

УДК 621.315.592

## КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В КОМПЕНСИРОВАННОМ $n$ -InSb ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Обзор

Гальперин Ю. М., Гершензон Е. М., Дричко И. Л.,  
Литвак-Горская Л. Б.

Представлен обзор результатов цикла исследований природы электропроводности предельно очищенных образцов антимонида индия  $n$ -типа. Рассмотрены способы определения концентрации доноров и степени компенсации в этом материале, обсуждается роль свободных и локализованных на донорах электронов в электропроводности при гелиевых температурах. Обсуждение основано на анализе результатов исследования гальваномагнитных явлений, поглощения СВЧ излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов и ультразвука. Рассмотрены способы определения характеристик материала на основе комплекса результатов, полученных с помощью указанных методов. Обсуждается также фотопроводимость по примесям в  $n$ -InSb.

*Введение.* Обзор посвящен природе и особенностям электропроводности  $\sigma$  одного из наиболее интересных узкозонных полупроводников типа  $A^{III}B^V$  —  $n$ -InSb. К настоящему времени антимонид индия является хорошо изученным полупроводниковым материалом, технология получения монокристаллов которого достигла высокого совершенства. Концентрация электрически активных примесей в чистых образцах не превышает  $(1 \div 2) \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ .

Электроны проводимости в  $n$ -InSb имеют исключительно малую эффективную массу ( $m^* = 0.013 m_0$ ), что определяет большую подвижность свободных электронов ( $\mu_{77} \approx 1 \cdot 10^6$  см $^2$ /В·с) и малую энергию ионизации водородоподобных примесей ( $\epsilon_0 = 1 \text{ Ry} = 0.67$  мэВ). Такие параметры материала, во-первых, определяют высокую чувствительность  $n$ -InSb к коротковолновому электромагнитному излучению и, во-вторых, предоставляют уникальные возможности для изучения воздействия внешних условий на электронные процессы. Влияние изменения температуры, электрического и магнитного полей, электромагнитного излучения и других параметров приводит к существенным, а иногда радикальным изменениям его свойств. Это, с одной стороны, представляет самостоятельный физический и практический интерес, а с другой — позволяет моделировать целый ряд явлений, присущих другим полупроводникам и электронным системам. Так, например, из-за большого боровского радиуса электрона на доноре ( $a = 640 \text{ \AA}$ ) в  $n$ -InSb при концентрациях, на 3—4 порядка меньших, чем в Ge и Si, возможно изучение проблемы взаимодействия между примесями и процессов делокализации примесных состояний.

Однако чувствительность к внешним воздействиям имеет и обратную сторону. При наблюдении тех или иных эффектов в  $n$ -InSb проявляется такая критичность к внешним условиям, столь сильная зависимость эффектов от характеристик образцов, что проблема интерпретации экспериментальных результатов становится значительно более сложной, чем в других полупроводниках. Поэтому эксперименты с  $n$ -InSb требуют особой тщательности, а их интерпретация — хорошего знания условий опыта и параметров образцов (концентрации доноров  $N_d$  и компенсации  $K = N_a/N_d$ ), особенно при изучении материала в слабых электрических  $E$  и магнитных  $H$  полях. Ситуация осложня-

ется тем, что детальной теории кинетических явлений в  $n$ -InSb при гелиевых температурах и в слабых  $E$  и  $H$  нет до настоящего времени. В связи с этим однозначной трактовки экспериментальных результатов можно добиться лишь комплексными исследованиями, когда, например, гальваноманнитные измерения дополняются СВЧ или оптическими, изучением резонансов, поглощения ультразвука и т. д.

Совершенно иная ситуация при изучении  $n$ -InSb в сильных  $E$  и  $H$ . Экспериментальные и теоретические исследования позволили при  $1 \leq E \leq 100$  В/см проследить все стадии разогрева свободных электронов и соответствующие изменения механизмов рассеяния (см., например, [1]), изучить воздействие магнитного поля на свободные электроны и водородоподобные атомы в условиях сильного квантования в полях  $H \leq 180$  кЭ [2, 3], которые эквивалентны недоступным для лаборатории даже в импульсных режимах воздействиям на соответствующие объекты в свободном пространстве, легко реализовать разнообразные резонансы в квантуемых магнитных полях (циклотронный [4], электронный, парамагнитный и комбинированный [5]), изучить влияние сильного  $H$  на прыжковую проводимость [6].

В обзоре мы ограничимся рассмотрением кинетических явлений в  $n$ -InSb в слабых  $E$  и  $H$ , в трактовке которых до сих пор имеются противоречивые суждения.

Исключение составляют исследования механизмов проводимости по поглощению ультразвука, где для выделения электронного вклада приходится изучать зависимости поглощения от  $H$  в сильных полях.

Отметим, что в целом ряде опубликованных работ не содержатся все необходимые для интерпретации экспериментов сведения. Это существенно затрудняет анализ и сопоставление результатов. Как правило, далее подробно обсуждаются лишь работы, в которых содержится достаточная информация об условиях эксперимента и параметрах исследованного материала.

Обзор построен по следующему плану. В разделе 1 анализируются методы определения  $N_d$ ,  $K$  и дается характеристика современного предельно очищенного  $n$ -InSb. В разделе 2 обсуждается роль свободных и примесных электронов в электропроводности  $n$ -InSb при гелиевых температурах. В разделах 3, 4 рассматриваются механизмы проводимости по примесям и характер примесных состояний в чистом  $n$ -InSb при различных  $K$ . Раздел 5 посвящен анализу роли свободных и локализованных на донорах электронов в поглощении ультразвука. В разделе 6 приведена модель фотопроводимости по примесям.

## 1. Методы определения концентрации доноров и степени компенсации в $n$ -InSb

Анализ механизмов низкотемпературной проводимости невозможен без знания концентрации доноров  $N_d$  и компенсации  $K$ . По концентрации остаточных доноров предельно очищенный  $n$ -InSb соответствует случаю  $N_d/a \leq 0.3$ , поэтому температурная зависимость постоянной Холла  $R_H(T)$  практически не может использоваться для определения  $N_d$  и  $K$ . Существует несколько иных методов определения  $N_d$  и  $K$  в  $n$ -InSb, которые имеют ограниченную область применения и не одинаковы для слабо и сильно компенсированных материалов. Пренебрежение этим приводит к существенным различиям в значениях  $N_d$  и  $K$ , найденных разными авторами для образцов с практически одинаковыми  $N_d - N_a$  и подвижностями при температуре жидкого азота  $\mu_{77}$  К.

Для слабо компенсированного  $n$ -InSb ( $K < 0.7$ ) наиболее употребительным является определение суммарной концентрации примесей  $N_d + N_a$  по значениям подвижности в условиях рассеяния на ионизованных примесях —  $\mu$ . Измерения  $\mu(T)$  проводятся либо в диапазоне  $T = 20 \div 40$  К, где преобладает рассеяние электронов на ионизованных примесных центрах [7, 8], либо при  $T = 77$  К, где наряду с решеточным еще существенно примесное рассеяние. В последнем случае для выделения примесного рассеяния из полной подвижности необходимо знать вклад рассеяния на акустических и оптических фоновых. В [7] показано, что при  $T = 77$  К расчетное значение подвижности при

рассеянии на акустических и оптических фононах  $(\mu_a^{-1} + \mu_o^{-1})^{-1}$  составляет  $1.8 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с, при этом  $\mu_a = 4.4 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с и  $\mu_o = 2.9 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с.

Следует заметить, что по мере роста  $N_d + N_a$  точность определения  $N_d + N_a$  по  $\mu_{77}$  к падает, но даже при  $N_d + N_a \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup> она не хуже 50 %.

Для  $n$ -InSb (как и для других полупроводников типа A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>) возможен и другой метод определения  $N_d + N_a$  — по подвижности электронов при  $T = 4.2$  К в сильном электрическом поле  $\mu(E)$ , когда рассеяние импульса электронов происходит на ионизованных примесях, а энергии — при спонтанной эмиссии оптических фононов [1]. В [1] приведены номограммы для расчета  $N_d + N_a$  по  $\mu(E)$ . Отметим, что точность нахождения  $N_d + N_a$  из  $\mu(E)$  такая же, как из  $\mu(T)$ .

Наибольший разброс значений  $N_d$  и  $K$  получается при вычислении  $N_d + N_a$  в сильно компенсированных материалах по  $\mu(T) = R_H \sigma$  при  $T = 4.2$  и 77 К. В [9] показано, что при  $K \rightarrow 1$  за счет большого флуктуационного потенциала подвижность свободных носителей заряда должна уменьшаться и иметь температурную зависимость, более сильную, чем по формуле Брукса—Херринга.

Представление о влиянии компенсации на характер температурной зависимости подвижности свободных электронов дает рис. 1 [10], где приведены результаты измерения  $\mu(T)$  пяти образцов  $n$ -InSb с  $N_d \sim 1.5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и  $N_d - N_a$ , варьирующих от  $7 \cdot 10^{13}$  до  $5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Видно, что чем меньше  $N_d - N_a$  (больше

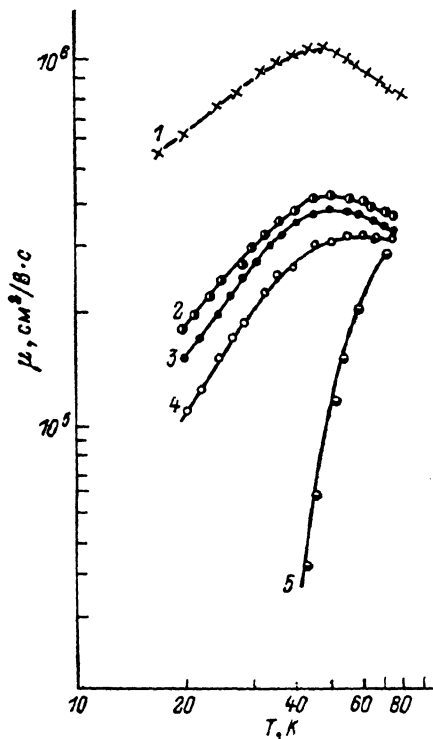


Рис. 1. Температурные зависимости подвижности электронов в  $n$ -InSb.

$N_d \approx 1.5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.  $(N_d - N_a) \cdot 10^{-13}$ , см<sup>-3</sup>: 1 — 7, 2 — 2.6, 3 — 1.8, 4 — 1.2, 5 — 0.5

компенсация), тем ниже значения  $\mu(T)$  во всем диапазоне температур и тем круче зависимость  $\mu(T)$  при  $T < 40 \div 60$  К.

В [11] по поглощению ультразвука найдены значения подвижности свободных электронов в  $n$ -InSb с  $K \approx 0.84$  и  $0.89$  ( $N_d \approx 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) при  $T = 4.2$  К, которые оказались близкими к расчетным по формуле Брукса—Херринга и значительно выше найденных из  $R_H \sigma$  по измерениям на постоянном токе. В [11] обсуждается вопрос, почему  $\mu = R_H \sigma$  не определяет подвижность свободных электронов при гелиевых температурах.

Для компенсированного  $n$ -InSb весьма удобен, на наш взгляд, метод нахождения  $N_d$  по коэффициенту распределения доноров в InSb [12]. Он основан на том, что вследствие разницы в коэффициентах распределения  $G$  доноров и акцепторов в InSb ( $G = 0.5$  для остаточных доноров и  $G \approx 0.04$  для обычно используемых компенсирующих примесей Ge и Mn) дополнительно компенсированные слитки всегда имеют  $p$ - $n$ -переход. Поскольку боровский радиус дырки на акцепторе  $a_p$  существенно меньше боровского радиуса электрона на доноре,  $p$ -область слитка является слабо легированной ( $N_d^+ a_p \ll 1$ ) и в ней возможно определение концентрации компенсирующих примесей  $N_d$  по  $R_H(T)$  [13]. К полученным значениям  $N_d$  «привязывается» кривая распределения доноров для всего слитка; зная  $N_d$  и независимо измеряя  $N_d - N_a$  при  $T = 77$  К, можно найти  $K$  в образцах из  $n$ -части слитка. В табл. 1 представлены значения  $N_d + N_a$  компенсированного  $n$ -InSb, вычисленные различными методами. Видно, что практически при одних и тех же  $N_d - N_a$  и  $\mu_{77}$  значения  $N_d$

полученные из  $\mu = R_H \sigma$  с использованием формулы Брукса—Херринга, в несколько раз больше, чем определенные по кривой распределения доноров в InSb. Это и порождает в ряде случаев неоднозначность в интерпретации экспериментальных результатов и затрудняет анализ литературных данных в рамках настоящего обзора, особенно в том случае, когда в статье содержатся только значения  $N_d - N_a$  и  $K$  (или  $N_d$ ) и не приводятся величины  $\mu_{77\text{K}}$ .

