

# Электрофизические свойства и предельное положение уровня Ферми в InSb, облученном протонами

© В.Н. Брудный<sup>¶</sup>, В.М. Бойко\*, И.В. Каменская, Н.Г. Колин<sup>¶¶</sup>

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

\* ФГУП Научно-исследовательский физико-технический институт им. Л.Я. Карпова,  
249033 Обнинск, Россия

(Получена 11 ноября 2003 г. Принята к печати 27 ноября 2003 г.)

Представлены результаты экспериментальных и модельных исследований электрофизических параметров и предельного положения уровня Ферми в металлургически и ядерно легированном InSb, облученном ионами водорода (10 МэВ,  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , 300 К). Показано, что предельные электрофизические параметры облученного InSb соответствуют материалу *p*-типа проводимости. В интервале температур 20–500°C исследованы особенности отжига радиационных дефектов.

## 1. Введение

Протонное облучение применяется для изготовления *p-n*-переходов, высокоомных областей, а также областей *n*-типа проводимости в InSb. Кроме того, использование протонных пучков позволяет получить материал с высокой плотностью радиационных дефектов (РД), что важно при исследовании физики радиационных нарушений и оценках так называемых предельных (стационарных) параметров облученного полупроводника, знание которых необходимо при прогностических оценках поведения материала в условиях высокоэнергетического радиационного воздействия. Исследования радиационных нарушений и их термической стабильности в данном соединении важны и при развитии методов ядерного (трансмутационного) легирования InSb.

Уже ранние исследования данного материала показали высокую чувствительность его электрофизических свойств к воздействию протонной бомбардировки. Однако большинство работ было выполнено на тонких слоях, полученных с помощью облучения протонами с энергиями 60–300 кэВ, когда нарушенные области материала сильно неоднородны по глубине и, кроме того, существенно влияние поверхности и подложки на измеряемые параметры [1–3]. В то же время облучение высокоэнергетическими 17.5 [4] и 50 МэВ [5] протонами было выполнено при относительно невысоких интегральных потоках частиц ( $10^{15}$  и  $7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ).

В настоящей работе проведены исследования электрофизических свойств и особенностей отжига РД на объемных образцах InSb в условиях высокодозового протонного облучения. Впервые выполнено исследование влияния протонного облучения на электрофизические параметры ядерно легированного InSb (ЯЛИС). Известно, что ядерное легирование InSb позволяет получить материал *n*-типа проводимости с высокой однородностью электрических свойств по объему материала (несколько %) за счет введения донорных примесей Sn (97.9%) и Te (2.1%), что представляет значительный технический интерес [6].

## 2. Методика эксперимента

В работе исследовались электрофизические свойства *n*- и *p*-InSb (Чохральский) с уровнем исходного легирования от  $1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (*n*-тип) до  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (*p*-тип) при 77 К, а также образцы ядерно легированного InSb. В качестве материала для получения ЯЛИС использовался специально не легированный монокристаллический InSb (Чохральский) с концентрацией электронов  $n = (1 - 2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (образец 3),  $n = (7 - 9) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (образец 4),  $n \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (образец 5) соответственно. Образцы ЯЛИС получали путем облучения InSb реакторными нейтронами в реакторе типа ВВР-ц ФГУП НИФХИ им. Л.Я. Карпова (г. Обнинск). После вылеживания такого материала для спада наведенной активности образцы подвергались термообработке при 450°C в течение 1 ч.

Облучение протонами ( $j = 5 \cdot 10^{-8} \text{ А/см}^2$ ,  $E = 10 \text{ МэВ}$ ,  $D = 5 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) проводилось на циклотроне ИЯФ ТПУ (г. Томск) при температурах, близких к комнатным. Для исследований использовались образцы толщиной  $\sim 200 \text{ мкм}$ , что меньше среднего проецированного пробега  $R_p \approx 300 \text{ мкм}$  протонов 10 МэВ в InSb согласно данным послойных измерений [7]. Параметры материалов до и после облучения максимальными потоками  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  протонов 10 МэВ представлены в таблице 1. Базовая температура измерений в работе  $T = 77 \text{ К}$ .

Изохронный отжиг ( $\Delta T = 20^\circ \text{C}$ ,  $\Delta t = 10 \text{ мин}$ ) исходных и облученных образцов InSb в интервале температур 20–500°C проводился в вакууме, причем перед каждым измерением образцы травилась в виннокислом травителе 25%  $\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_6$ :  $\text{H}_2\text{O}_2$ :  $\text{HF} = 18:14:1$  в течение 10–15 с.

