

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ НА ДОНОРНЫХ ПАРАХ ЭЛЕКТРОНАМИ В КОМПЕНСИРОВАННОМ n -InSb

В. В. Арендарчук, Е. М. Гершензон, Л. Б. Литвак — Горская,
Р. И. Рабинович

Предлагается модель молекулярного иона водорода H_2^+ для рассмотрения энергетических уровней локализованных электронов в компенсированных полупроводниках. Результаты измерений коэффициента поглощения в n -InSb при 1,6 — 4,2°K объясняются в рамках предложенной модели.

В работах Шкловского и Эфроса [1] развита модель электропроводности слабо легированных $N_d \alpha^*{}^3 \ll 1$ ($N_d^{1/3} \alpha^* \ll 1$) и сильно компенсированных ($1 - K \ll 1$) полупроводников (N_d — концентрация доноров, α^* — борковский радиус электрона на доноре, K — степень компенсации). Из-за неоднородности в распределении примесей в таких полупроводниках существенны два вида флуктуаций примесного потенциала: крупномасштабные и мелкомасштабные. Среди последних наиболее важны потенциальные ямы, возникающие при сближении двух заряженных доноров на расстояние $R < R_m \equiv [(3/2\pi)(1-K)]^{1/2} N_d^{-1/2} < N_d^{-1/2}$ — "примесные пары". При низких температурах $T \rightarrow 0$ большинство электронов находится на этих парах. В [1] рассматривался только случай, когда "размер пары" $R_m \gg \alpha^*$, т. е. электрон локализован около одного донора, а потенциал второго можно рассматривать как малое возмущение.

Однако при $R_m \sim \alpha^*$ электрон локализован почти в равной степени около двух заряженных доноров. Поэтому пары с $R_m \sim \alpha^*$ можно, видимо, рассматривать как аналог молекулярного иона водорода H_2^+ с расстоянием между "ядрами" $\sim R_m$ [2]. Следует отметить, что энергетический спектр H_2^+ заметно отличается от водородоподобного спектра "изолированного" донора. Справедливость модели H_2^+ при рассмотрении донорных пар может быть проверена, в частности, измерением зависимости коэффициента поглощения α от длины волны λ при различных R_m (т. е. N_d и K).

С целью проверки высказанного предположения были проведены измерения $\alpha(\lambda)$ в нескольких образцах n -InSb с $N_d \alpha^*{}^3 \leq 0,05$ и $1 - K \ll 1$. Параметры двух наиболее отличающихся по компенсации образцов таковы: 1. $N_d = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $K = 0,83$, $\epsilon_1 = 1,0 \text{ мэв}$; 2. $N_d = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $K = 0,92$, $\epsilon_1 = 2,0 \text{ мэв}$. Значения N_d и K получены из кривой распределения примесей вдоль слитка n -InSb [3]; энергия активации примесей ϵ_1 — по температурной зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$. Некоторые результаты измерений приводятся ниже.

Методика измерений подобна описанной в [4]. Следует отметить, что в условиях эксперимента на образец воздействует фоновое излучение малой интенсивности, создаваемое теплой частью криостата.

На рис. 1, а, б — представлены зависимости $\alpha(\lambda)$ образцов 1 и 2 в диапазонах $\lambda = 0,5 \div 1,7$ и $3,8 \div 8,4 \text{ мкм}$. Кривые 1 и 2 на рис. 1, а, б соответствуют измерениям при 4,2 и 1,6°K, когда к образцу не прикла-