Таблица 1

$(N_d - N_a) \times 10^{-13}, \text{см}^{-3}$	$\mu_{77\text{K}} \cdot 10^{-5}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$K = \frac{N_d}{N_a}$	$(N_d + N_a) \times 10^{-14}, \text{см}^{-3}$	Способ определения $N_d + N_a$	Литературный источник
0.25	3.2	0.99	11	По $\mu (T)$ с использованием формулы Брукса—Херринга	[11]
0.08	1.5	0.99	98		
0.8	4.0	0.94	2.5	По кривой распределения примесей в InSb	[12]
0.1	3.5	0.99	2.8		
0.01	2.7	0.99	2.8		

Приведем параметры имеющегося в настоящее время монокристаллического  $n$ -InSb, обсуждение физических явлений в котором при гелиевых температурах составляет содержание настоящего обзора. В нелегированном предельно очищенном материале  $N_d - N_a \approx (5 \div 10) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_{77\text{K}} \approx (6 \div 10) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , концентрация остаточных доноров  $N_d = (0.7 \div 1.5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и компенсация  $K = 0.2 \div 0.7$ .

В предельно очищенном и дополнительно компенсированном материале  $N_d - N_a \leq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_{77\text{K}} \approx (2 \div 5) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $N_d \approx (1 \div 1.5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $K \geq 0.8$ .

## 2. Роль свободных и примесных электронов в электропроводности $n$ -InSb при гелиевых температурах

Вклад в электропроводность  $\sigma$   $n$ -InSb свободных  $n_c$  и примесных  $n_d$  электронов может быть существенно различным в зависимости от температуры и условий эксперимента. Если ограничить рассмотрение диапазоном магнитных полей  $H \leq 1 \text{ кЭ}$ , то в материале с  $N_d - N_a \geq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при  $T \geq 20 \text{ К}$   $\sigma$  определяется только электронами проводимости [7, 8]. Информация о зависимости  $n_c(T)$  и  $n_d(T)$  может быть получена из анализа экспериментальных результатов по  $R_H(T)$  и  $\rho(T)$  ( $\rho$  — удельное сопротивление).

Типичные графики  $R_H(T^{-1})$  и  $\rho(T^{-1})$  в диапазоне  $T = 0.3 \div 77 \text{ К}$  для нескольких образцов  $n$ -InSb с различными  $N_d$  и  $K$  представлены на рис. 2 [15]

Таблица 2

№ образца	$(N_d - N_a) \times 10^{-13}, \text{см}^{-3}$	$\mu_{77\text{K}} \cdot 10^{-5}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$N_d \cdot 10^{-14}, \text{см}^{-3}$	$K$	Энергия активации, мэВ				$T_0 \cdot 10^{-4}, \text{К}$
					$\epsilon_1$	$\epsilon_{dH}$	$\epsilon_2$	$\epsilon_3$	
1	22	3.0	6.0	0.50	—	—	—	—	—
2	15	7.9	2.0	0.25	0.24	—	—	—	—
3	8.8	9.0	1.6	0.45	0.32	—	0.01	—	—
4	4.4	11.0	0.9	0.5	0.40	—	0.03	—	—
5	3.0	12.6	0.7	0.56	0.35	—	0.05	—	—
6	1.8	4.6	1.2	0.85	1.0	1.2	—	0.3	0.4
7	1.3	4.2	1.2	0.89	1.5	1.4	—	0.8	1
8	0.8	4.0	1.3	0.94	2.0	1.75	—	1.0	4
9	0.1	3.0	1.4	0.96	4.0	—	—	—	8
10	0.01	3.0	1.4	0.99	17	—	—	—	20

( $R_H$  измерено при  $H=100$  Э).<sup>1</sup> Параметры образцов даны в табл. 2. Видно, что в образцах с  $N_d - N_a \leq 10^{14}$  см<sup>-3</sup>  $\rho$  монотонно возрастает с уменьшением температуры; на зависимости  $R_H(T^{-1})$  наблюдается максимум  $R_{Hm}$  при  $T \approx 8 \div 4$  К. Начиная с  $T \leq 2$  К  $R_H$  выходит на постоянное значение, близкое к  $R_H$  в области истощения примесей ( $R_{H \text{ ист}}$ ). В образцах с  $N_d - N_a > 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> отношение  $R_{Hm}/R_{H \text{ ист}} \approx 1.1$ , а  $\rho(T)$  при  $T < 10$  К практически не зависит от температуры.

В интерпретации  $R_H(T)$  использовались два разных подхода. Считалось, что примесные состояния образуют единый континуум с зоной проводимости (все электроны свободны) [19, 20], а примесные состояния образуют зону, отделенную от дна зоны проводимости энергетическим зазором  $\epsilon_d$  (полная проводимость определяется электронами зоны проводимости и примесной — двузонная модель проводимости) [15-18]. В первом случае изменение  $R_H$  при понижении температуры отождествлялось с температурной зависимостью холл-фактора  $r$  при смене рассеяния электронов с решеточного на рассеяние ионизованными примесями  $T=40$  К [7], а далее — с изменением степени вырождения электронного газа (температура вырождения  $\sim 7$  К при  $n_c = 5 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>). Согласно таким рассуждениям, область изменения  $R_H$  должна соответствовать  $T \approx 40 \div 7$  К, а в эксперименте диапазон изменения  $R_H(T)$  (включая максимум) соответствует  $T =$

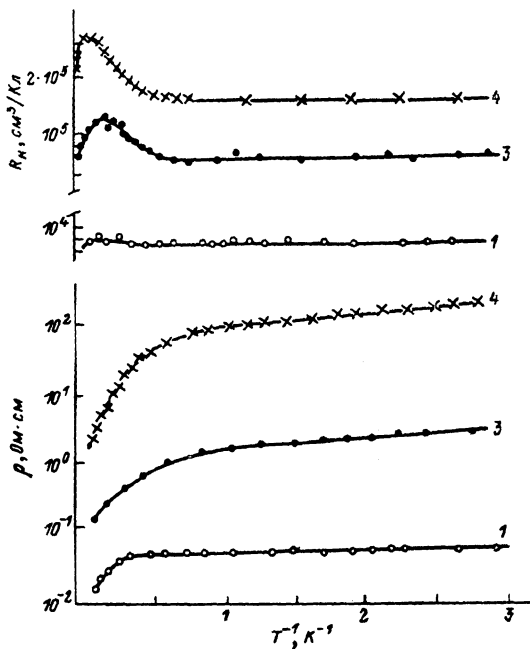


Рис. 2. Температурные зависимости постоянной Холла и удельного сопротивления в области 0.3—77 К [15].

Цифры у кривых соответствуют номерам образцов в табл. 2.

$= 15 \div 2$  К [15]. Более того, температура, при которой наблюдается  $R_{Hm}$ , в зависимости от компенсации (при одинаковых  $N_d - N_a$ ) изменяется от 8 до 4 К [15]. В [15-18] максимум на зависимости  $R_H(T)$  связывался с переходом от проводимости по свободной зоне к проводимости по примесной зоне. Механизм примесной проводимости не детализировался, предполагалось только, что электронам в примесной зоне может быть приписана некоторая подвижность  $\mu_d$ . Проведенные в рамках двузонной модели расчеты, которые следует рассматривать как сугубо приближенные, показали, что при  $T=4.2$  К концентрация свободных носителей заряда  $n_c < N_d - N_a$ , а ширина энергетического зазора между зоной проводимости и примесной  $\epsilon_d \approx 0.3 - 0.4$  мэВ ( $\sim 0.4 \div 0.6$  Ry) [15, 17]. На рис. 3 представлены графики зависимости отношения  $n_c/(N_d - N_a)$  от  $(N_d - N_a)$  для  $T=10$  и 4.2 К по данным [11, 15, 17]. Действительно, при  $T \leq 10$  К для рассмотренных образцов  $n_c$  не превышает 0.3 ( $N_d - N_a$ ). Анализ графиков рис. 2 и обобщение данных работ [11, 21-23], экспериментальные результаты которых обсуждаются далее, позволяют определить температуру  $T_{\text{имп}}$ , ниже которой преобладает проводимость по примесям. На рис. 3 представлен график зависимости  $T_{\text{имп}}$  от  $N_d - N_a$ , построенный по данным [11, 21-23]. Видно, что  $T_{\text{имп}}$  тем больше, чем меньше  $N_d - N_a$  (больше К). При  $T > T_{\text{имп}}$  проводимость определяется как свободными, так и примесными электронами. В образцах с  $N_d - N_a \leq 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> значения  $n_c$  при  $T=4.2$  К определены по поглощению ультразвука [11]. Они показывают, что при  $N_d - N_a \leq 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> вклад в низкотем-

<sup>1</sup> Подобные зависимости  $R_H(T^{-1})$  и  $\rho(T^{-1})$  получены в [16-18] на аналогичных по параметрам образцах  $n$ -InSb. Следует отметить, что экспериментальные результаты, как правило, не имеют расхождений, различия есть только в их интерпретации.

пературную проводимость за счет свободных электронов мал, поскольку  $n_c/(N_d - N_a) \leq 10^{-2}$ . Это же следует из зависимости  $T_{\text{имп}}(N_d - N_a)$ , полученной из  $\rho(T)$  [23].

В [18] использован иной метод доказательства существования отдельной примесной зоны в  $n$ -InSb с  $N_d - N_a < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , основанный на сопоставлении значений постоянной Холла в области истощения примесей  $R_{H \text{ ист}}$  и при  $T \rightarrow 0 \text{ К}$  ( $R_{H_0}$ ). Авторами [18] показано, что совпадение  $R_{H_0}$  с  $R_{H \text{ ист}}$  имеет место лишь при  $N_d - N_a > 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Различие в  $R_{H_0}$  и  $R_{H \text{ ист}}$  при  $N_d - N_a \leq 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  рассматривается как проявление перехода Мотта [24].

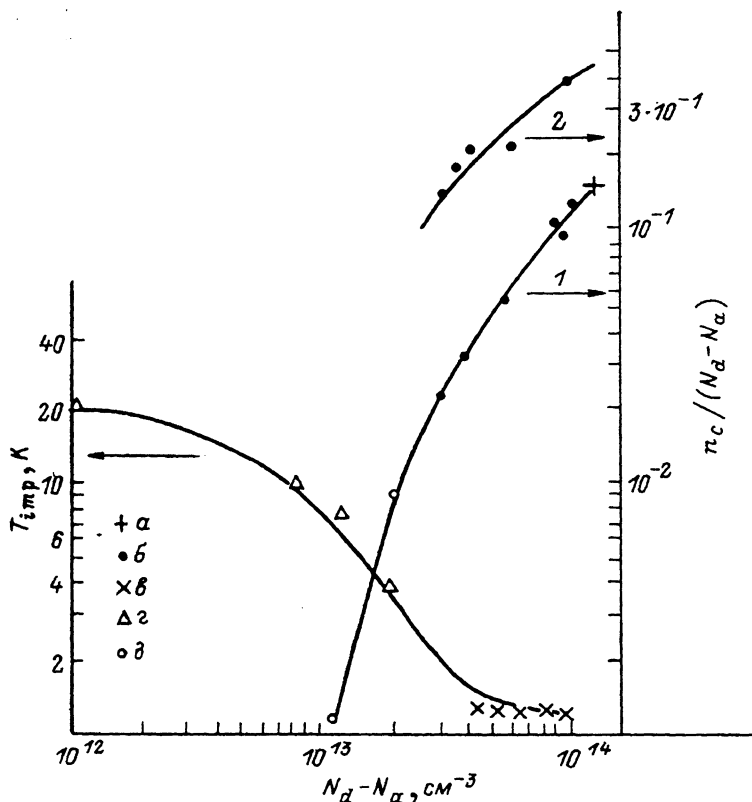


Рис. 3. Зависимости от  $(N_d - N_a)$  максимальной температуры  $T_{\text{имп}}$ , соответствующей примесной проводимости, и относительной концентрации свободных электронов  $n_c/(N_d - N_a)$ .

$T, \text{ К}$ : 1 — 4.2, 2 — 10. Литературный источник: а — [12], б — [14], в — [11], г — [22], д — [11].

