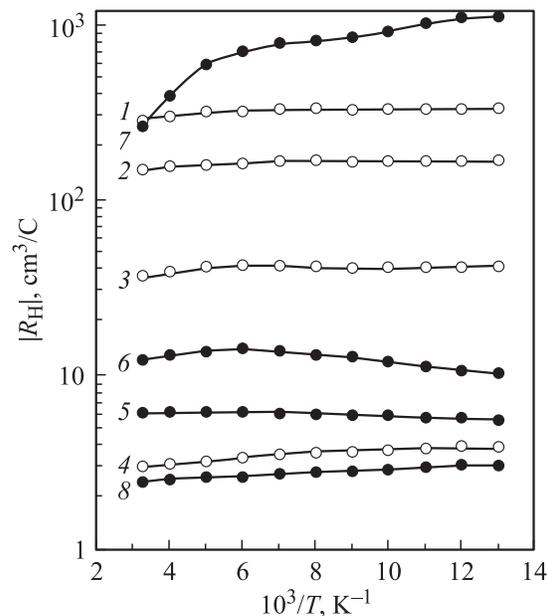


Рис. 2. Температурные зависимости R_H в образцах 1 (1–4) и 5 (5–8), облученных протонами (5 МэВ) интегральными потоками D , 10^{-16} см^{-2} . 1, 5 — 0; 2 — 0.02; 3 — 0.05; 4, 8 — 2; 6 — 0.06; 7 — 0.1.

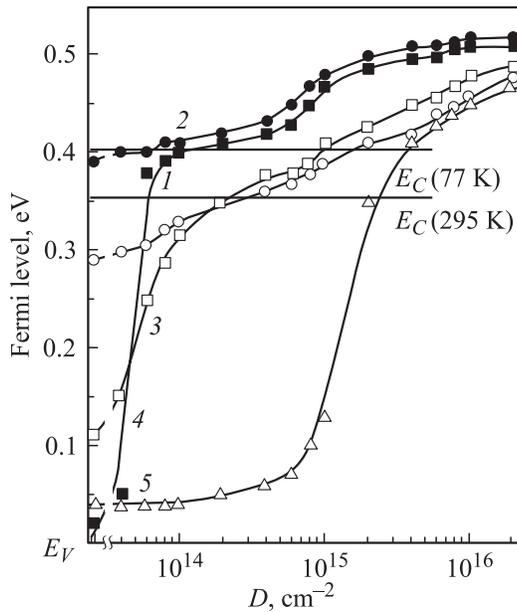


Рис. 3. Зависимости положения уровня Ферми от дозы облучения в образцах 1 (1,2), 4 (3,4) и 5 (5) при протонной (5 МэВ) бомбардировке. Температуры измерения $T_{\text{test}} = 77 \text{ K}$ (2, 4) и 295 K (1, 3, 5).

ных был также оценен температурный коэффициент $\partial F_{\text{lim}}/\partial T \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$ в области (77–300) К.

Эти результаты совместно с литературными данными [1–5] показывают, что введение РД в кристаллическую решетку InAs приводит к смещению уровня Ферми в область разрешенных энергий зоны проводимости и формированию материала n^+ -типа проводимости ($n^+ \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) как для исходных образцов n -InAs, так и p -InAs. Данные исследований показывают, что эффективность радиационного „легирования“ кристаллов n -InAs и p -InAs дефектами донорного типа уменьшается с ростом исходной концентрации свободных электронов от n_0 до $n_{\text{lim}} \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Соответствующие исследования n^+ -InAs, облученного быстрыми нейтронами [5], выявляют уменьшение эффективности радиационного „легирования“ такого материала дефектами акцепторного типа при уменьшении концентрации свободных электронов от исходных значений до n_{lim} за счет облучения. Таким образом, как и в других полупроводниках группы алмаза и $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, при облучении InAs вводятся РД как донорного, так и акцепторного типов, а их эффективность в материале определяется положением уровня Ферми в исследуемом образце относительно его предельного положения F_{lim} в облученном кристалле. При смещении F к значению F_{lim} эффективность радиационного „легирования“ InAs дефектами как донорного, так и акцепторного типов уменьшается вследствие выравнивания скоростей их введения, что и приводит к стабилизации (пиннингу) уровня Ферми в облученном материале. За счет радиационного „легирования“ исходная концентрация

