

ПЕРЕХОДЫ ЭЛЕКТРОНОВ МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ДОНОРОВ В ГЕРМАНИИ

Е.М.Фермензон, Г.Н.Гольцман

Обычно структура возбужденных состояний мелких примесей в полупроводниках исследуется методами длинноволновой инфракрасной спектроскопии. Измерения проводятся либо по поглощению излучения, осуществляющего переходы электронов с основного состояния примеси на возбужденные [1], либо по изменению проводимости, когда такие переходы сопровождаются последующим термическим выбросом электронов в зону проводимости [2]. Так изучались переходы электронов между состояниями $1s - np$ доноров в германии. В диапазоне волн 90 – 250 мкм обнаружены линии с шириной не менее 0,06 мэв, которую связывают с временем жизни электрона в возбужденном состоянии. Полученные значения энергий p -состояний хорошо совпали с теоретическими [3]. Наблюдалось Зеемановское расщепление части линий в магнитных полях $H > 1$ кэ [4].

Нами исследована фотопроводимость германия в диапазоне волн 500 – 1300 мкм. Эксперименты выполнены при $T = 4,2 - 12^\circ\text{K}$ на образцах с концентрацией доноров $10^{12} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и степенью компенсации не более 20% в магнитных полях до 40 кэ. В качестве источников излучения использовались лампы обратной волны (ЛОВ) [5]. Излучение подводилось к образцу Ge, помещенному в полости сверхпроводящего соленоида, по квазиоптическому тракту; стабилизация амплитудно-частотной характеристики ЛОВ осуществлялась с помощью электромеханического регулятора уровня мощности СВЧ, управляющий сигнал которого формируется широкополосным детектором из $n\text{-InSb}$, помещенным рядом с исследуемым образцом. Применение когерентного источника излучения значительной мощности позволяет воспроизводить линии с $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-5}$ (ограничение вызвано лишь стабильностью источника питания ЛОВ) и реализовать высокую чувствительность (уровень мощности на образце при коэффициенте пульсаций $\sim 1\%$ при перестройке в рабочей полосе частот составляет до 100 мквт), что невозможно при использовании обычных монохроматоров в длинноволновой части инфракрасного диапазона волн.

В качестве примера на рис.1 представлен типичный спектр фотопроводимости ($\Delta\sigma$ -изменение проводимости образца) при $T = 7^\circ\text{K}$ для образца Ge с концентрацией доноров $N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (Sb) и концентрацией акцепторов $N_A = 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$. Наиболее интенсивные линии соответствуют энергиям 1,04; 1,11; 1,16; 1,23; 1,31; 1,87 мэв. В магнитном поле часть линий расщепляется. На рис.2 показаны:

а) линии, соответствующие энергиям 1,04 и 1,11 мэв, в отсутствие

магнитного поля; б) расщепление этих линий при $H = 350$ э, когда магнитное поле направлено вдоль кристаллографической оси $[100]$.

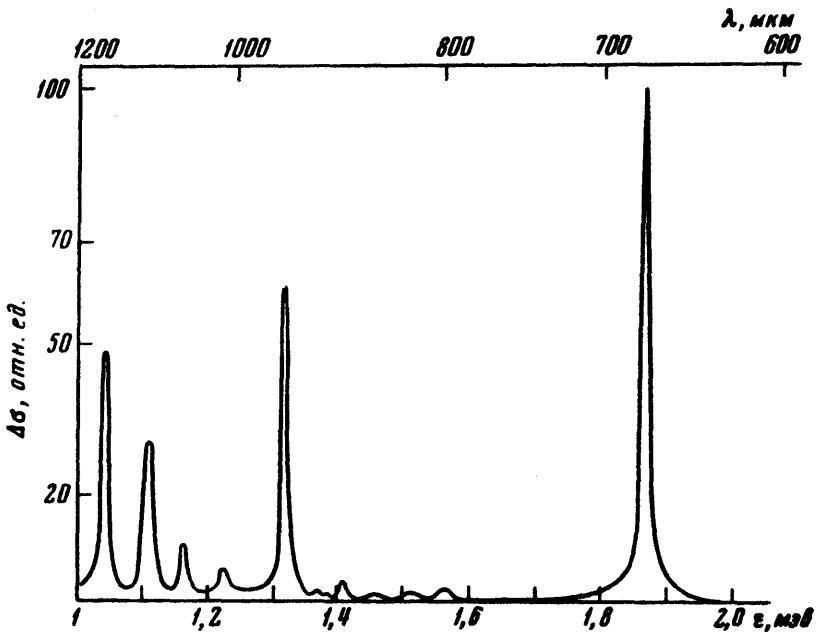


Рис. 1

Отметим несколько особенностей полученных результатов.