Расчеты  $R_H$  и  $\rho$  в InSb проводились в двухзонном приближении:

$$R_H = (1/q)(p - nb^2)/(p + nb)^2,$$

$$\rho = q(n\mu_n + p\mu_p).$$

Здесь  $b = \mu_n/\mu_p \approx 10^2$  — отношение холловских подвижностей свободных электронов  $\mu_n$  и дырок  $\mu_p$  в InSb,

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

<sup>¶¶</sup> E-mail: ngkolin@mail.ru.com

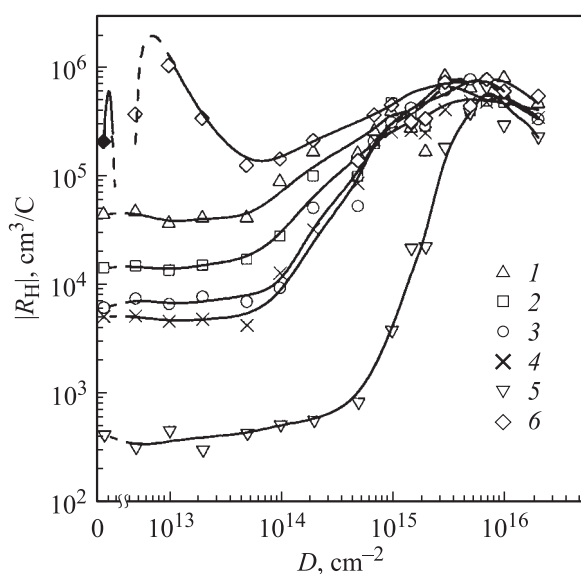
**Таблица 1.** Параметры исходных и облученных протонами  $D = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  кристаллов InSb

№	Материал	Исходные параметры			Параметры после облучения		
		$n, p$	$\rho$	$\mu_n$	$R_H$	$\rho$	$\mu_n$
		$\text{см}^{-3}$	$\text{Ом} \cdot \text{см}$	$\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$	$\text{см}^3 / \text{А} \cdot \text{с}$	$\text{Ом} \cdot \text{см}$	$\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$
1	ИСЭ-14 (Te)	$1.4 \cdot 10^{14}$	$8.0 \cdot 10^{-2}$	$5.58 \cdot 10^5$	$4.60 \cdot 10^5$	$3.06 \cdot 10^2$	$1.50 \cdot 10^3$
2	ИСЭ-13 (Te)	$4.3 \cdot 10^{14}$	$3.0 \cdot 10^{-2}$	$4.80 \cdot 10^5$	$4.01 \cdot 10^5$	$2.88 \cdot 10^2$	$1.39 \cdot 10^3$
3	ЯЛИС-3 (Sn)	$1.0 \cdot 10^{15}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$3.12 \cdot 10^5$	$3.30 \cdot 10^5$	$2.41 \cdot 10^2$	$1.37 \cdot 10^3$
4	ЯЛИС-5 (Sn)	$1.2 \cdot 10^{15}$	$1.68 \cdot 10^{-2}$	$3.10 \cdot 10^5$	$3.40 \cdot 10^5$	$2.3 \cdot 10^2$	$1.48 \cdot 10^3$
5	ЯЛИС-4 (Sn)	$(1.0-1.8) \cdot 10^{16}$	$5.0 \cdot 10^{-3}$	$1.25 \cdot 10^5$	$2.10 \cdot 10^5$	$1.86 \cdot 10^2$	$1.13 \cdot 10^3$
6	ИСД-15 (Zn)	$2.97 \cdot 10^{13}$	$5.54 \cdot 10^1$	$3.80 \cdot 10^3$	$5.38 \cdot 10^5$	$5.15 \cdot 10^2$	$1.04 \cdot 10^3$

$q$  — заряд электрона,  $R_H$  — постоянная Холла,  $\rho$  — удельное сопротивление, остальные обозначения общеприняты.