свободных электронов (n_0) и соответствующая этому концентрация свободных дырок (p_0) в полупроводнике может быть изменена в пределах от n_0 до n_{lim} (или от p_0 до p_{lim}) в соответствии с выражениями:

$$n_{\text{lim}} = n_0 \exp(\Delta E/kT), \quad p_{\text{lim}} = p_0 \exp(-\Delta E/kT),$$

где $\Delta E = (F_0 - F_{\text{lim}})$ и F_0 — исходное (до облучения) положение уровня Ферми. Это приводит к тому, что при концентрациях свободных электронов, меньших $n_{\text{lim}} = (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в InAs при облучении будет иметь место увеличение концентрации свободных электронов, а при $n_0 > n_{\text{lim}}$ концентрация свободных электронов будет уменьшаться. Следует отметить, что радиационное „легирование“ отличается от легирования химическими примесями тем, что „предельные“ электронные параметры облученного материала определяются положением F_{lim} , а в случае легирования химическими примесями — выбором примеси и пределом ее растворимости в полупроводнике.

2.2. Модельные оценки

При модельных оценках использованы результаты соответствующих исследований для других полупроводников группы алмаза и $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, у которых уровень Ферми в результате облучения закрепляется в пределах минимальной запрещенной зоны кристалла. Предполагается, что закрепление уровня Ферми в облученном InAs обусловлено не особенностями дефектообразования в данном материале, а является следствием выполнения условия зарядовой (локальной) электронейтральности для дефектного кристалла. В соответствии с этой концепцией положение уровня зарядовой (локальной) электронейтральности E_{lnl} определяется балансом между заряженными дефектами донорного и акцепторного типов. Действительно, выполненные для InAs расчеты положения E_{lnl} (точки ветвления комплексной зонной структуры кристалла) в моделях [6,7] дают значения, близкие к экспериментальным величинам F_{lim} в облученном кристалле (табл. 2). Это указывает на то, что InAs после облучения имеет высокую плотность заряженных РД, которая существенно превышает величину n_{lim} . Именно в этом случае положение уровня Ферми должно задаваться главным образом балансом между заряженными радиационными дефектами донорного и акцепторного типов. Действительно, плотность введенных при облучении протонами (5 МэВ) радиационных доноров в исходном p^+ -InAs, оцененная по начальным скоростям

Таблица 2. Экспериментальное значение F_{lim} , расчетные значения E_{lnl} , E_B , $\langle E_G \rangle/2$ для InAs (отсчет относительно уровня Γ_{8v} , эВ)

F_{lim}	E_{lnl} [7]	E_{lnl} [14]	E_B [11]	$\langle E_G \rangle/2$ [7]
0.52	0.50	0.55	0.52	0.50

удаления свободных дырок в предположении о том, что накопление РД происходит линейно с ростом дозы, дает величину порядка $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для $D = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Аналогично в случае нейтронного облучения сильно легированного n^+ -InAs ($n = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) оцененная концентрация радиационных акцепторов при граничных потоках быстрых нейтронов, соответствующих закреплению уровня Ферми вблизи F_{lim} , достигает величины порядка $1.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [5]. Таким образом, плотности радиационных доноров и акцепторов в InAs для случая $F \approx F_{\text{lim}}$ близки друг к другу (с точностью до $(2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), а облученный кристалл можно рассматривать как почти полностью компенсированный материал. Высокая степень компенсации такого материала подтверждается и относительно низкими значениями подвижности $\mu_n \approx 2.4 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (при 295 К) и около $3.6 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (при 77 К) относительно расчетных оценок, сделанных в работе [8].