При анализе экспериментальных результатов двузонная модель может рассматриваться как первое (весьма грубое) приближение, поскольку в ней не детализируются механизмы проводимости по примесям. В полупроводниках же при различной степени легирования и компенсации наблюдается несколько видов примесной проводимости.<sup>2</sup>

Анализ экспериментальных результатов при наличии проводимости по примесям производится, как правило, с использованием формулы Фрицше [26], учитывающей аддитивный вклад каждого вида проводимости в полную:

$$\sigma \equiv \rho^{-1} = \rho_{01}^{-1} \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{kT}\right) + \rho_{02}^{-1} \exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{kT}\right) + \rho_{03}^{-1} \exp\left(-\frac{\varepsilon_3}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_1$  — энергия ионизации примесного центра,  $\varepsilon_2$  — энергия активации проводимости по зоне делокализованных состояний (зоне  $\varepsilon_2$  или верхней зоне Хаббарда),  $\varepsilon_3$  — энергия активации прыжковой проводимости по основным состоя-

<sup>2</sup> Изложение вопросов, связанных с примесной проводимостью в полупроводниках, содержится в ряде монографий (см., например, [24, 25]).

нием примесных центров. Заметим, что проводимость с энергией активации  $\varepsilon_2$  наблюдается в случае так называемого промежуточного легирования ( $0.25 \geq N_d^{1/3} a \geq 0.08$  [24]), а переход металл—диэлектрик — переход Мотта ( $N_d^{1/3} a \approx 0.25$  при  $K \rightarrow 0$ ) рассматривается в [24] как исчезновение энергетической щели в плотности состояний (энергии  $\varepsilon_2$ ). При  $T \rightarrow 0$  прыжковая проводимость с энергией активации  $\varepsilon_3$  сменяется проводимостью с переменной длиной прыжка (моттовской) [24, 25].

Мы, подобно [27], проиллюстрируем переход металл—диэлектрик для  $n$ -InSb при произвольных  $K$  и  $N_d$  ( $N_d^{1/3} a \ll 1$ ) исходя из модели Андерсона [24, 25], согласно которой локализация при наличии потенциальных ям случайной глубины определяется отношением между характерным разбросом глубин ям  $W$  и значением энергетического интеграла перекрытия  $I = I_0 \exp(-2R/a)$ :

$$W/I \ll A, \quad (2)$$

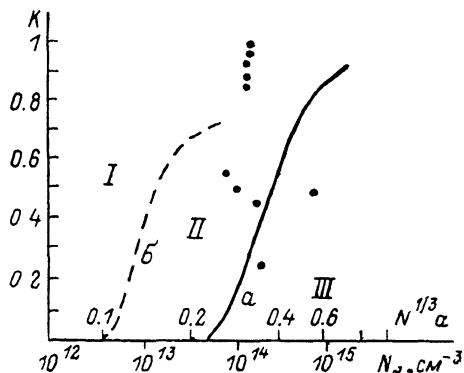
где  $I_0$  — энергия связи основного состояния,  $R = (4/3 \pi N)^{-1/3}$  — средний радиус сферы, занимаемой примесным центром,  $A$  — число, зависящее от типа кристаллической решетки; для решетки типа алмаза  $A = 8$  [25].

Будем считать, как в [24], что  $W$  определяется кулоновским потенциалом заряженных примесей вследствие компенсации. Тогда для любых  $K$

$$W = \frac{1}{2} f(K) \frac{e^2}{\kappa} \sqrt[3]{N_d}. \quad (3)$$

Рис. 4. Критерий локализации Андерсона применительно к  $n$ -InSb.

$a$  — расчет по (2) и (3),  $b$  — обобщение экспериментальных результатов в  $n$ -Ge [27, 30]. Точки — образцы (табл. 2).



Вид функции  $f(K)$  рассчитан в [28]; в предельных случаях  $K \rightarrow 0$ ,  $f(K) = 0.26 K^{1/4}$  и  $K \rightarrow 1$  ( $1 - K \ll 0$ )  $f(K) = (1 - K)^{-1/3}$ . На рис. 4 представлен график зависимости  $N_d$  от  $K$ , полученный по (2) и (3). Область слева от кривой  $a$  соответствует  $N_d$  и  $K$ , при которых электроны должны быть локализованы на примесях, справа — делокализованы. На рис. 4 приведены также максимальные при данном  $K$  значения  $N_d$ , при которых экспериментально наблюдалась проводимость  $\varepsilon_2$  в  $n$ -Ge [27] (кривая  $b$ ).

Таким образом, рис. 4 позволяет проследить за изменением характера примесной проводимости в широком диапазоне  $N_d$  и  $K$ . Область I соответствует случаю прыжковой проводимости, которая в сильно компенсированных полупроводниках может наблюдаться при любой степени легирования. В области II электроны локализованы в основных состояниях (зона  $\varepsilon_3$ ) и существует проводящая зона  $\varepsilon_2$ . Область III соответствует проводимости металлического типа. Из рис. 4 видны две возможности исследования примесной проводимости в  $n$ -InSb: при  $N_d = \text{const}$  можно или увеличивать компенсацию, или уменьшать радиус локализации электрона на доноре, помещая  $n$ -InSb в сильное магнитное поле.<sup>3</sup> Нами рассматриваются в основном вопрос о влиянии компенсации на механизмы проводимости по примесям и характер примесных состояний в  $n$ -InSb, при этом выделяются два диапазона компенсаций  $0.2 \leq K \leq 0.7$  и  $K > 0.8$ .

### 3. Примесная проводимость в предельно очищенном $n$ -InSb при $0.2 \leq K \leq 0.7$

Для рассматриваемого диапазона компенсаций характерны зависимости  $R_H(T)$  и  $\rho(T)$ , представленные на рис. 2 (образцы 3 и 4).

<sup>3</sup> Смена механизмов проводимости по примесям в сильных  $H$  впервые наблюдалась в [29] и здесь обсуждаться не будет.

Авторы [21] предположили, что  $\rho(T)$  при  $T \ll 1$  К определяется проводимостью по зоне  $\epsilon_2$ , т. е.  $\rho(T) = \rho_{02} \exp(\epsilon_2/kT)$ . Конечно, это предположение вряд ли можно было бы считать обоснованным, поскольку зависимость  $\rho(T)$  в диапазоне  $T=1 \div 0.3$  К чрезвычайно слабая и описание ее экспонентой, — по-видимому, не единственная возможность. Однако в [21] проведено сопоставление зависимости энергии  $\epsilon_2$  от  $N_d - N_a$ ,  $K$  и  $H$  с соответствующими зависимостями для  $n$ -Ge [30] и показана их полная идентичность.<sup>4</sup>

Для выяснения характера примесных состояний в  $n$ -InSb с  $K \leq 0.7$  авторами [32] предпринято исследование спектральной зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  электромагнитного излучения в диапазоне длин волн  $\lambda = 3.8 \div 8$  мм и влияния на него  $T$ ,  $E$ ,  $H$  и параметров материала. Отметим, что изучение  $\alpha(T, E, H, N_d, K)$  в [32] выполнено на образцах ранее исследованных на постоянном токе (рис. 2).

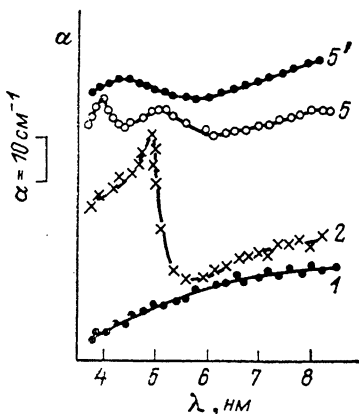


Рис. 5. Зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  от длины волны СВЧ излучения для трех образцов  $n$ -InSb с различными  $N_d$  и  $K$  [32].

Цифры у кривых соответствуют номерам образцов в табл. 2. 5' — образец 5 при  $T=4.2$  К.

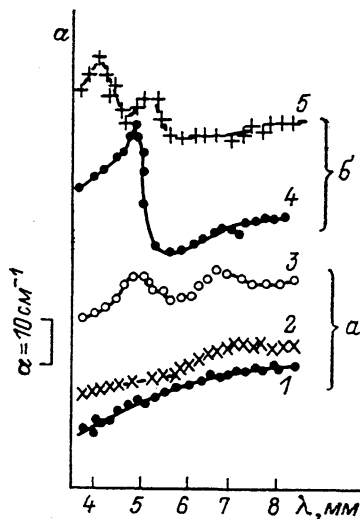


Рис. 6. Зависимости коэффициента поглощения от длины волны в образцах 1 (а) и 2 (б) [32].  $T=1.3$  К.  $H, \kappa\Omega$ : 1, 4 — 0; 2, 5 — 3; 3 — 5.

Изучение влияния электромагнитного излучения СВЧ на электропроводность, измерение коэффициента поглощения начались в  $n$ -InSb почти одновременно с исследованием гальваномагнитных явлений сразу же после обнаружения чувствительности  $n$ -InSb к излучению миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн.

Первые же измерения [33] показали, что при  $\lambda=4$  мм в образцах с  $N_d - N_a \leq 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$   $\alpha$  превышает рассчитанный по величине статической проводимости  $\sigma_0$  коэффициент поглощения ( $\alpha_0 = 4\pi\sigma_0/\sqrt{x}$ ). С уменьшением  $N_d - N_a$  различие в  $\alpha$  и  $\alpha_0$  увеличивается: в образце с  $N_d - N_a = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$   $\alpha/\alpha_0 = 1.5$ , а в образце с  $N_d - N_a \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$   $\alpha/\alpha_0 = 10$ . Приблизительно также различаются подвижности, найденные на  $\lambda=8$  мм по эффекту Фарадея и на постоянном токе [34]. Однако в [33, 34] результаты получены на одной или нескольких длинах волн. Для выяснения характера примесных состояний необходимы спектральные измерения  $\alpha(\lambda)$  в широком диапазоне  $N_d$  и  $K$ , которые были выполнены в [32].

<sup>4</sup> Необходимо заметить, что высказанное в [21] и [30] предположение о существовании проводимости по зоне  $\epsilon_2$  в  $n$ -InSb и  $n$ -Ge при  $K \sim 0.8 \div 0.9$ , по-видимому, ошибочно, поскольку в более поздних работах показано, что при  $K > 0.8$  в  $n$ -InSb [23], как и в  $n$ -Ge [31], наблюдается только примесная прыжковая проводимость по локализованным состояниям.



Графики  $\alpha(\lambda)$  (рис. 5) для трех образцов  $n$ -InSb с разными  $N_d$  и  $K$  дают представление о спектре примесных состояний вблизи перехода металл—изолятор [32]. В образце 1 зависимость  $\alpha(\lambda)$  монотонна и соответствует поглощению на свободных носителях заряда. Кривая  $\alpha(\lambda)$  для него вполне удовлетворительно описывается формулой Друде при  $\tau=2 \cdot 10^{-12}$  с. Определенное по высокочастотной проводимости  $\sigma$  при  $\lambda=8$  мм совпадает с  $\sigma_0$  по постоянному току. Зависимость  $\alpha(\lambda)$  образца 2 немонотонна. Наблюдаемый пик поглощения при  $\lambda=5$  мм, соответствующий энергии кванта излучения  $h\nu \approx 0.25$  мэВ  $\approx 0.4Ry$ , по-видимому, подтверждает высказанное Моттом соображение [24], что максимум в плотности примесных состояний под проводящей зоной исчезает только при концентрациях, приблизительно на порядок больших, чем в переходе металл—изолятор. В образце 3, в котором  $N_d/a \approx 0.25$ , но вследствие компенсации имеется уже отделенная проводящая примесная зона, на зависимости  $\alpha(\lambda)$  наблюдаются два пика поглощения. По мнению авторов [32], коротковолновый пик связан с ионизацией электронов из зоны основных состояний ( $h\omega \approx \epsilon_1$ ), длинноволновый — с ионизацией из зоны  $\epsilon_2$  ( $h\omega \approx \epsilon_1 - \epsilon_2$ ). Полученные значения энергии из  $\alpha(\lambda)$  близки к данным гальваномагнитных измерений.

Представленный на рис. 5 график  $\alpha(\lambda)$  образца 5 при  $T=4.2$  К имеет один слабо выраженный пик поглощения, что неудивительно, так как при этой температуре  $kT \gg \epsilon_2$ . В итоге образуется единая примесная зона, и двузонная модель проводимости, где вводится для примесной зоны единая подвижность  $\mu_i$ , дает разумные результаты для  $R_H(T)$  и  $\rho(T)$  в диапазоне  $T=3 \div 8$  К.