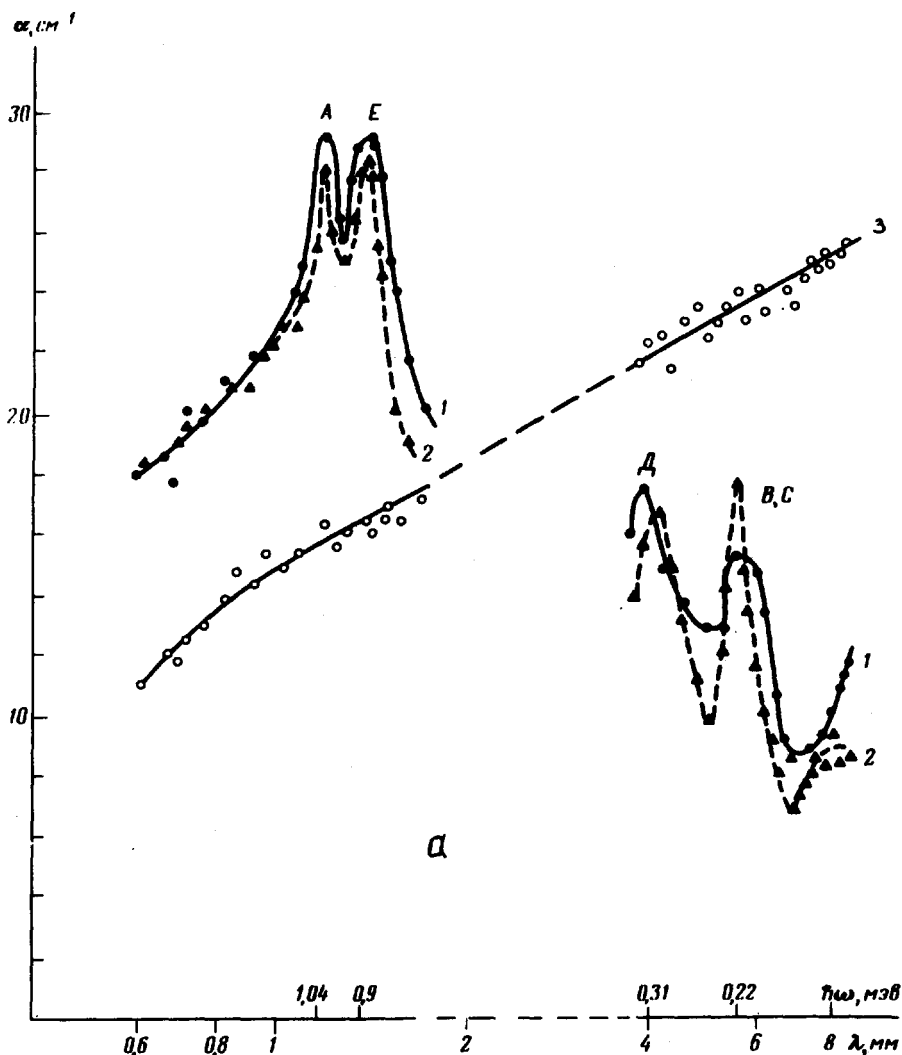


Рис. 1а. Зависимость поглощения от длины волны $\alpha(\lambda)$ для образца 1. 1. — $T = 4,2^\circ\text{K}$ $E = 0$, 2. — $T = 1,6^\circ\text{K}$ $E = 0$, 3. — $T = 4,2^\circ\text{K}$ $E > E_{\text{пр}}$

дается постоянное электрическое поле, т. е. для локализованных электронов; кривые 3 получены при значениях E , в несколько раз превышающих поле примесного пробоя $E_{\text{пр}}$ [5], т. е. для свободных электронов. Видно, что для свободных электронов (кривые 3) $\alpha(\lambda)$ монотонно падает с убыванием λ . На зависимости $\alpha(\lambda)$ локализованных электронов видны 4 пика поглощения (A, B, C, D, E) — для образца 1 и два пика (A', B') — для образца 2; соответствующие энергии фотонов указаны на рисунке. Отметим, что для наиболее коротковолновых пиков A и A' (см. рис.) значения $h\omega$ в несколько раз превышают энергию ионизации изолированного донора ($\epsilon_d = 0,67 \text{ мэв}$) и близки к значениям ϵ_1 , найденным из $\rho(T)$.