Принимая во внимание, что точка ветвления одномерного кристалла попадает в середину запрещенной зоны [9], было также оценено значение $\langle E_G \rangle / 2$ в InAs [7]. Здесь величина $\langle E_G \rangle$ рассчитана как средний энергетический интервал между нижней зоной проводимости и верхней валентной зоной полупроводника в пределах всей зоны Бриллюэна. При выборе модели кристалла с изотропной энергетической щелью $\langle E_G \rangle$ учитывалось, что положение $\langle E_G \rangle / 2$ определяется усредненными интегральными характеристиками зонного спектра полупроводника. Действительно, исследования облученных полупроводников в условиях гидростатического сжатия показали, что РД независимо от положения их энергетических уровней в запрещенной зоне являются глубокими (сильно локализованными) состояниями, что позволяет для описания экспериментальных данных использовать модель кристалла с изотропной энергетической щелью $\langle E_G \rangle$ [10]. Значение $\langle E_G \rangle / 2$, отсчитанное от вершины валентной зоны InAs (уровня Γ_{8V}), представлено в табл. 2. Эти исследования дают также возможность рассматривать энергетическое положение F_{lim} как наиболее глубокое состояние дефектов E_B кристалла в энергетическом интервале вблизи минимальной запрещенной зоны. Расчеты значения E_B , выполненные в работе [11], представлены в табл. 2.

В соответствии с рассмотренными моделями реакция кристалла на высокоэнергетическое воздействие может рассматриваться как явление радиационной „самокомпенсации“, при котором уровень Ферми стабилизируется вблизи наиболее глубокого состояния дефектов, т.е. вблизи середины энергетической щели кристалла $\langle E_G \rangle$. На рис. 4 показаны расчетные значения $\langle E_G \rangle$ и $\langle E_G \rangle / 2$, а также значение E_{int} для InAs. В соответствии с данными рис. 4 именно „низкое“ положение уровня Γ_{6C} относительно энергии $F_{\text{lim}} (\equiv \langle E_G \rangle / 2, F_{\text{int}}, E_B)$ определяет n^+ -тип проводимости облученного InAs. Таким образом, модельные исследования показывают, что положение F_{lim} и соответствующие электрофизические

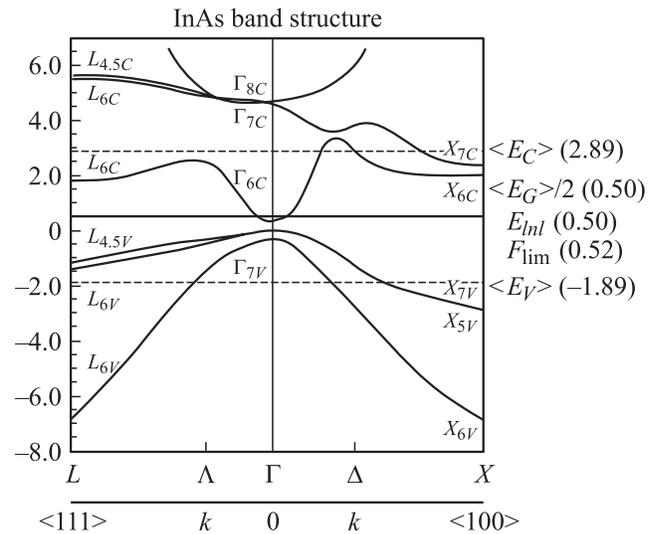


Рис. 4. Зонная диаграмма кристалла InAs, экспериментальное значение F_{lim} и расчетные значения E_{int} и $\langle E_G \rangle / 2$, эВ.