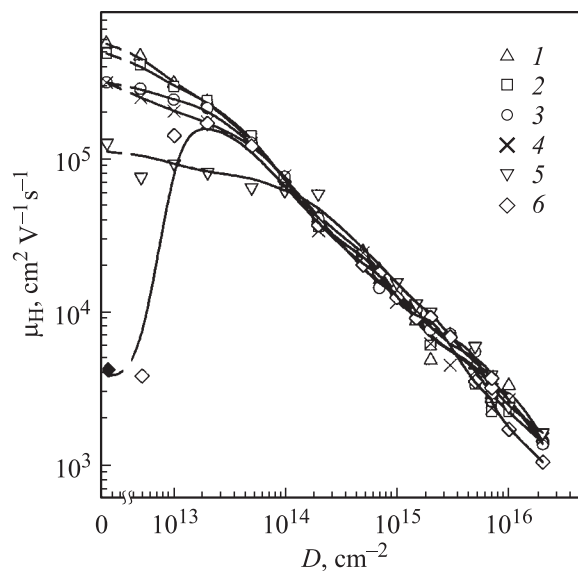
### 3. Экспериментальные результаты

Дозовые зависимости постоянной Холла  $R_H$  выявляют компенсацию исходной электрической активности в исходных образцах  $n$ -InSb и  $p$ - $n$ -конверсию типа проводимости для исходного  $p$ -InSb (рис. 1), что в целом соответствует литературным данным по протонному [4,5] и электронному 1 [8,9] и 50 МэВ [10] облучению InSb вблизи 300 К. На рис. 1 и последующих рисунках белый символ соответствует материалу  $n$ -типа проводимости, темный —  $p$ -типу. В отличие от литературных данных после участка „насыщения“ на зависимостях  $R_H(D)$  при протонном облучении наблюдается дальнейшее увеличение значения  $|R_H|$  до  $-(6-8) \cdot 10^5 \text{ см}^3/\text{Кл}$  для потоков  $D = 10^{16} \text{ см}^{-2}$  не только в исходном  $n$ -InSb, но и в исходном  $p$ -InSb, который приобрел  $n$ -тип проводимости



**Рис. 1.** Изменение постоянной Холла  $|R_H|$  в образцах InSb при протонном 10 МэВ облучении. Нумерация кривых на рис. 1-4 соответствует нумерации образцов табл. 1.

в результате облучения. Это указывает на то, что во всех исследованных образцах при потоках протонов, превышающих  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ , имеет место компенсация электронной проводимости и смещение уровня Ферми в направлении валентной зоны. Соответствующие изменения холловской подвижности носителей заряда  $\mu_n = R_H \sigma$  представлены на рис. 2. Можно отметить, что при



**Рис. 2.** Изменение  $|R_H \cdot \sigma|$  в образцах InSb при протонном 10 МэВ облучении.

потоках протонов  $D > 10^{14} \text{ см}^{-2}$  значения  $\mu_n(D)$  во всех исследованных материалах практически идентичны, т.е. кинетические свойства облученных образцов целиком определяются протонным облучением РД и не зависят от параметров исходных кристаллов. Эти исследования показывают, что в результате облучения протонами при 300 К в InSb вводятся РД донорного и акцепторного типов, а эффективность их влияния на электрофизические свойства материала зависит от уровня легирования и типа проводимости исследуемого кристалла. При этом в исходном  $n$ -InSb более эффективны радиационные акцепторы во всем интервале интегральных потоков облучения, а в исходном  $p$ -InSb на начальных этапах облучения

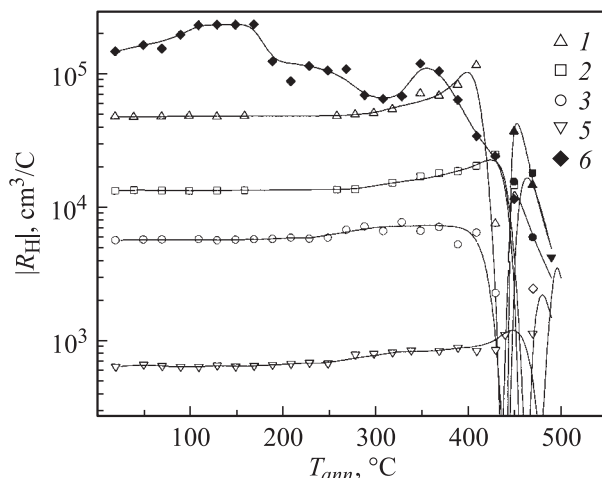


Рис. 3. Зависимость  $|R_H|$  от температуры изохронного (10 мин) отжига для исходных кристаллов InSb.