В [32] исследовано также влияние магнитного поля на характер зависимости  $\alpha(\lambda)$ . На рис. 6 представлены графики  $\alpha(\lambda)$  в образцах 1 и 2 при  $H=0 \div 5$  кЭ. Видно, что в образце 1 монотонный спад  $\alpha$  с  $\lambda$  при  $H=0$  в магнитном поле  $H=3$  кЭ сменяется слабо выраженным пиком поглощения на  $\lambda=7$  мм; в магнитном поле  $H=4$  кЭ — уже два пика поглощения, что соответствует появлению зоны  $\epsilon_2$ . В образце 2 зона  $\epsilon_2$  появляется уже при  $H=3$  кЭ, о чем свидетельствуют два пика поглощения на зависимости  $\alpha(\lambda)$  вместо одного при  $H=0$ . Таким образом, уменьшение в магнитном поле эффективной длины спада волновой функции электрона на доноре приводит к такому же изменению характера примесных состояний, как и компенсации (при  $K \leq 0.7$ ).

Таким образом, проведенное в [32] комплексное исследование ряда образцов  $n$ -InSb показывает, что, по-видимому, в материале с  $N_d \sim 10^{14}$  см $^{-3}$  при  $K > 0.2$  электроны в основном состоянии локализованы и существует проводящая примесная зона, определяющая зависимость  $\rho(T)$  при  $T < 1.5$  К.

#### 4. Примесные состояния и проводимость в сильно компенсированном $n$ -InSb

Комплексное исследование гальваномагнитных явлений и поглощения в сильно компенсированном  $n$ -InSb ( $K > 0.8$ ) выполнено в [23]. На рис. 7 представлены графики  $\rho(T)$  пяти образцов  $n$ -InSb с  $K \geq 0.85$  при  $T=4.2 \div 77$  К (параметры образцов даны в табл. 2). Видно, что при  $0.85 \leq K \leq 0.96$  (образцы 6—8) на  $\rho(T)$  наблюдается два экспоненциальных участка, которые авторами отождествляются с энергиями активации  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , причем  $\epsilon_1 > 1 Ry$  (табл. 2). При  $K > 0.96$  (образцы 9, 10) есть только один участок экспоненциальной зависимости с энергией активации  $\epsilon_1$ ; в области низких температур наблюдается, по мнению авторов, прыжковая проводимость по состояниям вблизи уровня Ферми (моттовская прыжковая проводимость). В этих образцах  $\epsilon_1 > 4Ry$  (табл. 2). Проведенное в [22] исследование магнитосопротивления в образцах 6—9 подтвердило в соответствии с [25] прыжковый характер проводимости в них при гелиевых температурах.

Представленные на рис. 8 графики  $\alpha(\lambda)$  образцов 6 и 7 имеют иной характер, чем в  $n$ -InSb с  $K \leq 0.7$ . Интерпретируя полученные результаты, авторы [23] пришли к выводу, что примесные состояния образуют комплексы типа иона молекулы водорода  $H_2^+$  ( $D_2^+$ ). Фактически это означает, что при рассмотрении мелкомасштабных флуктуаций примесного потенциала в случае промежуточного легирования необходимо учитывать квантовые эффекты, так как расстояние между примесями  $r \gtrsim a$ .

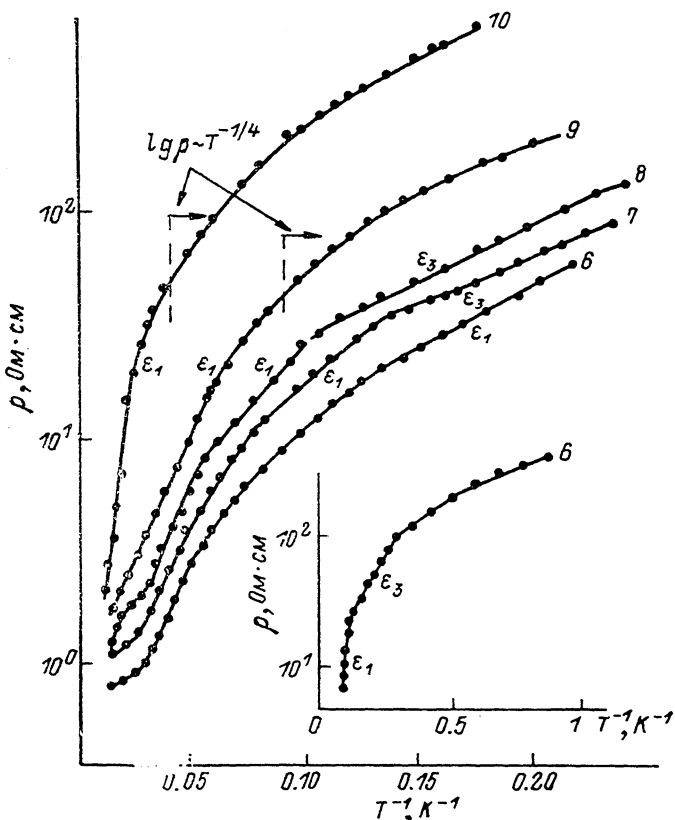


Рис. 7. Температурные зависимости удельного сопротивления при  $N_d = \text{const}$  и различных  $K$  [23].

Цифры у кривых соответствуют номерам образцов в табл. 2.

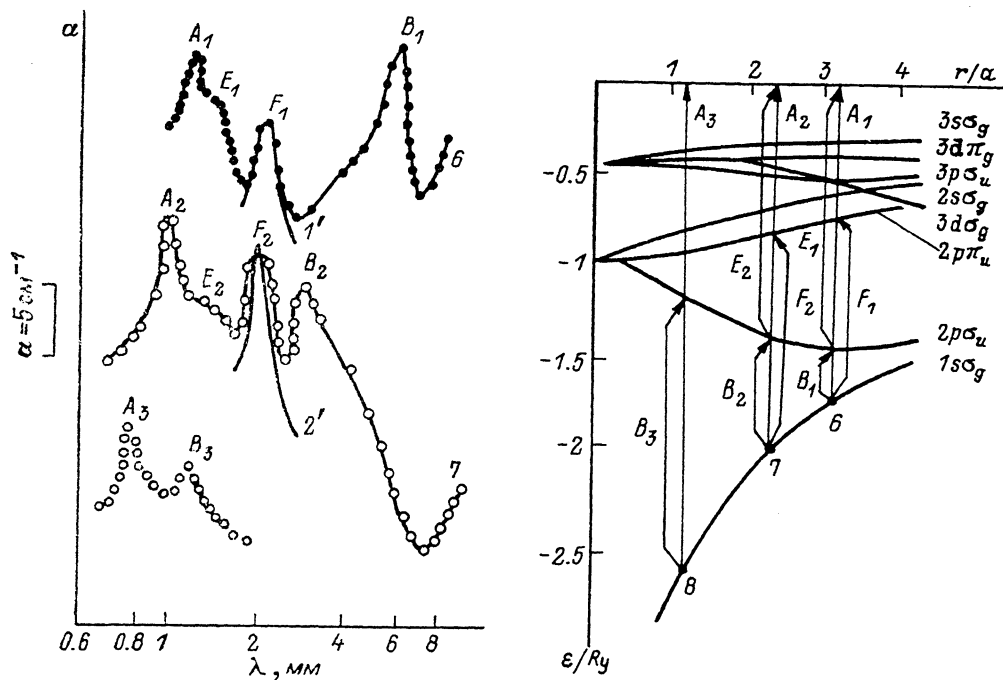


Рис. 8. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны и переходы внутри  $D_{5/2}$ -комплексов, соответствующие пикам поглощения [23].

$T = 1.6$  К. Цифры у кривых соответствуют номерам образцов. 1', 2' — расчет [41].  $r/a$ : 1' — 3.3, 2' — 2.5.

Для идентификации экспериментальных результатов были использованы рассчитанные в [35, 36] термы иона молекулы водорода при различном расстоянии между ядрами (рис. 8). Полагая, что коротковолновый пик поглощения соответствует фотоионизации локализованных электронов, по его энергии  $\hbar\omega = \epsilon$ , находим характерное для каждого образца  $r/a$ . По известному  $r/a$  определяются энергии внутримолекулярных переходов и сопоставляются с пиками поглощения на зависимостях  $\alpha(\lambda)$ . Оказалось, что определенные таким образом энергии переходов отличались от измеренных менее чем на 7 %.

Вертикальными стрелками на рис. 8 показаны наблюдавшиеся переходы между уровнями  $H_2^+$ -комплексов, буквенные обозначения для переходов и для пиков поглощения одинаковы. Полного расчета вида спектра  $H_2^+$ -комплексов в полупроводниках нет. Однако полученные наиболее интенсивные пики поглощения соответствуют наибольшей силе осцилляторов для дипольных переходов [35, 36].

Работа [23] была, по-видимому, первой, показавшей существование молекулярных образований из водородоподобных примесных атомов. Несколько позже и независимо от нее теоретически была рассмотрена возможность возникновения примесных комплексов типа молекул водорода  $H_2$  и ее иона  $H_2^+$  ( $D_2$  и  $D_2^+$ ) в полупроводниках при  $6 \leq r/a \leq 20$  и рассчитаны некоторые особенности спектров поглощения, характерные для таких молекул [37, 38]. Проведенное затем исследование подтвердило существование ионов молекулы водорода  $D_2^+$  в сильно компенсированном  $n$ -GaAs,  $n$ -InP [39, 40].

В [41] рассчитан спектр донорных молекул  $D_2^+$  ( $H_2^+$ ) для малых расстояний  $r$  в донорных парах ( $r \leq 4a$ ) для линий поглощения, вырождающихся в переход  $1s \rightarrow 2p$  в изолированном доноре ( $r \rightarrow \infty$ ). На рис. 8 представлены рассчитанные пики поглощения для переходов  $1s\sigma_g \rightarrow 2p\pi_u$ ,  $2p\sigma_u \rightarrow 2s\sigma_g$ ,  $2p\sigma_u \rightarrow 3d\sigma_g$ ,  $2p\sigma_u \rightarrow 3d\pi_g$  при  $r=2.5a$  и  $r=3.3a$ , соответствующие наблюдаемым пикам  $F$  в образцах 6 и 7. Видно вполне хорошее совпадение расчета с экспериментом. Это показывает, что подавляющее большинство электронов локализовано на донорных парах  $D_2^+$  ( $H_2^+$ ) с характерным для выбранных  $N_d$  и  $K$  средним расстоянием в паре  $r/a$ .

В очень сильно компенсированном  $n$ -InSb с  $K \geq 0.98$  спектр поглощения имеет колоколообразную частотную зависимость, отличную от представленных на рис. 8.

В настоящее время вопрос о поглощении излучения в условиях моттовской прыжковой проводимости теоретически недостаточно изучен; можно указать лишь работы [42, 43], где рассмотрена стимулированная фотонами прыжковая моттовская проводимость при поглощении фотонов с энергией  $\hbar\omega \geq kT$ . В [43] проанализированы экспериментальные результаты [23] и показано, что особенности  $\alpha(x)$  в  $n$ -InSb при  $K \geq 0.98$  вполне удовлетворительно описываются в рамках предлагаемой теории.

## 5. Исследование механизмов проводимости в $n$ -InSb акустическими методами

Весьма информативным при исследовании механизмов проводимости в  $n$ -InSb оказалось изучение поглощения ультразвука. Звуковая волна, распространяющаяся в пьезоактивном направлении, вызывает волну потенциального электрического поля с частотой ультразвука  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{q}$  ( $q = \omega/s$ ,  $s$  — скорость звука в данном направлении). Указанная волна пьезоэлектрического поля приводит к протеканию токов, а следовательно, к выделению джоулева тепла. В итоге возникает электронный вклад в поглощение ультразвука, зависящий от  $\sigma_{\mathbf{q}\omega}(\mathbf{q}, \omega)$  — комплексной проводимости системы в направлении волнового вектора  $\mathbf{q}$  на частоте  $\omega$ .

Важно, что вклады в поглощение свободных электронов и электронов, локализованных на донорах, существенно различаются по зависимостям от магнитного поля и частоты. Тем самым создается возможность их отдельного изучения.