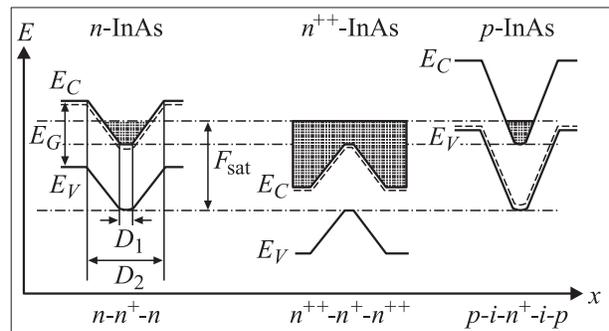


Рис. 5. Энергетические диаграммы кластеров дефектов в образцах InAs различного исходного уровня легирования, облученных быстрыми нейтронами или тяжелыми ионами.

свойства облученного InAs, как и для других полупроводников группы алмаза и $A^{III}B^V$, определяются энергетическим спектром идеального кристалла, а не особенностью дефектообразования в данном материале. Единственной особенностью РД в InAs является то, что большинство их энергетических уровней расположены выше края зоны проводимости, т.е. образуют состояния резонансного типа. При этом эти состояния дефектов являются наиболее „глубокими“ (наиболее локализованными) состояниями в энергетическом интервале вблизи минимальной запрещенной зоны InAs.

На основе экспериментальных исследований и расчетов можно представить энергетические диаграммы кластеров дефектов, которые формируются в образцах InAs различного уровня легирования и типа проводимости при облучении быстрыми нейтронами или тяжелыми ионами (рис. 5). В соответствии с этой моделью в центральной части таких кластеров (в пределах области D_1 , см. рис. 5), где плотность РД выше концентрации исходной легирующей примеси, уровень Ферми закреплён

в предельном (стационарном) положении $F_{lim} (\equiv E_{int}, E_B, \langle E_G \rangle / 2)$. В периферийной области (в пределах области D_2 на рис. 5) тип проводимости облученного материала определяется его исходным уровнем легирования и дозой облучения. В случае исходных кристаллов p -InAs в области пространственного заряда должны формироваться высокоомные участки (p - n -переходы). В соответствии с результатами исследований последовательное облучение материала за счет перекрытия кластеров дефектов должно приводить к уменьшению флуктуаций потенциала и в конечном счете к получению однородного по электрическим параметрам сильно компенсированного („собственного“) материала.

2.3. Исследование отжига

Особенности отжига РД в InAs для материала с низкой плотностью РД изучены достаточно подробно в литературе [12,13]. Поэтому основное внимание в работе уделено сильно облученному материалу с высокой плотностью РД (рис. 6, 7). Обнаружено, что эффективность отжига РД пропорциональна уровню исходного легирования InAs и в основном протекает при температурах до 500°C . При более высоких T_{ann} имеет место эффективное формирование термодоноров. Это явление известно и часто связывается с „загрязнением“ материала быстро диффундирующими химическими примесями, например Cu [12]. Термообработка специально не легированного n -InAs ($n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при температурах до 800°C (рис. 6) формирует материал