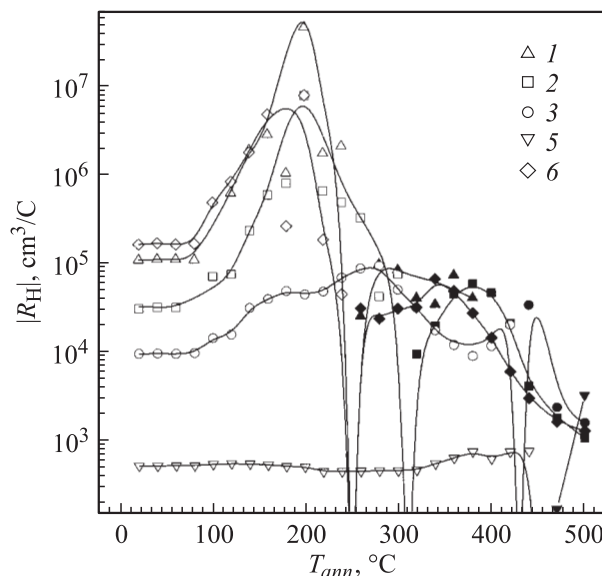


Рис. 4. Зависимость  $|R_H|$  от температуры изохронного (10 мин) отжига для облученных протонами  $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , 10 МэВ кристаллов InSb.

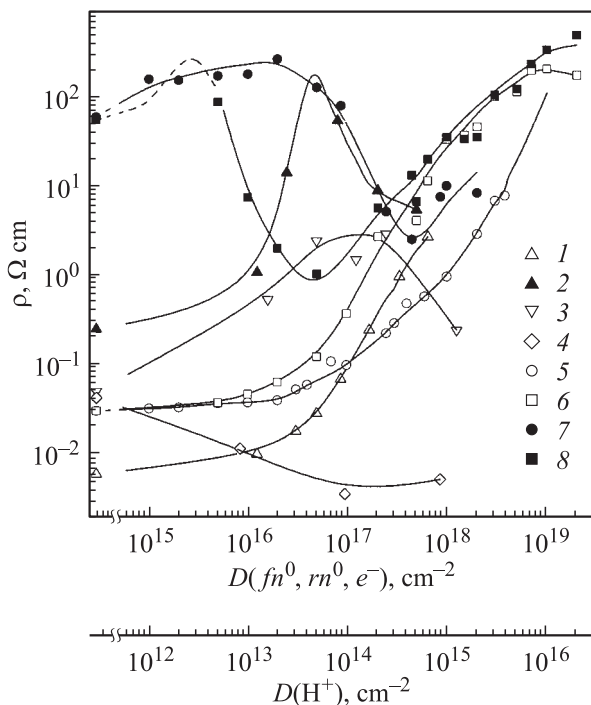
до доз  $\sim 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  более эффективны радиационные доноры, а при дальнейшем облучении — радиационные акцепторы, как и в исходных образцах  $n$ -InSb. Донорно-акцепторный характер РД в InSb подтверждается и данными исследований отжига облученного материала.

На рис. 3 и 4 представлены результаты исследования изохронного отжига исходных и облученных кристаллов InSb соответственно. В необлученных образцах  $n$ -InSb выявлена компенсация исходной проводимости при  $T_{\text{ann}} \geq 260\text{--}300^\circ\text{C}$  и  $n$ - $p$ -конверсия типа проводимости при  $T_{\text{ann}} = 420\text{--}450^\circ\text{C}$ . В исходном  $p$ -InSb концентрация дырок растет при температурах отжига выше  $\sim 350^\circ\text{C}$ . Эти явления достаточно известны в литературе и связываются с формированием при высокотемпературном нагреве InSb термоакцепторов [11]. В облученных

протонами образцах с исходным  $n$ -типом проводимости при отжиге в интервале температур  $20\text{--}500^\circ\text{C}$  наблюдается последовательная смена знака постоянной Холла ( $n$ - $p$ - $p^+$ -конверсия типа проводимости) при температурах:  $60\text{--}300^\circ\text{C}$  — преимущественный отжиг радиационных доноров,  $300\text{--}400^\circ\text{C}$  — отжиг радиационных акцепторов и при  $420\text{--}460^\circ\text{C}$  — интенсивное формирование термоакцепторов (рис. 4). Аналогично в облученном исходном  $p$ -InSb наблюдается  $n$ - $p$ - $p^+$ -конверсия типа проводимости при температурах отжига соответственно: вблизи  $300^\circ\text{C}$  — „обратная“  $n$ - $p$  — конверсия типа проводимости, преимущественный отжиг радиационных доноров с последующим увеличением плотности дырок до  $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  за счет формирования термоакцепторов при температурах отжига выше  $350^\circ\text{C}$ . Можно отметить, что с увеличением интегрального потока протонов или с уменьшением исходного уровня легирования материала отмечен сдвиг стадий изохронного отжига в область более высоких температур.