В случае, когда за поглощение ответственны электроны проводимости и  $ql \ll 1$  ( $l$  — длина свободного пробега электрона), поглощение ультразвука  $\Gamma_e$  описывается формулой Гуревича—Уайта [44, 45]

$$\Gamma_e = 8.68 \frac{k^2 \omega}{2s} \frac{\omega \tau_M}{(1 + q^2/\tau_1^2)^2 + \omega^2 \tau_M^2}, \quad (4)$$

где  $k$  — константы пьезоэлектрической связи, зависящая от поляризации и направления распространения волны;  $\tau_M = \kappa/4\pi\sigma_{qq}$  — максвелловское время

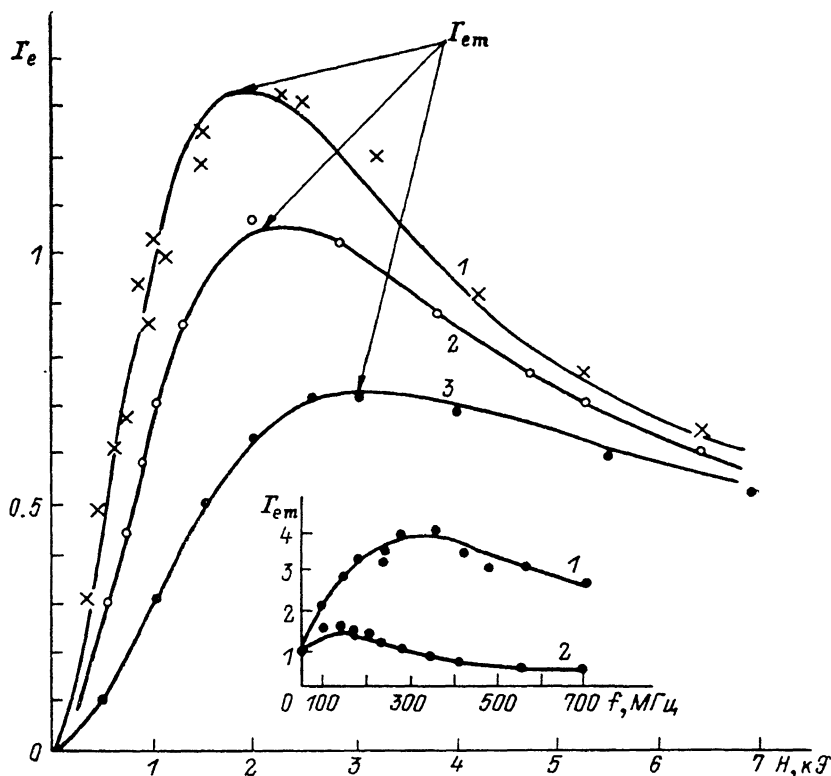


Рис. 9. Зависимость электронного поглощения ультразвука  $\Gamma_e$   $n$ -InSb, легированного Sr и Mn, от напряженности магнитного поля.

$T=77$  К.  $f$ , МГц: 1 — 97, 2 — 227, 3 — 420. На вставке — частотные зависимости максимального по магнитному полю коэффициента поглощения  $\Gamma_{em}$ .  $T$ , К: 1 — 90, 2 — 77.

релаксации, характеризующее рассасывание сгустка электронов за счет процессов проводимости, описываемых компонентой тензора статической проводимости;  $\tau = (4\pi e^2 n_c / \kappa k T)^{1/2}$  — величина, обратная радиусу экранирования Дебая—Хюккеля.

Для выделения из полного поглощения электронного вклада  $\Gamma_e$  в  $n$ -InSb измеряется акустоэлектронное взаимодействие во внешнем магнитном поле, поскольку вследствие высокой подвижности электронов и их малой эффективной массы уже относительно слабые магнитные поля существенно влияют на компоненту тензора проводимости  $\sigma_{qq}$ , оставляя неизменным решеточный вклад (обусловленный ангармонизмом колебаний и дефектами решетки) [46, 47].

Так, например, если звук распространяется в плоскости, перпендикулярной направлению сильного пеквантующего поля  $\mathbf{H}$  ( $\mathbf{q} \perp \mathbf{H}$ ), то  $\sigma_{\perp} \sim H^{-2}$ , а  $\tau_M \sim H^2$ . Это приводит к немонойтонной зависимости  $\Gamma_e$  не только от  $\omega$  [см. (4)], но и от  $H$ , причем максимум  $\Gamma_e(H, \omega)$  при фиксированной температуре определяется только концентрацией свободных электронов  $n_c$ :

$$\Gamma_{em}^{(n)} = 1.1 k^2 \sqrt{4\pi e^2 n_c / \kappa k T}. \quad (5)$$

<sup>5</sup> Приводимые в дальнейшем значения  $\Gamma$  имеют размерность дБ/см.

Представленные на рис. 9 экспериментальные зависимости  $[\text{48}] \Gamma_c(H)$  для  $n\text{-InSb}$ , легированного  $\text{Cr}$  и  $\text{Mn}$ , при  $T=77\text{ K}$  показывают наличие максимумов  $\Gamma_c$  по  $H$  [ $\Gamma_{cm}(\omega)$ ] во всем диапазоне частот ультразвука  $50\text{--}300\text{ МГц}$ . Графики  $\Gamma_{cm}(\omega)$  при  $T=77$  и  $90\text{ K}$  (см. вставку на рис. 9) также имеют максимум, что подтверждает справедливость проведенных выше рассуждений.

В  $[\text{48}]$  по  $\Gamma_{cm}^{(m)}$  с использованием (5) найдена зависимость  $n_c(T)$  в диапазоне температур  $77\text{--}100\text{ K}$ , из которой определена энергия ионизации хрома в  $\text{InSb}$ , равная  $78\text{ МэВ}$ . Минимальная концентрация электронов, доступная для измерения описываемым методом, составляет  $\sim 10^{10}\text{ см}^{-3}$ . Полученное из  $\Gamma_c(H, \omega)$  и  $n_c$  в  $[\text{48}]$  магнитосопротивление  $\sigma_{\perp}(H)$  не зависит от частоты и совпадает с  $\sigma_0(H)$  на постоянном токе. Заметим, что методика определения  $\sigma_{\perp}$  и  $n_c(T)$  из  $\Gamma_c(H, \omega)$  использована в  $[\text{48}]$ , поскольку существующая поверхностная проводимость в исследуемом  $n\text{-InSb}$  искажает результаты измерений на постоянном токе.

Коэффициент поглощения пьезоактивного звука в прыжковом режиме связан с ВЧ прыжковой проводимостью  $\sigma_{\text{чк}}(\omega)$ :

$$\Gamma_c = 4.34 \frac{k^2}{\kappa s} 4\pi\sigma_{\text{чк}}(\omega). \quad (6)$$

Физическая картина прыжковой проводимости в области ультразвуковых частот заметно отличается от соответствующей для статической проводимости, так же как и характер поглощения ультразвука не похож на СВЧ поглощение. Если в статическом случае важно, чтобы возникла цепь прыжков, соединяющая грани образца (путь протекания), а в миллиметровой и субмиллиметровой областях главную роль играют резонансные переходы между основным и высшими возбужденными состояниями  $D_2^{\pm}$ -комплексов  $[\text{23}]$ , то в ВЧ случае (при достаточно высоких частотах) эффект обусловлен прыжками электронов между основными состояниями двух доноров, расстояние между которыми гораздо меньше среднего  $[\text{49}]$ . Эти же сближенные пары центров, состоящие из нейтрального и ионизованного доноров, энергетический зазор между двумя нижними термами которых  $\Delta\epsilon \ll kT$ , играют основную роль в поглощении ультразвука.

Пьезоэлектрическое поле звуковой волны приводит к модуляции во времени расстояния между уровнями с частотой  $\omega$  и изменению вследствие этого заселенности уровней, которое из-за взаимодействия локализованных электронов с тепловыми фононами отстает по фазе от пьезоэлектрического поля. В итоге происходит диссипация энергии звуковой волны в электронной системе, приводящая к поглощению ультразвука. Указанный механизм релаксационного поглощения был впервые рассмотрен Поллаком и Джеболлом  $[\text{49}]$ , анализу его посвящены также работы  $[\text{50--52}]$ . Отметим, что при достаточно высоких частотах и сверхнизких температурах главным может оказаться не этот, а резонансный механизм поглощения ультразвука  $[\text{49}]$ . Здесь мы его подробно не обсуждаем (см., например,  $[\text{50, 51}]$ ).

В  $[\text{50, 51}]$ , в частности, показано, что в реализуемой в  $n\text{-InSb}$  ситуации  $\omega\tau_0(kT) \ll 1$  [ $\tau_0(kT)$  — минимальное время релаксации пары при данном значении энергии], поглощение (в основном приближении) пропорционально частоте  $\omega$ . Отношение  $\sigma(\omega)/\omega$ , равное  $\Gamma_c^h/\Gamma_0$  [где  $\Gamma_0=4.34(4\pi\omega/\kappa s)$ ], в этом режиме не зависит (с логарифмической точностью) от частоты звука и имеет физический смысл эффективной концентрации сближенных пар, дающих вклад в поглощение. Таковыми являются пары с расстоянием между нижними уровнями  $\Delta\epsilon \leq kT$  и «плечом»  $r \simeq a \ln \{2I/(kT\sqrt{\omega\tau_0(kT)})\}$ .<sup>6</sup> В рассматриваемом  $n\text{-InSb}$  — это  $D_2^{\pm}$ -комплексы с расстоянием в паре  $r \gg 3a$ , а  $\Delta\epsilon$  соответствует разнице энергий термов  $\epsilon_{2p_{3/2}}$  и  $\epsilon_{1s_{3/2}}$  (рис. 8).

Во внешнем магнитном поле волновые функции примесных электронов деформируются: из сферически симметричных они становятся сигарообразными (сильно сжатыми в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{H}$ , и относительно слабо — в направлении  $\mathbf{H}$ ). Характерный размер электронного состояния в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{H}$ , — магнитная длина  $\Lambda=(c\hbar/eH)^{1/2}$ , а в направлении

<sup>6</sup> Теоретические оценки концентрации таких пар приведены в  $[\text{52}]$  и в обзоре  $[\text{50}]$ .

$H$  — некоторая величина  $a_H < a$ , убывающая в достаточно широкой области значений  $H$ , как  $H^{-1/2}$ . Деформация волновых функций в магнитном поле приводит к уменьшению интеграла перекрытия  $I$  с ростом  $H$ . Поэтому число пар с  $\Delta\epsilon \leq kT$  и заданным значением  $r$  уменьшается с ростом  $H$ . Другими словами, магнитное поле уменьшает вероятность туннельных переходов между центрами и подавляет прыжковый вклад в поглощение, что приводит к монотонному убыванию  $\Gamma(H)$ , оно становится заметным при  $H > H_0$ , где

$$H_0 = \left(\frac{c\hbar}{e}\right)^2 \frac{1}{a^2}, \quad (7)$$

для  $n$ -InSb  $H_0 = 1.6$  кЭ.

Таким образом, разность  $|\Delta\Gamma| = |\Gamma(H) - \Gamma(0)|$  равна прыжковому вкладу в поглощение при  $H=0$ .

Прыжковое поглощение в магнитном поле зависит от угла между  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{H}$ , причем, как легко понять, при  $\mathbf{q} \perp \mathbf{H}$  поглощение должно убывать быстрее с ростом  $H$ . Теоретический расчет [51] дает, что в пренебрежение логарифмическими зависимостями при  $H > H_0$

$$\begin{aligned} \Gamma_e &\sim H^{-1/2} \text{ при } \mathbf{q} \parallel \mathbf{H}, \\ \Gamma_e &\sim H^{-2} \text{ при } \mathbf{q} \perp \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (8)$$

Впервые прыжковое поглощение звука наблюдалось экспериментально авторами [53] в CdS в отсутствие магнитного поля и затем в  $p$ -InSb в магнитном

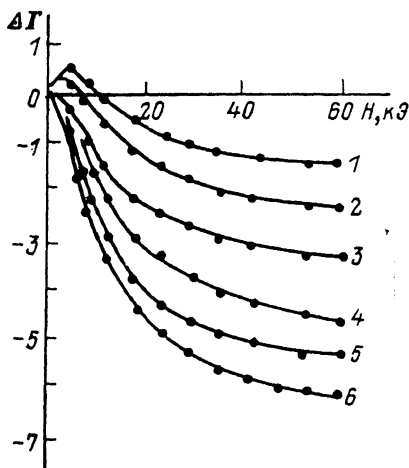


Рис. 10. Зависимость изменения поглощения в магнитном поле  $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$  от магнитного поля  $H$ .