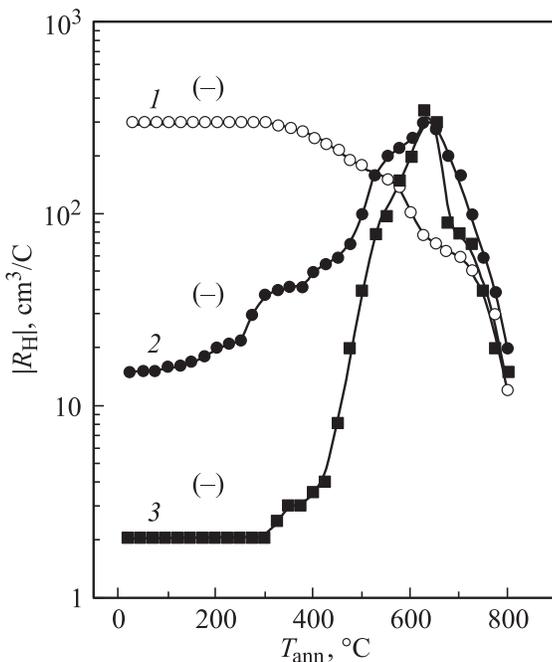


Рис. 6. Зависимости коэффициента Холла от температуры изохронного отжига (в течение 10 мин) образца 1 n -типа, облученного интегральными потоками протонов D , 10^{16} см^{-2} : 1 — 0, 2 — 0,2, 3 — 2.

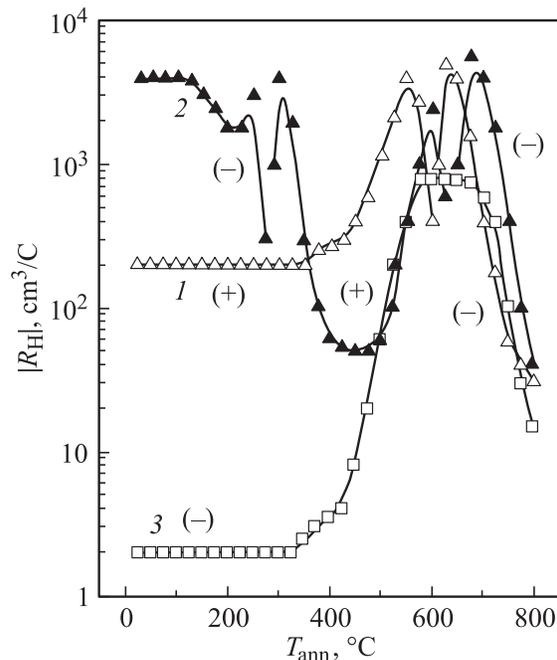


Рис. 7. Зависимости коэффициента Холла от температуры изохронного отжига (в течение 10 мин) образца 3 p -типа InAs, облученного интегральными потоками протонов D , 10^{16} см^{-2} : 1 — 0, 2 — 0,005, 3 — 2.

n -типа проводимости ($n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$). В случае исходных слабо легированных образцов p -типа проводимости ($p \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$), облученных большими потоками протонов, не удастся добиться обратной n - p -конверсии типа проводимости путем отжига из-за образования при высокотемпературной обработке термодоноров (рис. 7). Эти исследования показывают, что изменения электрофизических параметров InAs при облучении и термообработке качественно подобны, и в том и другом случае для образцов с $n \lesssim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ уровень Ферми смещается в направлении зоны проводимости за счет более эффективного введения доноров. Более того, подобно облученному материалу в термообработанном InAs при последующем низкотемпературном отжиге ($T_{ann} < 250^\circ\text{C}$) наблюдается частичный возврат электрофизических параметров InAs к значениям, близким к исходным [12]. Как показывают исследования авторов [14], при отжиге (до 900°C) облученных быстрыми нейтронами кристаллов n -InAs наблюдаются „остаточные“ акцепторы, плотность которых пропорциональна уровню исходного легирования материала. Наиболее вероятно, что эти акцепторы имеют не радиационное происхождение, а формируются при отжиге облученного материала тем более эффективно, чем выше уровень исходного легирования. Все это указывает на то, что причиной изменения свойств InAs при термообработке является процесс „самокомпенсации“ материала, аналогичный тому, что происходит при высокоэнергетическом облучении.

