

*Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 483 – 487*

*5 мая 1971 г.*

**НЕПРЯМЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ГЕРМАНИИ  
В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ**

*В. И. Земский, Г. О. Андрианов, И. В. Мочан*

При исследовании магнитопоглощения обычными интегральными методами спектр в районе не прямых переходов представляет из себя ряд

ступенек, соответствующих переходам между разными уровнями Ландау из валентной зоны в зону проводимости [1]. Даже при наиболее благоприятных условиях, при достаточно низких температурах и больших магнитных полях, удается наблюдать небольшое число переходов из-за размывания ступенек процессами релаксации [2, 3]. Применение метода пьезомодуляции позволило повысить чувствительность измерений. Переходы между уровнями Ландау в спектре представлялись в виде резких пиков и могли наблюдаться достаточно глубоко в зоне [4].

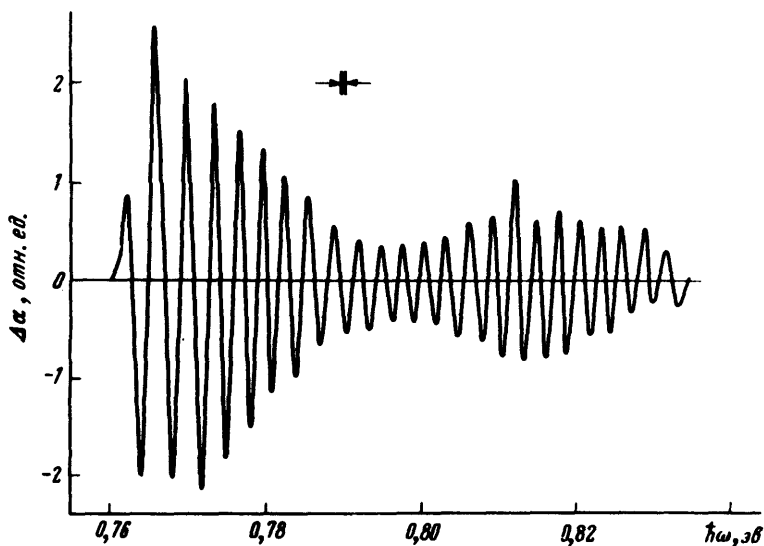


Рис. 1. Зависимость изменения коэффициента поглощения света  $\Delta\alpha$  от энергии фотонов:  $H = 34,6 \text{ кэ}$ ,  $E_1 = 50 \text{ в/см}$ ,  $E_0 = 0$

Аронов и Пикус [5] теоретически исследовали поглощение света в области непрямых переходов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Ими показано, что для непрямых переходов в скрещенных полях, энергия перехода должна смещаться в сторону коротких волн пропорционально квадрату электрического поля, тогда как для прямых переходов она смещается в длинноволновую область [6, 7]. В интегральном спектре при этом будут смещаться середины ступенек. Как указано в работе [5], применение метода электромодуляции позволит вместо ступенек наблюдать острые максимумы, положение которых будет смещаться с электрическим полем. Исследования в скрещенных полях оказываются полезными так же при идентификации уровней между которыми происходят переходы. Эта идентификация для непрямых переходов при отсутствии электрического поля практически невозможна из-за отсутствия правил отбора по  $n$  ( $n$  — номер уровня Ландау). Для полупроводников с вырожденной валентной зоной, как показано в работе [8], разные уровни в валентной зоне различно смещаются с изменением электрического поля, что позволяет сделать выбор между отдельными уровнями.

В настоящей работе исследованы не прямые переходы с испусканием  $\alpha$  А-фонона в скрещенных электрическом и магнитном полях. Измерения проводились с помощью электромодуляционной (дифференциальной) методики, (см., например, [9]) на образцах компенсированного германия при 77°К. Магнитные и электрические поля прикладывались к образцу в направлениях [100]. К образцу прикладывалось поле  $E_0 + E_1 \cos \Omega t$  (где  $E_0$  — постоянное электрическое поле) и детектирование велось на частоте  $\Omega$ . При этом  $E_0$  всегда было в 10 раз больше  $E_1$ .