#### 4. Обсуждение экспериментальных данных

Характерная особенность ранее опубликованных работ по исследованию электрофизических свойств облученного InSb состоит в выявлении участка „насыщения“ на кривых  $\rho(D)$  и  $R_H(D)$  при облучении быстрыми нейтронами при 300 К [12] и 77 К [13], электронами 50 МэВ, 300 К [10], электронами 4.5 МэВ, 80 К [14]. При этом важно отметить, что при бомбардировке быстрыми нейтронами при 77 и 300 К [12,13] и электронами при 300 К [8] получены образцы  $n$ -типа проводимости с концентрацией свободных электронов  $3 \cdot 10^{12}\text{--}6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а при низкотемпературном 7–200 К облучении гамма-квантами и электронами [14–17] — образцы  $p$ -типа проводимости с концентрацией свободных дырок  $5 \cdot 10^{13}\text{--}3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При этом в области „насыщения“ дозовых зависимостей  $\rho(D)$  и  $R_H(D)$  для температур облучения вблизи 80, 200 и 300 К оцененные положения уровня Ферми составляли около  $E_v + 0.03 \text{ эВ}$ ,  $E_v + 0.08 \text{ эВ}$  и  $E_c - 0.03 \text{ эВ}$  соответственно [9,10,14]. Характерные особенности электрофизических параметров и  $n$ -тип проводимости InSb, облученного быстрыми нейтронами или электронами высоких энергий 50 МэВ, связывались с накоплением дефектов кластерного типа, хотя электронная структура таких кластеров в InSb неизвестна до настоящего времени. При этом следует отметить, что образцы InSb электронного типа проводимости были получены и при низкоэнергетическом 1 МэВ, 300 К [8] электронном облучении. По мнению большинства исследователей, решающим фактором, определяющим тип накапливаемых в решетке РД и соответственно свойства облученного InSb, является температура  $T_{\text{rad}}$ , при которой проводится облучение. В настоящее время данные по спектру РД в InSb включают состояния с энергетическими уровнями вблизи  $E_c - 0.03 \text{ эВ}$ ,  $E_v + (0.03\text{--}0.06) \text{ эВ}$  и состояния



**Рис. 5.** Дозовые зависимости удельного сопротивления образцов InSb, облученных: 1 [12], 2 [12], 3 [19] — быстрыми нейтронами; 4 [6] — полным спектром реакторных нейтронов и отожженных при 450°С в течение 20 мин; 5, 7 — электронами 1 МэВ; 6, 8 — протонами 10 МэВ.

вблизи середины запрещенной зоны [10,14,15,18]. При этом отмечается, что с увеличением температуры облучения или нагреве образца, облученного при низких температурах, увеличивается доля дефектов, энергетические уровни которых расположены в верхней половине запрещенной зоны. Предположительно именно с этим и связывается сдвиг „предельного“ уровня Ферми в InSb в направлении зоны проводимости с ростом температуры облучения.

Однако, как показали последующие исследования InSb, облученного большими интегральными потоками быстрых ( $E > 0.1$  МэВ) нейтронов [19], а также протонов и электронов (результаты настоящего исследования), выявленная ранее область „насыщения“ для кривых  $\rho(D)$  или  $R_H(D)$  вовсе не соответствует предельным электрофизическим параметрам облученного InSb. Дальнейшее облучение такого материала приводит к изменению зависимостей как  $\rho(D)$ , так и  $R_H(D)$ . Причем при больших потоках быстрых нейтронов удельное сопротивление InSb уменьшается по сравнению с его значением в области „насыщения“  $\rho(D)$ , а при облучении электронами 1 МэВ и протонами 10 МэВ величины  $\rho$  и  $R_H$  возрастают. Результаты настоящих измерений при  $T = 77$  К совместно с литературными данными — облучение быстрыми [12,19] и реакторными [6] нейтронами для  $T \approx 300$  К — представлены на рис. 5.