1. Интенсивные линии спектра фотопроводимости соответствуют одним и тем же значениям энергии для всех образцов $\text{Ge}(\text{Sb})$. Ширина линии при $N_D \lesssim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ не зависит от концентрации примеси и составляет от 0,008 до 0,015 мэв для различных линий. При увеличении концентрации примеси до $N_D \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ отдельные линии уширяются вдвое.

2. В магнитном поле $H \gtrsim 100$ э все интенсивные линии спектра, кроме линии с энергиями 1,16 мэв, расщепляются. Расщепление зависит от ориентации H относительно кристаллографических осей и хорошо совпадает с измерениями эффекта Зеемана для донорных примесей в Ge [4].

3. При увеличении температуры от 4,2°К интенсивность линий ($\Delta\sigma$) сперва возрастает, а затем при 9 – 10°К стремится к насыщению. Рост интенсивности различен у разных линий и может достигать 10^2 – 10^3 раз.

Приведенные особенности экспериментальных результатов позволяют утверждать, что наблюдаемый эффект есть фототермическая ионизация возбужденных состояний мелких доноров в Ge; оптические переходы электронов между возбужденными состояниями с последующей их термической ионизацией, приводящей к изменению проводимости образца. Основное состояние примеси не может принимать участия в переходах электронов, так как энергия кванта излучения меньше, чем

энергетический зазор между основным и первым возбужденным состояниями примеси [1]. Кроме того, поглощение излучения образцом во всем исследуемом диапазоне волн мало [6], что проверялось нами с помощью детектора из n -InSb, помещенного за исследуемым образцом.

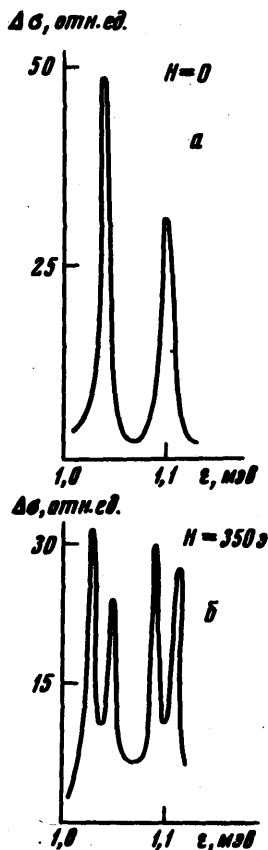


Рис. 2

Две линии рис.1 нам удалось идентифицировать: сумма энергий переходов $1,16 \pm 0,005$ и $1,87 \pm 0,005$ мэв составляет $3,03 \pm 0,01$ мэв , что соответствует переходам $2p_0 \rightarrow 2s$ и $2s \rightarrow 2p_{\pm 1}$, сумма энергий которых $2p_0 - 2p_{\pm 1}$ хорошо совпадает с данными ранее выполненных измерений [1] — $3,01 \pm 0,04$ мэв . Согласно расчету [3] между этими p -состояниями лежит уровень $2s$, оптический переход на который с основного состояния запрещен. Дополнительным подтверждением правильности определения указанных переходов являются данные по эффекту Зеемана: линия с энергией $1,87$ мэв , в отличие от линии с $1,16$ мэв , расщепляется в магнитном поле. Это свидетельствует о том, что первый переход происходит с изменением магнитного квантового числа на $\Delta m = \pm 1$, а второй — с $\Delta m = 0$. Для идентификации остальных линий спектра требуется дополнительная информация.

Исследование переходов электронов между возбужденными состояниями при их малой заселенности (при $T = 7 - 9^\circ\text{K}$ на состояниях с энер-

гией ионизации $5 - 2 \text{ мэв}$ находится на $3 - 5$ порядков меньше носителей, чем на основном уровне примеси) и получение более полного спектра возбужденных состояний оказалось возможным из-за значительно более высокой чувствительности спектрометра с ЛОВ, чем имела у применявшихся ранее.

Наблюдаемые линии имеют ширину до $0,008 \text{ мэв}$, что свидетельствует, по-видимому, о значительно больших временах жизни электронов в возбужденных состояниях, чем это считалось до сих пор [6].

Московский
государственный педагогический
институт им.В.И.Ленина

Поступила в редакцию
14 июня 1971 г.

Литература

- [1] J.H.Reuszer, P.Fisher. Phys. Rev., 135, A1125, 1964.
 - [2] Т.М.Лифшиц, Ф.Я.Надь. ДАН СССР, 162, 4, 801, 1965.
 - [3] R.A.Faulkner. Phys. Rev., 184, 713, 1969.
 - [4] K.Morii, Y.Nisida. J.Phys. Soc. Japan, 29, 798, 1970.
 - [5] М.Б.Голант, Р.Л.Виленская, Е.А.Зюлина, З.Ф.Каплун, А.А.Негирев, В.А.Парилов, Т.Б.Ребров, В.С.Савельев. ПТЭ, № 4, 136, 1965.
 - [6] Y.Nisida, K.Morii. J. Phys. Soc. Japan, 26, 2, 388, 1969.
-