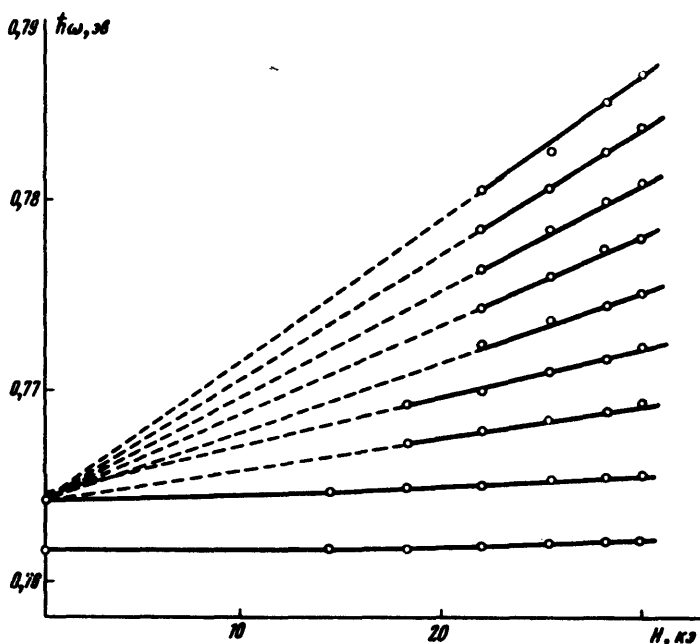


Рис. 2. Зависимость положения максимумов  $\Delta\alpha$  от напряженности магнитного поля:  $E_1 = 50$  в/см,  $E_0 = 0$

Измерения магнетооптического спектра кроме того проводилось при  $E_0 = 0$ . Так как изменение коэффициента поглощения  $\Delta\alpha$  четная функция электрического поля [5], то в этом случае детектирование велось на двойной частоте  $2\Omega$ . На рис. 1 представлена зависимость изменения коэффициента поглощения  $\Delta\alpha$  от энергии  $\hbar\omega$  при  $H = 34,6$  кэ,  $E_1 = 50$  в/см, и  $E_0 = 0$ .

Сравнение экспериментального спектра с теоретическим [10] не позволяет классифицировать наблюдаемые переходы из-за большого числа (более тысячи) возможных переходов. Однако, по-видимому, можно сделать вывод, что спектр сформирован переходами с одного или нескольких близлежащих уровней Ландау в валентной зоне на последующие уровни в зоне проводимости. При этом получается, что эффективная масса электронов в зоне проводимости  $m^* = (0,13 \pm 0,01) m_0$ . Зависимость интенсивности пиков  $\Delta\alpha$  от энергии фотонов, изображенная на рисунке, нам пока неясна.

Значения энергии в максимумах кривой рис. 1 определяются уровнями Ландау, положение которых зависит от напряженности магнитного

поля. Эти зависимости приведены на рис. 2<sup>1)</sup>. Положение первых двух пиков присутствующих и в нулевом магнитном поле, зависит нелинейно от магнитного поля. Эти пики соответствуют переходам в основное состояние экситона и в континуум [11]. Положение остальных пиков, в пределах погрешности измерений зависит линейно от магнитного поля. Прямые сходятся в точке соответствующей непрерывному спектру экситона. Энергия связи экситона, полученная нами  $\mathcal{E}^{ex} = 2,7$  мэв.

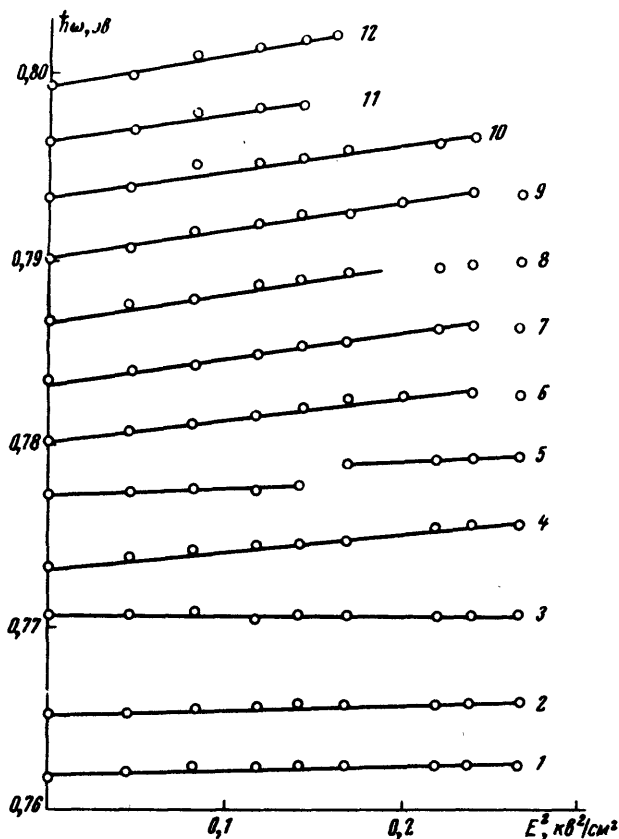


Рис. 3. Зависимость положения максимумов  $\Delta\alpha$  от квадрата напряженности электрического поля:  
 $H = 30$  кэ