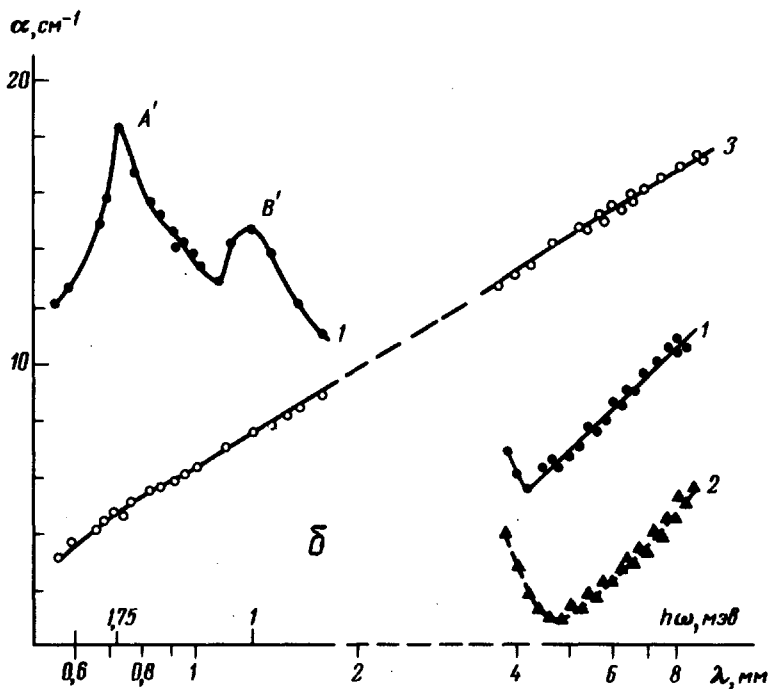


Рис. 16. Зависимость поглощения от длины волны $\alpha(\lambda)$ для образца 2. 1 - $T = 4,2^\circ\text{K}$ $E = 0$, 2 - $T = 1,6^\circ\text{K}$ $E = 0$, 3 - $T = 4,2^\circ\text{K}$ $E > E_{\text{пр}}$

На рис. 2 представлены несколько уровней энергии H_2^+ в зависимости от расстояния между ядрами (заряженными донорами) в единицах боровского радиуса, которые построены по данным [2]. Числа и буквы обозначают: 1, 2, 3... и $s, p, d, f...$ — соответственно главные и орбитальные квантовые числа "объединенных" ядер (доноров) (атома гелия [6]); $\sigma, \pi...$ — проекции орбитального момента на прямую, соединяющую ядра (доноры), равные 0, $\pm 1, \pm 2...$; индексы q и u — четность (q) или нечетность (u) координатной функции по отношению к инверсии в средней точке между ядрами.

Мы предположили, что коротковолновые пики (A и A') связаны с фотоионизацией основного состояния $1s\sigma g$ [7], т. е. их энергии близки к энергиям $\epsilon_{1s\sigma g}$. По экспериментальным значениям энергий этих пиков были определены характерные размеры донорных пар: $R \equiv R_1 \approx 3,3\sigma^*$ в образце 1 и $R \equiv R_2 \approx 1,3\sigma^*$ — в образце 2. Затем по данным [2] были найдены состояния, между которыми при полученных R_1 и R_2 возможны дипольные переходы с энергиями, близкими к наблюдаемым. Стрелками на рис. 2 показаны переходы, энергии которых, соответствуют экспериментальным пикам $A, B, (C), D, E$ и A', B' . При этом для всех переходов экспериментальные энергии совпадают с вычисленными по данным [2] с точностью $5 \div 7\%$. Заметим, что согласно [8] для H_2^+ коротковолновая граница сечения фотоионизации является более резкой, чем для водородоподобного атома. Этим, по-видимому, объясняется сравнительная узость пиков A и A' .

Отметим также, что в измеренном диапазоне частот для образца 1 других разрешенных пиков нет. Для образца 2 возможны достаточно интенсивные пики, соответствующие переходам $1s\sigma g \rightarrow 3p\pi u$, $1s\sigma g \rightarrow 3d\pi g$, $1s\sigma g \rightarrow 3p\pi u$ [2] с энергиями 1,4 – 1,2 мэв, т. е. между пиками A' и B' (см. рис. 1, б). Разрешить эти пики на зависимости $\alpha(\lambda)$ не удалось.