3. Заключение

Показано, что изменение электрофизических параметров InAs при радиационном воздействии можно рассматривать как процесс радиационной „самокомпенсации“, при котором уровень Ферми смещается в середину энергетической щели $\langle E_G \rangle$ кристалла. При этом особенности поведения InAs при радиационном воздействии обусловлены не спецификой дефектообразования в данном материале, а „узостью“ его минимальной запрещенной зоны из-за наличия тяжелого катиона In. Именно это определяет положение $F_{\text{lim}} (\equiv \langle E_G \rangle / 2, E_{\text{int}}, E_B)$ в области разрешенных энергий зоны проводимости и соответственно n^+ -проводимости облученного материала. Можно отметить, что, как и для других полупроводников, в InAs имеет место близкое соответствие между положением F_{lim} в облученном объемном материале и положением уровня Ферми на границах раздела [15], а свойства облученного кристалла близки характеристикам поверхностного слоя InAs [16,17]. Это указывает на „жесткое“ закрепление уровня Ферми в объемном дефектном InAs и на границах раздела и подтверждает фундаментальный характер параметра F_{lim} , определяющего свойства облученного полупроводника, а также связь этого параметра с особенностями зонного спектра идеального кристалла, а не типом структурных дефектов решетки, формируемых при радиационном воздействии.

Работа выполнена при поддержке проекта МНТЦ „Высокостабильные радиационноустойчивые полупроводники“, № 1630.

Список литературы

- [1] В.Н. Брудный. Изв. вузов. Физика, **29** (8), 84 (1986).
- [2] L.W. Aukerman. Phys. Rev., **115** (5), 1133 (1959).
- [3] M. Ladjemi. *Le titre de docteur ingenieur* (Universite de Paris-Sud, Centre D'Orsay, 1982).
- [4] V.N. Brudnyi, S.A. Vorobiev, A.A. Tsoi. Phys. St. Sol. (a), **72**, 529 (1982).
- [5] Н.Г. Колин, В.Б. Освенский, Н.С. Рытова, Е.С. Юрова. ФТП, **21** (8), 521 (1987).
- [6] J. Tersoff. Phys. Rev. B, **30** (8), 4874 (1984).
- [7] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. Physica B, **212**, 429 (1995).
- [8] В.В. Каратаев, М.Г. Мильвидский, Н.С. Рытова, В.И. Фикуль. ФТП, **11** (9), 1719 (1979).
- [9] J.J. Renn, W. Kohn. Phys. Rev. B, **10**, 448 (1974).
- [10] В.Н. Брудный. ФТП, **33**, 1290 (1999).
- [11] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. Материаловедение (2002), в печати.
- [12] В.В. Каратаев, Г.А. Немцова, Н.С. Рытова, Т.Г. Югова. ФТП, **11** (9), 1670 (1977).
- [13] Н.Г. Колин, В.Б. Освенский, Н.С. Рытова, Е.С. Юрова. ФТП, **20** (5), 822 (1986).
- [14] Н.Г. Колин, В.Б. Освенский, Н.С. Рытова, Е.С. Юрова. Физика и химия обраб. материалов, **4**, 3 (1986).
- [15] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев. ФТП, **32** (3), 316 (1998).

- [16] О.К. Гусев, В.П. Кириенко, А.А. Ломтев, В.Б. Яржембицкий. ФТП, **17** (6), 1153 (1983).
- [17] В.В. Каратаев, М.И. Резников, В.И. Тальянский. Поверхность. Физика, химия, механика, **4**, 57 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

Electrophysical properties of proton-irradiated InAs

V.N. Brudnyi, N.G. Kolin*, A.I. Potapov

V.D. Kuznetsov Siberian Physicotechnical Institute, 634050 Tomsk, Russia

* L.Ya. Karpov State Research Center of Physical Chemistry Institute, Obninsk Branch, 249033 Obninsk, Russia

Abstract The electrophysical properties of the proton ($E = 5 \text{ MeV}$, $D = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) irradiated InAs crystals are presented. It has been revealed that irrespective of the chemical impurities doping level and the type of conductivity of the initial material, InAs reaches n^+ -type conductivity after irradiation, $n \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The phenomenon of the Fermi-level pinning in the irradiated InAs is discussed, the thermal stability of the radiation defects is investigated up to 800°C .