Из этих данных следует, что при малых интегральных потоках всех видов облучения ( $T_{rad} \approx 300$  К) в *n*-InSb до-

минируют РД акцепторного типа, а в исходном *p*-InSb — донорного. При этом нейтронное облучение всегда формирует материал *n*-типа проводимости, что можно связать с эффектом ядерного подлегирования материала оловом,  $N_{Sn} \approx 0.2D_{fn^0}$  [19], где  $D_{fn^0}$  — интегральный поток быстрых нейтронов. Это, по-видимому, и приводит к уменьшению удельного сопротивления InSb при больших потоках облучения быстрыми нейтронами. На рис. 5 представлена также зависимость  $\rho(D)$  в *n*-InSb, облученном полным спектром реакторных нейтронов (реактор ВВР-ц ФГУП НИФХТИ им. Л.Я. Карпова, г. Обнинск) и отожженном до 450°С (20 мин), в котором большая часть примеси олова,  $N_{Sn} \approx 2.9 \cdot D_{rn^0}$ , перешла в электрически активное состояние [6], здесь  $D_{rn^0}$  — полный интегральный поток реакторных нейтронов. В отличие от нейтронных пучков, в области больших потоков электронов и протонов величины  $\rho$  и  $R_H$  растут по мере облучения, что указывает на преимущественную эффективность РД акцепторного типа и смещение уровня Ферми в глубь запрещенной зоны во всех исследованных материалах.

Можно отметить, что в предыдущих исследованиях „предельные“ параметры облученного InSb ассоциировались с появлением участков „насыщения“ на дозовых зависимостях  $\rho(D)$  или  $R_H(D)$ . При этом само наличие таких участков „насыщения“ приписывалось установлению равновесия между процессами генерации и отжига РД при данных условиях облучения. Между тем многочисленные экспериментальные исследования показывают, что в облученных полупроводниках в условиях высокодозного облучения, когда плотность РД превышает плотность исходных легирующих примесей, всегда достигается предельное (стационарное) положение уровня Ферми, далее мы обозначим его  $F_{SAT}$ , которое не зависит от условий облучения, т.е. спектра введенных высокоэнергетическим облучением дефектов, и является характеристическим („собственным“) параметром кристалла [20]. Таким образом, в настоящее время вопрос о поведении InSb при воздействии высокоэнергетической радиации и о предельных электрофизических параметрах (типе проводимости, положении уровня Ферми) облученного материала остается открытым. Именно это обуславливает необходимость дальнейших экспериментальных и теоретических исследований данной проблемы.

## 5. Модельные оценки

Развитые в настоящее время теоретические модели для оценки  $F_{SAT}$  базируются на его отождествлении с положением точки ветвления (ТВ) комплексной энергетической структуры кристалла (энергии, вблизи которой изменяется донорно-акцепторный характер дефектных состояний полупроводника). Это положение ТВ отыскивается в разных эвристических моделях как энергетическое положение уровня зарядовой нейтральности  $E_{CNL}$  для дефектных состояний кристалла [21], как положение

**Таблица 2.** Расчетные значения  $E_g$ ,  $E_{CNL}$ ,  $E_{LNL}$ ,  $E_{DL}$ ,  $\langle E_G \rangle / 2$  для InSb, эВ,  $T = 0$  К. Отсчет значений  $E_{CNL}$ ,  $E_{LNL}$ ,  $E_{DL}$ ,  $\langle E_G \rangle / 2$  от потолка валентной зоны

$E_g$	$E_{CNL}$	$E_{LNL}$	$E_{DL}$	$\langle E_G \rangle / 2$
0.24	0.03	0.12	0.17	0.05

уровня нейтральности для локального дефектного амфотерного центра  $E_{LNL}$  [22], как энергетическое положение наиболее локализованного (наиболее глубокого) дефектного состояния  $E_{DL}$  кристалла в энергетическом интервале вблизи его минимальной запрещенной зоны [23,24].

Расчетные значения соответствующих величин для InSb представлены в табл. 2. Кроме того, в табл. 2 дано положение так называемой mid-gap energy  $\langle E_G \rangle / 2$ , где  $\langle E_G \rangle$  — средний энергетический интервал между нижней зоной проводимости и верхней валентной зоной в пределах первой зоны Бриллюэна кристалла. Поскольку в случае одномерного изотропного кристалла с энергетической щелью  $\langle E_G \rangle$  положению ТВ соответствует  $\langle E_G \rangle / 2$  [25], то это значение также может быть отождествлено с  $F_{SAT}$ . Соотношение расчетных величин  $E_{CNL}$ ,  $E_{LNL}$ ,  $E_{DL}$  и  $\langle E_G \rangle / 2$  для InSb в целом аналогично как и в других полупроводниках и выявляет разброс численных значений, полученных с использованием разных моделей. В отличие от „широкозонных“ полупроводников такой разброс расчетных величин является критическим в случае InSb вследствие малости его запрещенной зоны  $E_g$ . Но в целом результаты модельных расчетов указывают на предпочтительное положение предельного уровня Ферми в облученном InSb вблизи середины или в нижней половине его запрещенной зоны. Это соответствует экспериментальным исследованиям низкотемпературного 7–200 К облучения InSb гамма-квантами и электронами, когда удается избежать отжига большей части РД [14–17].