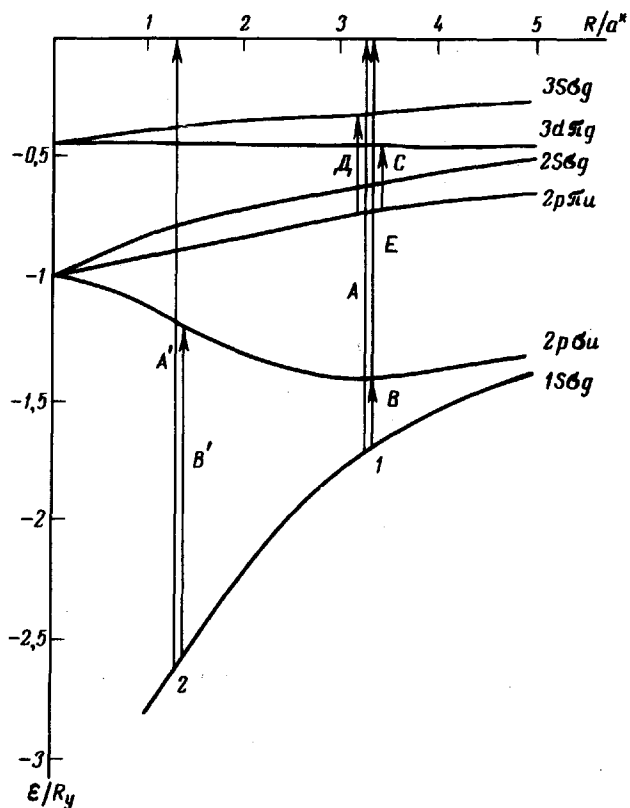


Рис. 2. Уровни энергии H_2^+ в зависимости от расстояния между заряженными донорами

Таким образом, сопоставление энергетических уровней и возможных переходов для молекулярного иона H_2^+ со спектром поглощения локализованными электронами в компенсированном InSb показывает, что комплексы типа H_2^+ , по-видимому, реализуются. Это свидетельствует об удивительном факте – существовании в компенсированном полупроводнике с беспорядочно расположенными донорами "изолированных" донорных пар с определенным характерным расстоянием между донорами ($R \sim a^*$). Заметим, что наличие пар доноров (но с характерным расстоянием $R \gg a^*$) является одним из основных предположений теории [1].

Московский
педагогический институт
им. В.И. Ленина

Поступила в редакцию
25 декабря 1972 г.
После переработки
13 февраля 1973 г.

Литература

- [1] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. ЖЭТФ, 60, 867, 1971. Б.И.Шкловский ФТП, 6, 1197, 1972.
 - [2] Дж. Слэтэр. Электронная структура молекул, М., изд. Мир, 1965; D.R.Bates, K.Ledsham, A.L.Stewart. Phil. Trans Roy Soc (London) 246, 215, 1953.
 - [3] Е.М.Гершензон, А.И.Ивлева, И.Н.Куриленко, Л.Б.Литвак-Горская, ФТП, 6, 1982, 1972.
 - [3] Е.М.Гершензон, А.И.Ивлева, И.Н.Куриленко, Л.Б.Литвак-Горская, ФТП, 6, 1982, 1972.
 - [4] В.В.Арендарчук, Е.М.Гершензон, Л.Б.Литвак-Горская, ФТП, 7, 132, 1973.
 - [5] В.Ф.Банная, Е.М.Гершензон, Л.Б.Литвак-Горская, ФТП, 978, 1968.
 - [6] Г.Герцберг. Спектры и строение двухатомных молекул, М., ИИЛ, 1949.
 - [7] Атомные и молекулярные процессы. Под ред. Д.Р.Бейтса. М., изд. Мир, 1964.
 - [8] D.R.Bates, U.Opik, G.Poots. Proc. Phys. Soc., A66, 1113, 1953.
-