На рис. 3 показана зависимость положения максимумов  $\Delta\alpha$  от электрического поля. Нами было принято во внимание, что кроме приложенного поля  $E_0$  в скрещенных полях возникает холловское поле. Холловское поле измерялось для всех исследованных значений электрических

<sup>1)</sup> Положение уровней Ландау не совпадает с вершиной пика в дифференциальном спектре [5]. Однако с изменением магнитного поля пики смещаются без изменения формы линии, поэтому смещение уровней Ландау совпадает со смещением любой точки дифференциального спектра. Это было проверено по смещению минимумов дифференциального спектра, причем была получена зависимость совпадающая с рис. 2.

и магнитных полей и действующее поле  $E$  находилось как векторная сумма приложенного и холловского поля. По теоретическим оценкам, для параболической зоны [5] и использованных нами электрических и магнитных полей величина сдвига уровней Ландау в зоне проводимости должна быть порядка  $10^{-4} - 10^{-5}$  эв. Поэтому экспериментально наблюдаемые сдвиги  $\sim 10^{-3}$  эв могут быть обусловлены только смещением уровней Ландау в валентной зоне, которое гораздо больше по величине из-за сложной структуры валентной зоны германия [12].

Для первых пяти пиков смещения для разных пиков различны, но начиная с шестого пика, с ростом номера максимума зависимости от  $E^2$  идентичны. Это указывает на то, что для  $n \geq 6$  спектр формируется переходами с одного уровня в валентной зоне на последующие уровни в зоне проводимости. Сравнение с теорией [12] показывает, что эти переходы скорее всего можно отнести к переходам с  $\mathcal{L}_2^+(0)$  уровня в валентной зоне (обозначения те же, что в работе [12]). Особенности в поведении третьего, четвертого и пятого пиков (неэквидистантность при  $E = 0$  длинноволновой сдвиг третьего пика и скачек в положении пятого пика) по-видимому, объясняются особенностями поведения уровней Ландау в валентной зоне при изменении электрического поля.

Следует отметить, что использованные нами теоретические расчеты сделаны Шиндо для  $E \parallel [100]$ . В нашем случае, возникающее холловское поле было сравнимо по величине с приложенным полем, поэтому суммарное электрическое поле было направлено не вдоль направления [100]. Окончательное сравнение с теорией будет сделано, когда будут закончены измерения на образце, вырезанном так, чтобы результирующее поле было направлено по [100].

В заключение приносим благодарность А.Г.Аронову за непрерывный интерес к работе, обсуждение результатов и ценные замечания.

Институт полупроводников  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
23 марта 1971 г.

#### Литература

- [1] L.M.Roth, B.Lax, S.Zwerdling. Phys. Rev., 114, 90, 1959.
- [2] S.Zwerdling, B.Lax, L.M.Roth, K.J.Button. Phys. Rev., 114, 80, 1959.
- [3] I.Halpern, B.Lax. J. Phys. Chem. Sol., 26, 911, 1965.
- [4] R.L.Aggarwal, M.D.Zuteck, B.Lax. Phys. Rev., 180, 800, 1969.
- [5] А.Г.Аронов, Г.Е.Пикус. ФТТ, 49, 1904, 1965.
- [6] А.Г.Аронов. ФТТ, 5, 552, 1963.
- [7] Q.H.F.Vrehan. Phys. Rev. Lett., 14, 558, 1965.
- [8] I.C.Hensel, M.Peter. Phys. Rev., 114, 411, 1959.
- [9] Q.H.F.Vrehan. Phys. Rev., 145, 675, 1966.
- [10] V.Evtuhov. Phys. Rev., 125, 1869, 1962.
- [11] A.G.Aronov, I.V.Mochan, V.I.Zemsky. Phys. Stat. Sol. (to be published).
- [12] T.Shindo. J. Phys. Chem. Sol., 26, 1431, 1965.