Представленные в работе теоретические модели связывают расчетные значения  $E_{CNL}$ ,  $E_{LNL}$ ,  $E_{DL}$  и  $\langle E_G \rangle / 2$  в дефектном полупроводнике не с характером нарушений решетки, а с особенностями зонного спектра объемного кристалла. Поэтому предельные электрофизические параметры облученного полупроводника инвариантны к типу РД и, следовательно, к условиям облучения и предыстории материала. И хотя спектр РД зависит от условий облучения, в кристалле всегда формируется такой набор дефектов, который в конечном случае обеспечивает смещение уровня Ферми к положению  $E_{SAT}$  при плотности РД, превышающей плотность легирующих примесей. Это подтверждается, например, соответствующими исследованиями GaAs, когда высокоомные образцы материала были получены за счет электронного облучения при температурах вблизи 300 и 570–670 К [26,27] за счет набора различного спектра РД, так называемых  $E$ - и  $H$ -ловушек в первом случае и  $P$ -ловушек — во втором [28,29]. При этом для получения высокоомного GaAs в условиях высокотемпературного

облучения всего лишь потребовалось увеличить интегральный поток электронов приблизительно в 25 раз.

Более того, как показывают эксперименты [30], и в случае облучения  $n$ -InSb электронами 4–8 МэВ при 300 К возможно получение материала  $p$ -типа проводимости, как и в случае низкотемпературного облучения, если последующие измерения образцов проводятся вблизи гелиевых температур. При этом точка  $n$ – $p$ -конверсии облученного кристалла сдвигается в более высокотемпературную область с ростом интегрального потока электронов. Это также подтверждает, что участки „насыщения“ на кривых  $\rho(D)$  и  $R_H(D)$ , выявленные в более ранних исследованиях, соответствуют не предельным, а некоторым промежуточным параметрам облученного InSb. Вследствие высокой эффективности отжига РД в InSb при  $T \approx 300$  К необходимы большие уровни облучения для достижения предельных (стационарных) электрофизических параметров данного соединения при комнатных температурах облучения. Можно также предположить, что появление максимума на кривых  $R_H(D)$  для  $D \approx 10^{16}$  см<sup>-2</sup> при протонном облучении (рис. 1) указывает на переход материала к  $p$ -типу проводимости при больших потоках ионов H<sup>+</sup>.

Таким образом, экспериментальные и модельные исследования указывают на то, что предельное состояние облученного InSb должно соответствовать материалу  $p$ -типа проводимости (кроме облучения нейтронами) независимо от температуры облучения, если только будет достигнута соответствующая плотность РД.

## 6. Заключение

Экспериментальные исследования показывают, что  $p$ -тип проводимости InSb достаточно быстро достигается для низкотемпературных 7–200 К условий облучения (кроме быстрых нейтронов), когда большинство РД в кристаллической решетке „заморожено“. Повышение температуры образца до 300 К приводит к отжигу значительной доли РД, однако и в этом случае может быть накоплено достаточное их количество для того, чтобы получить материал  $p$ -типа проводимости. Образцы  $p$ -InSb могут быть получены и в условиях высокотемпературного облучения протонами или последующего отжига при температурах 230–250°С материала, облученного при 300 К. Это позволяет выделить для InSb несколько групп РД. Первую группу образуют РД преимущественно акцепторного типа, ответственные за  $p$ -тип проводимости InSb, облученного при низких температурах ( $T \leq 200$  К). Вторую группу формируют РД донорного типа, стабильные до температур отжига около 230–250°С. Третья группа РД акцепторного типа отжигается при температурах 320–370°С. Именно с этим и связаны наблюдаемые особенности электрофизических свойств InSb, облученного (или отожженного) при разных температурах. Не обнаружено каких-либо отличий в изменении свойств металлургического и ядерно легированного InSb при облучении (300 К) ионами H<sup>+</sup> и последующем отжиге.

