

## О ЗАВИСИМОСТИ ШИРИНЫ СИГНАЛА ЭПР ОТ ВНЕШНЕГО ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

*А.А.Бучай, М.Д.Глинчук, М.Ф.Дейген, П.Т.Лесковский*

В [1] двумя авторами настоящей работы было показано, что ширина сигнала ЭПР парамагнитных примесей в кристаллах без центра инверсии может существенно зависеть от внешнего постоянного электрического поля. Оказалось, что электрическое поле влияет на спектр и волновые функции динамической системы, а вследствие этого и на спин-фононное взаимодействие, определяющее форму линии.

Экспериментальное исследование влияния постоянного электрического поля на ширину сигнала ЭПР было проведено на образцах рубина с концентрацией ионов хрома около 0,05%. Сигналы ЭПР наблюдались на супергетеродинном спектрометре ЭПР трехсантиметрового диапазона при комнатной температуре и регистрировались на ленте самописца в виде производных сигналов поглощения. К тонким электродам, нанесенным на поверхности образца рубина толщиной 0,13 мм, подводилось напряжение, величина которого могла изменяться от 0 до 18 кВ. Максимальная напряженность электрического поля в наших экспериментах достигала  $1400 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ . Электрическое поле  $E$  во всех экспериментах направлялось вдоль оптической оси кристалла. Как известно [2], при такой ориентации поля сигналы спектра ЭПР рубина испытывают псевдоштарковское расщепление, обусловленное наличием в элементарной

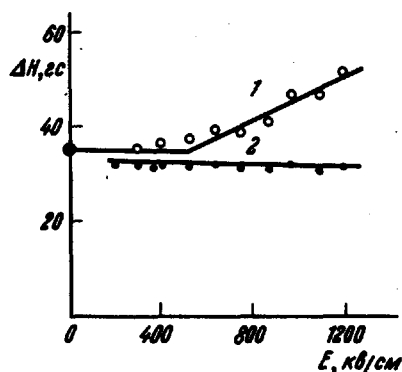


Рис.1. Зависимость полуширины сигнала ЭПР,  $\Delta H$ , от величины внешнего электрического поля  $E$ . Кривые 1 и 2 относятся к двум неэквивалентным положениям ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в элементарной ячейке кристалла рубина. Переход  $1/2 \leftrightarrow 3/2$ ,  $\theta = 38^\circ$ ,  $E \parallel C$ . Частота клистрона  $f = 9270 \text{ МГц}$

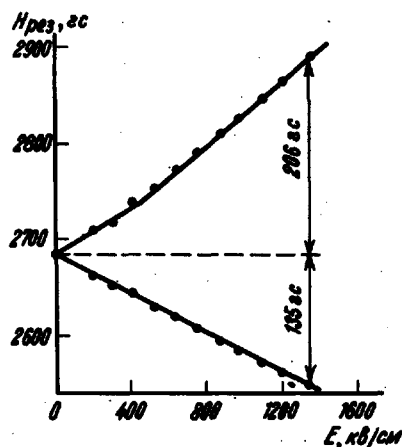


Рис.2. Зависимость положения ( $H_{\text{рез}}$ ) компонент расщепленного во внешнем электрическом поле сигнала ЭПР ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в рубине от величины  $E$ . Переход  $1/2 \rightarrow 3/2$ ,  $\theta = 38^\circ$ ,  $E \parallel C$ ,  $f = 9270 \text{ МГц}$

ячейке кристалла неэквивалентных положений ионов, связанных инверсией. В наших экспериментах измерялась ширина в точках максимального наклона компонент расщепленного сигнала ЭПР,  $\Delta H$  (в дальнейшем эта величина называется "полушириной"), соответствующего переходу  $1/2 \leftrightarrow 3/2$ , в зависимости от величины  $E$ . Существенной является величина угла  $\theta$ , образуемого магнитным полем  $H$  с оптической осью кристалла. Оказалось, что при  $\theta$ , близких к  $40^\circ$ , одна из компонент рас-

щепленного сигнала (находящаяся в более высоких магнитных полях) заметно расширяется с увеличением поля  $E$ , начиная с  $E \approx 500 \text{ кэ.см}^{-1}$ , в то время как вторая компонента сигнала слабо изменяется с полем  $E$ . При  $\theta = 0^\circ$  обе компоненты сигнала сохраняют (в пределах погрешности эксперимента) ширину, равную ширине нерасщепленного сигнала ЭПР, наблюдаемого при  $E = 0$ . На рис.1 представлена одна из полученных нами зависимостей ширины сигнала ЭПР от  $E$ , измеренная при  $\theta = 38^\circ$ .

Аналогично [1] для рассматриваемого случая расчет приводит к линейной зависимости полуширины сигналов ЭПР от величины  $E$ . Для двух неэквивалентных положений ионов линейная добавка отличается знаком. Наблюдаемые на эксперименте разные наклоны двух кривых (рис.1) связаны с тем, что экспериментально форма линии исследуется как функция внешнего магнитного поля, а не частоты клистрона. Легко показать, что магнитные поля, определяющие полуширину  $\Delta H$ , находятся из уравнения

$$|\omega_{21}(\Delta H) - \omega_{21}(H_M)| = |1/r_{21}|, \quad (1)$$

где  $1/r_{21}$  — полуширина в случае, когда форма линии определяется как функция частоты клистрона;  $\omega_{21}$  — частота рассматриваемого перехода, вообще говоря, сложная функция  $H$ ;  $H_M$  — магнитное поле, соответствующее максимуму сигнала поглощения ЭПР. Эксперимент осуществлялся в области магнитных полей, где  $\omega_{21}$  — нелинейная функция  $H$ . В этом случае, как это следует, например, из [3],  $H_M$  — линейная функция  $E$ , с разным наклоном для двух неэквивалентных положений ионов, в соответствии с экспериментом (рис.2). Это приводит, как можно видеть из (1), к разному наклону зависимости  $\Delta H$  от  $E$  для двух неэквивалентных положений ионов. Таким образом, теория качественно объясняет все особенности эксперимента.

Авторы выражают благодарность В.М.Максименко за техническую помощь и А.В.Ройцину за обсуждение результатов.

Институт полупроводников  
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию  
26 июля 1967 г.

### Литература

- [1] М.Ф.Дейген, М.Д.Глинчук, Г.В.Коробко. ФТТ, 9, № 11, 1967.
- [2] E.V.Royce, N.Bloembergen. Phys. Rev., 131, 1912, 1963.
- [3] А.Сигмен. Мазеры. Изд-во "Мир", М., 1966, стр.460.