Образец 7,  $T = 4.2$  К.  $f$ , МГц: 1 — 150, 2 — 205, 3 — 400, 4 — 448, 5 — 570, 6 — 750.

поле [54]. В предельно очищенном  $n$ -InSb на паличие прыжковой проводимости при низких температурах указывалось в [55, 56]. В большинстве работ наблюдался прыжковый вклад на фоне вклада свободных электронов.

В [57, 58] исследовано поглощение продольных пьезоактивных волн в слабо легированных сильно компенсированных ( $K \geq 0.8$ ) образцах  $n$ -InSb, где прыжковый вклад в  $\sigma(\omega)$  практически не маскируется зонными носителями. Измерения выполнены на частотах 150–750 МГц при  $T = 4.2$ –1.9 К и  $H = 0$ –60 кЭ. Использована продольная пьезоактивная волна, распространяющаяся вдоль оси [111] в конфигурациях  $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}$  и  $\mathbf{q} \perp \mathbf{H}$ . Исследование выполнено на образцах 6–9 (табл. 2).

На рис. 10 представлены графики зависимостей коэффициента поглощения  $\Delta\Gamma$  от магнитного поля для образца 7 при  $T = 4.2$  К в диапазоне частот 150–750 МГц [57]. Видно, что характер поведения  $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$  различен при высоких ( $f \geq 330$  МГц) и низких ( $f \leq 205$  МГц) частотах: в первом случае  $\Delta\Gamma$  монотонно убывает с ростом  $H$ , во втором —  $\Delta\Gamma$  сначала положительно, а затем, проходя через максимум, меняет знак и далее монотонно убывает. Представленные на рис. 11 графики  $\Delta\Gamma$  образца 7 ( $f = 150$  МГц) показывают, что с понижением температуры максимум  $\Delta\Gamma$  уменьшается по величине и смещается в сторону меньших полей, а при  $T \leq 2.7$  К вообще исчезает.

Кардинальное отличие графиков  $\Delta\Gamma(H)$  рис. 10 и 11 от соответствующих зависимостей на рис. 9 авторами [57] объясняется существованием релаксационного поглощения ультразвука в примесной зоне компенсированного  $n$ -InSb. Подтверждением этого является то, что в соответствии с [51]  $\Delta\Gamma \sim H^{-1/2}$  при  $H > 20$  кЭ и  $f \geq 330$  МГц и что  $\Delta\Gamma/\Gamma_0$  не зависит от частоты.

На вставке к рис. 12 представлен график  $\Delta\Gamma(K)$  при  $H = 60$  кЭ и  $T = 4.2$  К, построенный по данным [57]. Видно, что прыжковое поглощение звука суще-

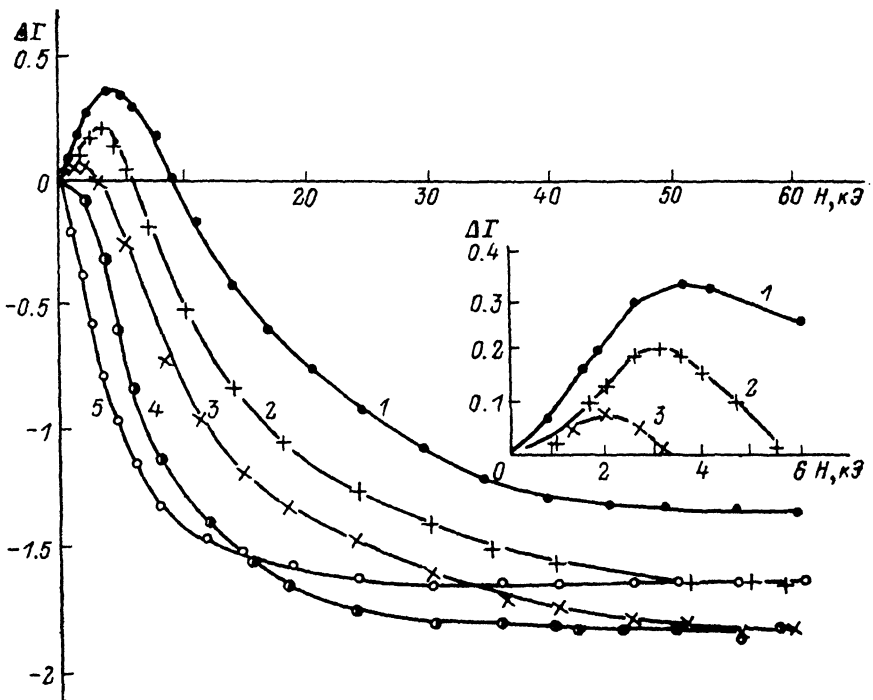


Рис. 11. Зависимость  $\Delta\Gamma$  от магнитного поля при разных температурах.

Образец 7,  $f=150$  МГц,  $T, K$ : 1 — 4.2, 2 — 4.02, 3 — 3.5, 4 — 2.7, 5 — 1.9. На вставке — температурная зависимость поглощения в относительно слабых  $H$  в увеличенном масштабе.

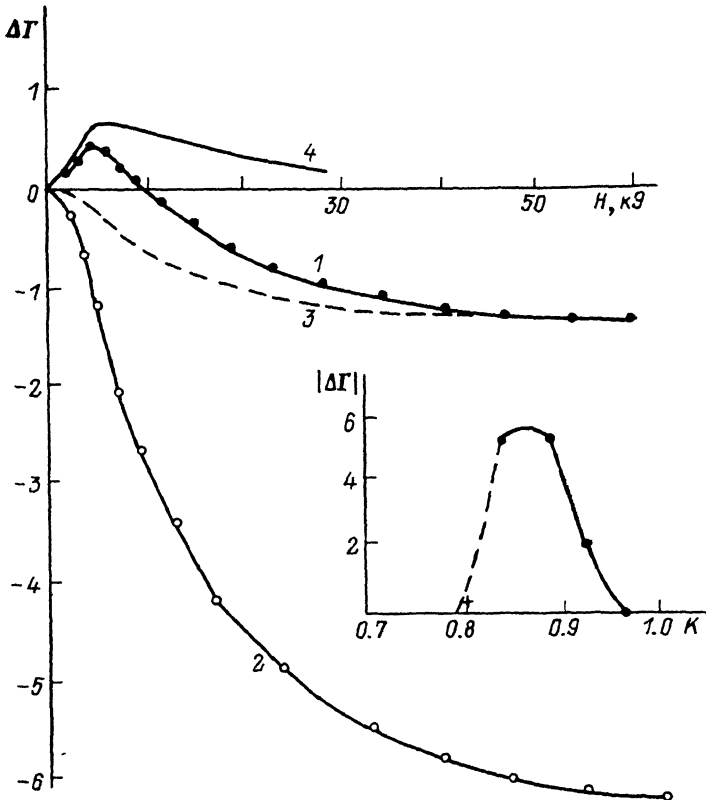


Рис. 12. Процедура разделения вкладов свободных и локализованных на донорных парах электронов в поглощение ультразвука.

Образец 7,  $T=4.2$  К. 1, 2 — экспериментальные зависимости  $\Delta\Gamma(H)$ ,  $f$ , МГц: 1 — 150, 2 — 750. 3 — прыжковый вклад в поглощение, 4 — вклад свободных электронов. На вставке — зависимость  $|\Delta\Gamma|$  от компенсации.  $f=630$  МГц,  $T=4.2$  К,  $H=0$  [58, 57].

стует при  $T=4.2$  К в относительно узком диапазоне компенсации  $0.8 < K < 0.95$ . Это можно, по-видимому, объяснить отсутствием донорных пар типа  $D_{\frac{1}{2}}^{\pm}$  при  $K < 0.8$  и заселенностью в основном при  $K \geq 0.95$   $D_{\frac{1}{2}}^{\pm}$ -комплексов с  $r/a \approx 1.5$ , для которых  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{2p_{r_{II}}} - \varepsilon_{1s_{r_g}} \gg kT$  [23, 36].

Нам представляется исключительно важным результатом [11] выделение вклада свободных электронов в проводимость сильно компенсированного материала, что в  $n$ -InSb невозможно сделать никакими, кроме ультразвуковых, методами. О существовании поглощения ультразвука на свободных электронах при  $T \approx 4$  К и  $f \leq 200$  МГц свидетельствует то, что в слабых магнитных полях  $\Delta\Gamma > 0$  и неомотноно изменяется с ростом  $H$ .

В общем случае вклад в поглощение ультразвука свободными и локализованными электронами не является аддитивным. Однако в [51] показано, что в слабо легированном материале аддитивность имеет место при

$$\sqrt{(q/\eta)^4 + \omega^2 \tau_M^2} \gg 1, \quad (9)$$

что в условиях данного эксперимента выполняется.

На рис. 12 на примере образца 7 показана процедура разделения вклада в поглощение ультразвука за счет свободных и локализованных на донорных парах электронов. При этом для каждого образца используется тот факт, что при  $f=750$  МГц поглощение на свободных электронах практически отсутствует и что  $\sigma_{\text{qч}}(\omega)/\omega = |\Delta\Gamma|/\Gamma_0$  не зависит от частоты.

Для количественного определения вклада свободных электронов в проводимость при  $T=4.2$  К выражение (4) непригодно, поскольку для справедливости его помимо условия  $ql \ll 1$  требуется также выполнение неравенств

$$\max\{\omega, q\mu kT/e\} \gg \tau_e^{-1}, \quad (10)$$

где  $\tau_e$  — время релаксации энергии электронов. В  $n$ -InSb при  $T=4.2$  К главный вклад в энергетическую релаксацию дает пьезоакустическое рассеяние, причем  $\tau_e \approx 10^{-8}$  с. Таким образом,  $\omega \tau_e \gg 1$ , поэтому для обработки результатов использована более общая теория [59, 60]:

$$\Gamma_e(H, \omega) = \frac{4\pi k^2 e n_c \mu_c}{\chi s} F_{\xi} \left( \frac{\omega \mu_c kT}{es^2} \right), \quad (11)$$

$F_{\xi}(z)$  — некоторый интеграл, содержащий в качестве параметра  $\xi = \partial \ln \mu / \partial \ln T$ . Согласно [7],  $\xi=1$  (предположение о том, что  $\xi=1.5$ , следующее из формулы Брукса—Херринга, мало меняет результат). Расчет показал, что в интересующей нас области значений  $z$  функция  $F_1(z)$  описывается простой интерполяционной формулой

$$F_1(z) = (1 + 5.7z)^{-1}. \quad (12)$$

Для определения  $n_c$  по (11) необходимо предварительно найти подвижность электронов  $\mu_c(H)$ . Для этого использована (помимо изображенных на рис. 11) экспериментальная зависимость  $\Gamma_e(H)$  при  $f_3=205$  МГц. Подвижность определялась по формуле

$$\mu_c = \frac{es}{11.4\pi kT} \frac{\Gamma_{e3} - \Gamma_{e1}}{\Gamma_{e1}f_1 - \Gamma_{e3}f_3}, \quad (13)$$

где  $\Gamma_{e1}$  и  $\Gamma_{e3}$  — вклады свободных электронов на частотах  $f_1$  и  $f_3$  соответственно. В итоге получены значения подвижности  $2.2 \cdot 10^5$  и  $2.5 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с для образцов 7 и 6 соответственно; оказалось, что  $\mu_c$  слабо зависит от магнитного поля.<sup>7</sup>

По известным значениям  $\mu_c$  из кривой 4 рис. 12 с использованием соотношений (11) и (12) определялась зависимость  $n_c(T)$ , причем при  $H \leq 7$  кЭ она практически линейна. Действительно, в области квантового предела ( $\hbar\omega_c \gg kT$ ), который в  $n$ -InSb соответствует  $H > 1$  кЭ ( $\hbar\omega_c = kT$  при  $H=100$  Т, Э), концентрация свободных электронов равна

$$n_c = N_c f(K) \frac{\hbar\omega_c}{2kT} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{dH}}{kT}\right), \quad (14)$$

<sup>7</sup> Расчет по формуле Брукса—Херринга по данным табл. 2 дает значения  $1.7 \cdot 10^5$  и  $1.8 \times 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с соответственно.



где  $N_c = 7.2 \cdot 10^{12} T^{3/2}$ , см<sup>-3</sup> — плотность состояний на дне зоны проводимости при  $H=0$ . Множитель  $f(K)$  при  $\Delta \varepsilon_d \ll kT$  ( $\Delta \varepsilon_d$  — ширина примесной полосы) равен  $(1-K)K$ . Для образцов, в которых  $kT < \Delta \varepsilon_d \leq \varepsilon_{dH}$ , явный вид  $f(K)$  неизвестен.