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

## Список литературы

- [1] I. Fujisawa. Jap. J. Appl. Phys., **19** (11), 2137 (1980).
- [2] N.Y. Chernyshova, G.A. Kachurin, V.A. Bogatyriov. Phys. Status Solidi A, **47** (1), K5 (1978).
- [3] Л.В. Лежейко, Е.В. Любобытова, В.И. Ободников. ФТП, **16** (9), 1638 (1982).
- [4] Ф.А. Зайтов, О.В. Горшкова, В.Н. Ованесов, А.Я. Поляков. ФТТ, **14** (2), 398 (1980).
- [5] Г.А. Вихлий, А.Я. Карпенко, И.Г. Мегела, Л.И. Тараброва. Укр. физ. журн., **27** (7), 1104 (1982).
- [6] Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, С.П. Соловьев. ФТП, **33** (7), 774 (1999).
- [7] В.Н. Давыдов, Изв. вузов. Физика, **42** (9), 37 (1999).
- [8] В.Н. Брудный, И.В. Каменская. Изв. вузов. Физика, **34** (7), 99 (1991).
- [9] Н.А. Витовский, Т.В. Машовец, О.В. Оганесян. ФТП, **12** (11), 2143 (1978).
- [10] Н.А. Витовский, Т.В. Машовец, О.В. Оганесян, Н.Х. Памбухчан. ФТП, **12** (9), 1861 (1978).
- [11] М.Н. Кеворков, А.Н. Попков, В.С. Успенский, Е.С. Юрова, И.М. Юрьева. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **16** (12), 2114 (1980).
- [12] H.J.W. Cleland, J.H. Crawford. Phys. Rev., **95**, 1177 (1954).
- [13] Л.К. Водопьянов, Н.И. Курдиани. ФТТ, **7** (9), 2749 (1965).
- [14] L.W. Aukerman. Phys. Rev., **115** (5), 1125 (1959).
- [15] Т.В. Машовец, З.Ю. Хансеев. ФТТ, **8** (6), 1690 (1966).
- [16] S. Mehra. Phys. Status Solidi A, **49** (1), 285 (1978).
- [17] S. Muhlra. Rad. Eff., **59**, 1 (1981).
- [18] S.D. Koumitz. Sol. St. Commun., **64** (8), 1171 (1987).
- [19] Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, С.П. Соловьев. ФТП, **33** (8), 927 (1999).
- [20] И.Н. Брудный, В.Г. Воеводин, О.В. Воеводина, С.Н. Гриняев, И.В. Ивонин, Л.Г. Лаврентьева, Г.Ф. Караваев. Изв. вузов. Физика, **41** (8), 26 (1999).
- [21] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев. ФТП, **32** (3), 315 (1998).
- [22] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyayev, V.E. Stepanov. Physica B, **212**, 429 (1995).
- [23] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. ФТП, **37** (5), 557 (2003).
- [24] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. Материаловедение, **3** (72), 17 (2003).
- [25] J.J. Rehn, W. Kohn. Phys. Rev. B, **9**, 1981 (1974).
- [26] В.С. Вавилов, Л.Ф. Захаренков, В.В. Козловский, Я.Я. Пилькевич, С.И. Пономарев. Изв. вузов. Физика, **32** (9), 110 (1989).
- [27] В.Н. Брудный, М.Д. Вилисова, Л.П. Пороховниченко. Изв. вузов. Физика, **35** (10), 57 (1992).
- [28] V.N. Brudnyi, V.V. Peshev. Phys. Status Solidi A, **105** (1), K 57 (1988).
- [29] В.В. Козловский, Т.И. Кольченко, В.М. Ломако. ФТП, **25** (7), 1169 (1991).
- [30] Е.П. Скипетров, В.В. Дмитриев, Ф.А. Зайтов, Г.И. Кольцов, Е.А. Ладыгин. ФТП, **20** (10), 1787 (1986).

Редактор Л.В. Беляков

## Electrophysical properties and Fermi-level pinning position in proton-irradiated InSb

V.N. Brudnyi, V.M. Boiko\*, I.V. Kamenskaya, N.G. Kolin\*

V.D. Kuznetsov Siberian Physical Technical Institute, 634050 Tomsk, Russia

\*FGUP L.Ya. Karpov Institute of Physical Chemistry, 249033 Obninsk, Russia

**Abstract** Results of experimental and simulation investigations of electrophysical parameters and the Fermi-level limit position in a proton-irradiated ( $10 \text{ MeV}$ ,  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ,  $300 \text{ K}$ ) both metallurgical and a neutron-transmutation doped InSb are presented. It has been revealed, that the boundary electrophysical parameters of irradiated InSb are similar to those of the material of the  $p$ -type conductivity. The peculiarities of the radiation-induced defect annealing in a temperature interval of  $(20-500)^\circ\text{C}$  are investigated.