Линейность зависимости  $n_c(T)$  при  $H \leq 7$  кЭ свидетельствует о том, что в этой области полей  $\varepsilon_{dH}$  от  $H$  практически не зависит (значения  $\varepsilon_{dH}$  приведены в табл. 2). На рис. 13 представлены теоретическая зависимость энергии ионизации атома водорода от напряженности магнитного поля  $\varepsilon_{dH}$  (по [61]) и экспериментальные значения  $\varepsilon_{dH}$ , полученные по  $n_c(T)$  и из статического магнитосопротивления [11]. Видно, что независимые экспериментальные результаты практически совпадают и вплоть до  $H \leq 15$  кЭ превышают теоретические значения  $\varepsilon_{dH}$ . Это характерно только для сильно компенсированного  $n$ -InSb, поскольку при  $K < 0.7$  экспериментальные значения  $\varepsilon_{dH}$  всегда ниже расчетных, по крайней мере до  $H \leq 20$  кЭ (см., например, [62]). Превышение экспериментальных значений  $\varepsilon_{dH}$  над расчетными при  $H \leq 15$  кЭ является, вероятно, следствием локализации электронов на донорных комплексах типа  $D_2^+$  [23], которые при  $H \geq 15$  кЭ, по видимому, распадаются.

Концентрации электронов  $n_c$  в образцах 6 и 7 при  $T=4.2$  К и  $H=5$  кЭ со-

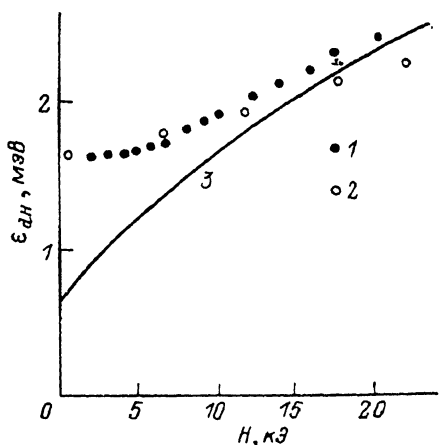


Рис. 13. Зависимости энергии ионизации  $\varepsilon_{dH}$  от магнитного поля в образце 7, определенные по поглощению ультразвука (1) и из  $\rho(T, H)$  (2).

3 — теоретический расчет [61].

ответственно составляют  $1.4 \cdot 10^{10}$  и  $1.4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Они существенно меньше того значения, которое можно получить из измерения постоянной Холла. Так, например, в образце 7  $n_c = (eR_H)^{-1} = 2.5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Причину столь сильного расхождения авторы [11] видят в том, что в  $R_H(T)$  наряду со свободными дают вклад электроны зоны  $\varepsilon_3$ . Грубая оценка  $R_H(T)$ , исходя из двузонной модели (зона проводимости и зона  $\varepsilon_3$ ), при  $\mu_d/\mu_c = 10^{-2}$ ,  $n_d \approx N_d - N_a$  и  $n_c = 1.4 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> дает  $R_H \sim 10^{-2} (en_c)^{-1}$ . Такая величина  $R_H$  вполне разумно согласуется с измеряемой в образце 7 при  $T=4.2$  К.

Ультразвуковые измерения показывают, что при гелиевых температурах проводимость за счет свободных электронов  $\sigma_c = en_c \mu_c$  составляет небольшую долю от полной проводимости  $\sigma_0$ ; так, при  $T=4.2$  К в образце 7  $\sigma_c \approx 5 \cdot 10^{-4}$  Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>  $\approx 0.12 \sigma_0$  ( $\sigma_0 = 4 \cdot 10^{-3}$  Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>).

В заключение настоящего раздела кратко обсудим результаты экспериментов по изучению нелинейных эффектов в поглощении ультразвука [58]. Интенсивная ультразвуковая волна приводит к ионизации донорных состояний с выбросом электронов в зону проводимости, вследствие чего прыжковый вклад в поглощение падает (как и при росте магнитного поля). В то же время при  $H=0$  вклад в поглощение свободных электронов очень мал. Поэтому рост интенсивности звука должен приводить к «выключению» прыжкового вклада. Эта ситуация продемонстрирована на рис. 14, где приведены зависимости полного коэффициента поглощения  $\Gamma$  от магнитного поля в линейном режиме (правая ось абсцисс) и от интенсивности звука в отсутствие магнитного поля (левая ось абсцисс) для частоты 150 МГц (1). Кроме того, изображена зависимость статической проводимости  $\sigma_0$  от поглощаемой мощности (2). Обращает на себя внимание то, что асимптотические значения  $\Gamma(H \rightarrow \infty)$  и  $\Gamma(P \rightarrow \infty)$ , соответствующие электронному вкладу в поглощение, совпадают. Рост электропроводности с увеличением  $P$  соответствует возрастанию концентрации свободных электронов за счет примесного пробоя. Совокупность результатов, приведенная на рис. 14, в сочетании с результатами СВЧ спектроскопии сви-

детельствует в пользу того, что в исследованных образцах  $n$ -InSb примесная зона отделена от зоны проводимости и проводимость по ней прыжковая.

## 6. Модель фотопроводимости по примесям

Анализ кинетических явлений в  $n$ -InSb будет неполным, если не рассмотреть особенности фотопроводимости (ФП) в этом материале. В настоящее время широкое распространение в суб- и миллиметровом диапазонах волн получили детекторы излучения из  $n$ -InSb, охлажденного до гелиевых температур. Это объясняется их высокой чувствительностью и простотой. Лучшие приемники на основе  $n$ -InSb при  $T=4.2$  К имеют вольваттную чувствительность  $S_u \approx \approx 3 \cdot 10^3$  В/Вт и предельную чувствительность  $P_{пр} = 3 \cdot 10^{-13}$  Вт/Гц<sup>2</sup>.

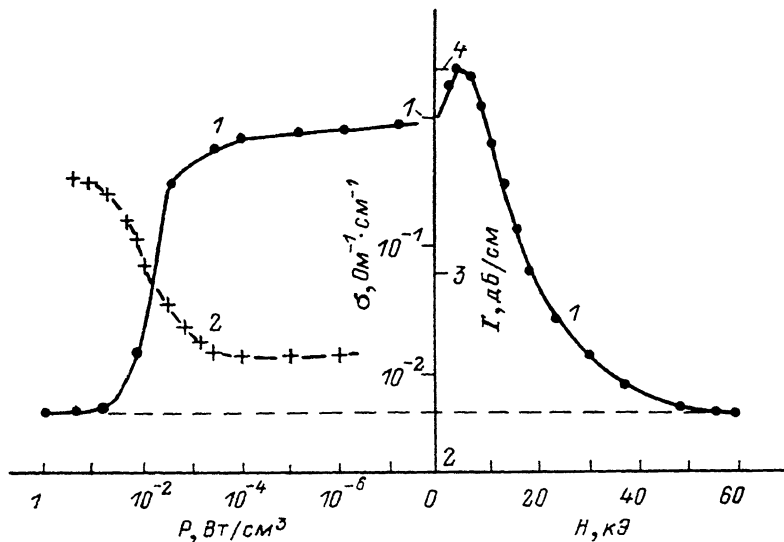


Рис. 14. Зависимости поглощения ультразвука в образце 7 от  $H$  в линейном режиме (правая ось абсцисс) и от интенсивности звука при  $H=0$  (левая ось абсцисс) (1).

$T=4.2$  К,  $f=150$  МГц. 2 — статическая проводимость при  $H=0$ . Штриховая линия — асимптотика  $\Gamma$  при  $H \rightarrow \infty$  и  $P \rightarrow \infty$ .

Отличительной особенностью ФП в  $n$ -InSb является отсутствие «красной» границы эффекта, что, на первый взгляд, исключает какие-либо фотоионизационные процессы. В связи с этим значительное распространение получила модель так называемой « $\mu$ -фотопроводимости» ( $\mu$ -ФП) [63–65]: под действием электромагнитного излучения увеличивается эффективная температура электронов, вследствие чего в условиях рассеяния на ионизованных примесях растут их подвижность  $\mu$ , а значит, и  $\sigma$ . Однако модель  $\mu$ -ФП, с нашей точки зрения, противоречит ряду экспериментальных фактов, в частности возрастанию чувствительности детекторов с увеличением  $K$ , и не объясняет зависимости  $S_u(T, H)$  и  $P_{пр}(T, H)$ . Для сильно компенсированного  $n$ -InSb, наиболее перспективного для создания высокочувствительных детекторов, реально достижимые значения  $S_u$  существенно превосходят рассчитанные на основе модели  $\mu$ -ФП [66]. И последнее, модель  $\mu$ -ФП подразумевает проводимость при  $T=4.2$  К за счет свободных электронов, в то время как результаты гальваномагнитных измерений, спектры поглощения и характер поглощения ультразвука свидетельствуют о преобладании при этих температурах проводимости по примесям.

Локализация электронов на примесях должна определять фотоионизационный механизм ФП. Однако это не обычная примесная ФП. Суть ее в следующем [67, 68]: независимо от того, в какое состояние попадает электрон непосредственно после поглощения фотона, за время  $\tau \ll \tau_\phi$  ( $\tau_\phi$  — время релаксации ФП) он попадает в полосу примесных состояний и, двигаясь по примесям, уча-

ствует в ФП. При этом характер движения такой же, как и электронов, определяющих статическую проводимость в отсутствие света.

При  $K > 0.85$  ФП, как и статическая проводимость, обусловлена прыжковым движением электронов либо по уровню протекания в примесной зоне ( $\hbar\omega \geq \epsilon_3 > kT$ ), либо по состояниям вблизи уровня Ферми ( $\hbar\omega < \epsilon_3$ ). В рамках такой модели ФП по примесям рассматривается как процесс, аналогичный статической проводимости, с той разницей, что для перехода электрона в более высокое энергетическое состояние требуется поглощение не фотона, а фотона.

В связи с отсутствием теории прыжковой фотопроводимости (ПФП) авторами [67, 69] для оценки величины ФП использованы формулы, выведенные для статической прыжковой проводимости. Приближенные выражения для  $S_u$  детекторов в случае, когда ФП и статическая проводимость осуществляются по одним и тем же состояниям, имеют вид [69]: 1) ПФП и статическая проводимость обусловлены движением электронов по примесному уровню протекания

$$S_u = \frac{\alpha \tau_\phi \epsilon_3 U}{d \hbar \omega k T (N_d - N_a)} \exp\left(\frac{\epsilon_3}{kT}\right), \quad (15)$$

где  $d$  — площадь примесной площадки детектора,  $\hbar\omega$  — энергия кванта излучения,  $U$  — напряжение на образце; 2) ПФП и статическая проводимость осуществляются по состоянию вблизи уровня Ферми

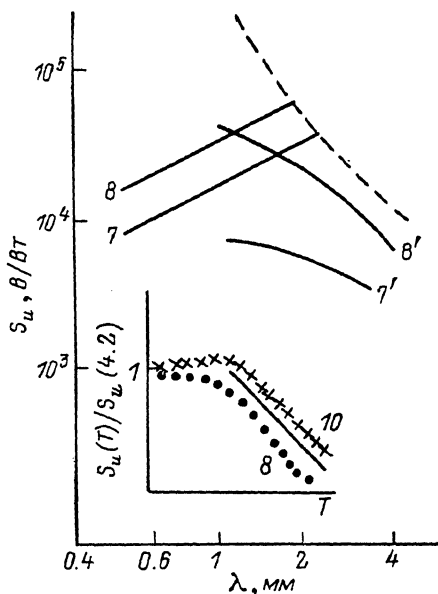


Рис. 15. Зависимости вольтаваттной чувствительности от длины волны в  $n$ -InSb [69].

Номера у кривых соответствуют номерам образцов из табл. 2, параметры которых использованы в расчетах. Расчет: 7, 8 — по (15); 7', 8' — по (16). Штриховая кривая соответствует  $\lambda_{\max}$ , определяемому из условия  $\hbar\omega = \epsilon_3$ . На вставке — зависимости  $S_u(T)/S_u(4.2 \text{ К})$  для образцов 8 и 10 при  $\lambda = 8 \text{ мм}$  и результаты расчета по (17).

$$S_u = 4 \cdot 10^{-2} \frac{\alpha \tau_\phi a^{*3} (kT_0)^{7/6}}{d (\hbar\omega)^{5/3} (kT)^{1/2}} \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4} - \frac{1}{2} \left(\frac{kT_0}{\hbar\omega}\right)^{1/2}\right], \quad (16)$$

где  $a^*$  — характерная длина спада волновых функций состояний, между которыми происходят прыжки;  $T_0$  — постоянная, зависящая от плотности состояний на уровне Ферми  $g(\epsilon_F) \sim (T_0 a^*)^{-1}$ .

Соотношение (15) записано в предположении, что  $\hbar\omega \geq \epsilon_3$ ; при выводе (16) считалось, что плотность состояний на уровне Ферми постоянна (это приближение оправдано, поскольку подобная ФП наблюдается в  $n$ -InSb с  $K \geq 0.90$ ) и  $\hbar\omega \geq kT$ . В последнем случае средняя длина прыжка электрона  $R$  при поглощении фотона определяется соотношением [42]

$$\frac{4\pi}{3} R^3 g(\epsilon_F) \hbar\omega \simeq 1.$$

Расчет величины  $S_u$  по (15) и (16) при двух эмпирических параметрах  $\alpha = 15 \text{ см}^{-1}$  и  $\tau_\phi = 4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$  [67] дает  $S_u = (3 \div 10) \cdot 10^3 \text{ В/Вт}$ , что находится в удовлетворительном соответствии с экспериментальными данными.

На рис. 15 представлены зависимости  $S_u = f(\lambda)$  для рассмотренных механизмов прыжковой ФП при двух значениях  $\epsilon_3$  и  $T_0$ , характерных для образцов 7 и 8 (табл. 2). Видно, что значения  $S_u$  для различных механизмов ПФП близки, а кривые  $S_u(\lambda)$  перекрываются. Таким образом, становится понятной неселективность детекторов из  $n$ -InSb: с изменением  $\lambda$  происходит непрерывный переход от одного механизма ПФП к другому. Кроме того, объясняется хорошо

известный факт [66], что максимальной чувствительностью детекторы обладают при  $\lambda = 1 \div 2$  мм.

В [69] производится сопоставление экспериментальных результатов с соотношениями работы [70] для случая  $kT \gg \hbar\omega$ , когда ПФП описывается соотношением

$$\frac{\Delta U_{\phi}}{U} \sim \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim \left( \frac{eER}{kT} \right)^2 \sim T^{-3/2}, \quad (17)$$

где  $E$  — электрическая составляющая СВЧ поля.

На вставке к рис. 15 представлены экспериментальные зависимости  $S_{\mu}(T)/S_{\mu}(4.2\text{ K})$  для образцов  $10$  и  $8$  при  $\lambda = 8$  мм и результаты расчета по (17). Видно, что при  $\hbar\omega \ll kT$  ( $T > 8$  K) экспериментальные зависимости  $S_{\mu}(T)$  такие же, как расчетные.

В [69] также объяснено в рамках ФП по примесям влияние магнитного поля на  $S_{\mu}$  и  $P_{\text{пр}}$ .

**Заключение.** Резюмируя результаты комплексных исследований  $n$ -InSb, необходимо отметить, что в материале с  $N_d \approx (1 \div 1.5) \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  при  $K \geq 0.2$  и  $T \leq 4.2$  K электроны в основном локализованы на примесях. Однако конкретный вид примесных состояний и проводимость по ним не одинаковы при различных компенсациях.

Отметим, что представление о механизмах низкотемпературной проводимости в Ge и Si сформировалось на основании анализа данных гальваномагнитных измерений (см., например, [30]). В  $n$ -InSb из-за малости характерных энергий и значительного уровня легирования даже предельно очищенного материала ( $N_d \sim 10^{14}$  см $^{-3}$ ) результаты гальваномагнитных измерений не допускают однозначной интерпретации.

Однако малость характерных энергий и большой радиус локализации электрона на доноре обеспечили возможность проведения ряда исследований, не доступных для Ge и Si. Это в первую очередь исследование спектральной зависимости коэффициента поглощения и особенностей поглощения ультразвука на свободных и локализованных электронах. В результате таких комплексных исследований удалось установить характер примесной проводимости и примесных состояний в зависимости от  $N_d$  и  $K$ .

Мы старались показать, что физические явления в  $n$ -InSb в основном сходны с характерными для таких классических полупроводников, как Ge и Si. Действительно, особенности проводимости  $\epsilon_2$  в  $n$ -InSb такие же, как в Ge [30]. Вслед за  $n$ -InSb примесные комплексы  $D_2^+(H_2^+)$  были обнаружены в  $n$ -GaAs и  $n$ -InP [39, 40], и на примере всей группы материалов поняты особенности молекулярных спектров в полупроводниках в зависимости от  $r/a$ . И, наконец, обнаруженная в Ge прыжковая ФП при межзонном подсвете [71] идентична ПФП в  $n$ -InSb в суб- и миллиметровом диапазонах волн. Механизм прыжковой ФП привлекается для объяснения ФП в алмазе, легированном бором [72].

#### Список литературы

- [1] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И., Шапиро Е. З. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 10. С. 1883—1888; 1972. Т. 6. В. 10. С. 1906—1910.
- [2] Kaplan R. // Phys. Rev. 1969. V. 181. N 3. P. 1154—1162.
- [3] Raymond A. // Lect. Not. Phys. 1983. V. 177. P. 344—355.
- [4] Oka J., Narita S. // J. Phys. Soc. Japan. 1970. V. 28. N 3. P. 674—683.
- [5] Гершензон Е. М., Фогельсон М. С., Халитов В. Ю. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 9. С. 1548—1553.
- [6] Tokumoto H., Mansfield R., Lea M. J. // Sol. St. Commun. 1980. V. 35. N 12. P. 961—964. Phil. Mag. B. 1982. V. 6. N 2. P. 93—113.
- [7] Гершензон Е. М., Куриленко И. Н., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 8. С. 1501—1503.
- [8] Nag B. R., Dutta G. M. // Phys. St. Sol. 1975. V. 71B. N 1. P. 401—410.
- [9] Шик А. Я. // Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. В. 1. С. 14—16.
- [10] Литвак-Горская Л. Б., Шапиро Е. З. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 11. С. 1970—1974.
- [11] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 1. С. 124—128.
- [12] Гершензон Е. М., Ивлева В. С., Куриленко И. Н., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 10. С. 1982—1987.

- [13] Блэкмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.
- [14] Адиногоен В. М., Трифонов В. Г. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 7. С. 1256—1263.
- [15] Банная В. Ф., Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1962. Т. 2. В. 7. С. 978—984; 1970. Т. 4. В. 1. С. 200—207.
- [16] Лянь-чжи-чао, Наследов Д. Н. // ФТТ. 1961. Т. 3. В. 6. С. 1185—1189.
- [17] Miyazawa H., Ikoma H. // J. Phys. Soc. Japan. 1967. V. 23. N 1. P. 290—305.
- [18] Ishida Sh., Oztuka S. // J. Phys. Soc. Japan. 1977. V. 42. N 2. P. 542—547.
- [19] Lifshits T. M., Oleinikov A. Ya., Shulman A. Ya. // Phys. St. Sol. 1966. V. 14. N 2. P. 511—521.
- [20] Sanderscock Y. R. // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 86. N 6. P. 1221—1224.
- [21] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Куриленко И. Н., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 9. С. 1687—1692.
- [22] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 2. С. 295—300.
- [23] Арендарчук В. В., Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. В. 6. С. 2387—2398.
- [24] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974. 472 с.
- [25] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [26] Fritzsche H. // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 2. P. 406—416. J. Phys. Chem. Sol. 1958. V. 6. N 1. P. 69—80.
- [27] Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Луговая Г. Я. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1284—1292.
- [28] Нгуен Ван Лиен, Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 11. С. 2192—2209.
- [29] Sladek R. J. // J. Phys. Chem. Sol. 1958. V. 5. N 1. P. 157—170.
- [30] Davis W. D. // Phys. Rev. 1965. V. 140. N 6A. P. 2183—2194.
- [31] Забродский А. Г., Ионов А. Н., Корчажкина Р. Л., Шлимак И. С. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 10. С. 1914—1918.
- [32] Арендарчук В. В., Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 1. С. 132—137.
- [33] Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Листвин В. Н. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 2. С. 443—447.
- [34] Потапов В. Т., Трифонов В. И., Чусов И. И., Яременко Н. Г. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 7. С. 1227—1233.
- [35] Слэтер Дж. Электронная структура молекул. М., 1965. 587 с.
- [36] Атомные и молекулярные процессы / Под ред. Д. Р. Бейтса. М., 1964. 777 с.
- [37] Golka J., Pida L. // Sol. St. Commun. 1977. V. 21. N 7. P. 691—693. Golka J. // J. Phys. C. 1974. V. 7. N 22. P. L407—L410.
- [38] Кальфа А. А. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 1. С. 47—52.
- [39] Bajaj K. K., Birch J., Eaves J., Hoult R. A., Kirkkman R. F., Simmond P. E., Stradling R. A. // J. Phys. C. 1975. V. 8. N 2. P. 530—540.
- [40] Берман Л. В., Кальфа А. А. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 12. С. 2251—2255.
- [41] Кальфа А. А., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 5. С. 920—924.
- [42] Костадинов И. З. // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 14. В. 5. С. 345—348.
- [43] Костадинов И. З. // Тр. VI Межд. конф. по аморфным и жидким полупроводникам. Л., 1976. Т. 1. С. 156—159.
- [44] Гуревич В. Л. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 4. С. 909—917.
- [45] White D. L. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 8. P. 2547—2554.
- [46] Гуревич В. Л. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 11. С. 1557—1592.
- [47] Steel M. C. // RCA Rev. 1967. V. 28. N 1. P. 58—63.
- [48] Векшина В. С., Дричко И. Л., Пепик Н. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 7. С. 2048—2052.
- [49] Pollak M., Geballe T. H. // Phys. Rev. 1961. V. 122. N 6. P. 1742—1753.
- [50] Efos A. L., Shklovskii B. I. // Modern problems in condensed matter science. Amsterdam, 1985. V. 10. P. 409—482. ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 1. С. 406—415.
- [51] Гальперин Ю. М., Прьев Э. Я. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 3. С. 692—700.
- [52] Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Паршин Д. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 11. С. 1757—1770.
- [53] Ганопольский Е. М., Тараканов В. В. // ФТТ. 1970. Т. 12. С. 3562—3568; 1972. Т. 14. В. 2. С. 487—491; 1981. Т. 23. В. 12. С. 3645—3651.
- [54] Madore G., Cheeke J. D. M. // Sol. St. Commun. 1984. V. 49. N 4. P. 331—333.
- [55] Marsalais R. M., Ducla-Soares E., Cheeke J. D. N. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 8. P. 3173—3178.
- [56] Tokumoto H., Mansfield R. // Japan. J. Appl. Phys. 1983. V. 22 (Suppl. 3). P. 196—198.
- [57] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 3. С. 701—707.
- [58] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 11. С. 3374—3379.
- [59] Липшиц А. А. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 5. С. 878—891.
- [60] Каган В. Д. // ФТТ. 1974. Т. 16. В. 7. С. 2022—2026.
- [61] Fenton F. W., Heering R. R. // Phys. Rev. 1967. V. 159. N 3. P. 593—599.
- [62] Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Серебрякова Н. А., Смирнова В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 669—675.
- [63] Коган Ш. М. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 9. С. 2474—2484; 1962. Т. 4. В. 7. С. 1891—1896.
- [64] Putley E. H. // Appl. Opt. 1965. V. 4. N 3. P. 649—657.

- [65] Kinch M. A., Rollin B. V. // Brit. J. Appl. Phys. 1963. V. 14. N 10. P. 672—684.
- [66] Выставкин А. Н., Мигулин В. В. // Радиотехн. и электрон. 1967. Т. 12. В. 11. С. 1989—2005.
- [67] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б., Филонович С. Р. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. В. 1. С. 238—250.
- [68] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б., Филонович С. Р. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 6. С. 1116—1122.
- [69] Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Филонович С. Р. // Радиотехн. и электрон. 1985. Т. 30. В. 10. С. 2045—2053.
- [70] Вьюрков В. В., Рыжий В. И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. В. 3. С. 1158—1166.
- [71] Доброго В. П., Рывкин С. М. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 4. С. 1203—1207.
- [72] Смирнова О. И., Годик Э. Э., Гонтарь А. Г. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 869—875.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград  
Московский государственный педагогический  
институт им. В. И. Ленина

Получен 13.07.1989  
Принят к печати 25.07.1989