

МАГНИТО-ШТАРК ЭФФЕКТ В СЛОИСТОМ КРИСТАЛЛЕ GaSe

*Б.С.Разбирин, А.Н.Старухин, Е.М.Гамарц,
М.И.Караман, В.П.Мушинский*

При помощи магнито-штарк эффекта впервые непосредственно измерена трансляционная масса экситонов в слоистом GaSe. Показано, что несмотря на ярко выраженную слоистую структуру кристалла, движение носителей в GaSe носит почти изотропный характер.

Слоистая структура кристаллов группы $A^{III}B^{VI}$ приводит к сильной анизотропии их механических свойств. Представляет интерес, в какой мере она сопровождается анизотропией электронных состояний. Предполагалось, что благодаря слабому взаимодействию между кристаллическими слоями, движение электронов и дырок в таких системах

существенно ограничено пределами слоя, т. е. носит почти двухмерный характер, что должно, в частности, проявляться и в экситонных спектрах [1, 2].

Важнейшей характеристикой, определяющей действительный характер движения электронов и дырок в слоистых кристаллах, является эффективная масса носителей или экситонов в направлении, перпендикулярном плоскости кристаллических слоев. Наиболее ярко трансляционная масса экситона проявляется в наличии так называемого магнитоштарк эффекта на свободных экситонах [3]. При движении экситона в магнитном поле на него действует сила, эквивалентная действию электрического поля

$$F_{,L} = \frac{1}{c} [v, H] = \frac{1}{c} \left[\frac{\hbar K}{M}, H \right], \quad (1)$$

где v и K — соответственно скорость и волновой вектор экситона, M — трансляционная масса экситона. Величина смещения экситонных уровней в магнитном поле определяется (без учета спина) диамагнитным сдвигом уровней, орбитальным эффектом Зеемана и дополнительным расщеплением экситонных состояний в поле F_L . Приложением внешнего электрического поля F можно либо усилить, либо компенсировать вклад в расщепление уровней от действия поля F_L . Сравнивая картину расщепления экситонных уровней при различной взаимной ориентации полей F и F_L можно непосредственно определить величину поля F_L и, следовательно, эффективную массу экситона.

В данной работе изучался эффект Штарка и магнито-штарк эффект на свободном экситоне $n = 2$ в слоистом кристалле GaSe.

Электрическое поле прикладывалось при помощи электронов из серебра, дававших почти омические контакты. Для получения магнитных полей применялся сверхпроводящий соленоид. Падающий свет распространялся параллельно оптической оси кристалла C , перпендикулярно плоскости кристаллических слоев. Электрическое и магнитное поле были ориентированы перпендикулярно направлению распространения света, оси z , вдоль осей x и y соответственно. Кристаллы были погружены в жидкий гелий при $T = 2K$. Спектры пропускания кристаллов регистрировались фотографически с помощью дифракционного спектрографа с дисперсией $6,5 \text{ \AA}/\text{мм}$. В отсутствие полей отчетливо наблюдались линии поглощения экситонов $n = 1, 2, 3$.

Эффект Штарка. В электрическом поле линия $n = 2$ расщепляется в дублет (рис. 1). Интенсивность длинноволновой компоненты растет по мере увеличения напряженности электрического поля F . Коротковолновая компонента дублета вызвана переходами в $2s$ состояние экситона, длинноволновая — в состояние $2p_x$. Разгорание длинноволновой компоненты вызвано смешиванием с разрешенным $2s$ -состоянием. Экстраполяция экспериментальных результатов к нулевому полю дает величину начального расщепления (обусловленного анизотропией кристалла) $2s-2p_x$ -состояний экситона в GaSe $\Delta = 0,4 \div 0,6 \text{ мэв}$, что находится в полном согласии с результатами магнитооптических исследований [4].

Магнито-штарк эффект. В магнитном поле линия $n = 2$ также расщепляется в дублет. Компоненты дублета, как показывает теоретический

анализ [4], имеют то же происхождение, что и соответствующие компоненты дублета в эффекте Штарка, т. е. происходят из $2s$ - и $2p_x$ -состояний¹⁾. Приложение электрического поля приводит к дополнительному смещению компонент дублета. При этом картина расщепления оказывается несимметричной при изменении направления магнитного поля на противоположное, т. е. при данной величине F зависит от знака H (рис.2).

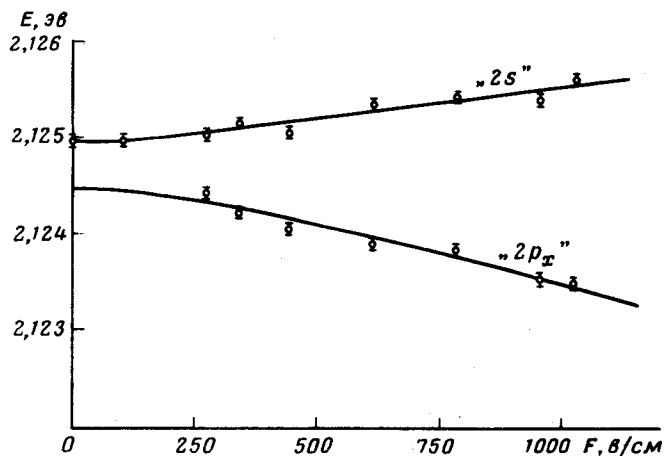


Рис.1. Эффект Штарка на состоянии $n = 2$ экситона в GaSe. Кружки — экспериментальные значения, сплошная линия — теория

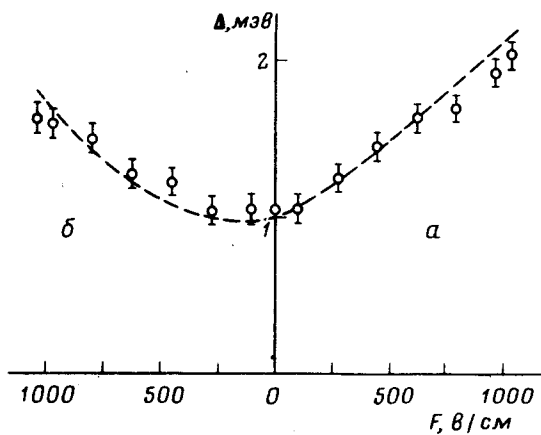


Рис.2. Расщепление линии $n = 2$ в магнито-штарк эффекте в GaSe. F — неизменно по направлению. $H = 32 \text{ кэ} = \text{const}$. a — $[\nu, H] \rangle F > 0, H = H_y$; b — $[\nu, H] \rangle F < 0, H = -H_y$. Кружки — экспериментальные значения, пунктир — расчетная кривая по теории возмущений

Это явление есть результат существования поля F_L . Действительно, величина расщепления компонент зависит, в частности, от полного электрического поля $F + F_L$, действующего на экситон. Изменение знака H приводит к изменению знака поля F_L , и, следовательно, к изменению величины суммарного электрического поля. Поэтому величина расщепления компонент при фиксированном F должна зависеть от знака магнитного поля, т. е. быть несимметричной относительно инверсии H , и

¹⁾ Спиновое расщепление мало и в полях $H \lesssim 30 \text{ кэ}$ не наблюдалось.

должна быть больше при $F \uparrow F_L$, т. е. при $[v, H] F > 0$. Оба эффекта действительно наблюдаются экспериментально (рис. 2). Величина расщепления достигает минимума при $F + F_L = 0$, т. е. при $F = -F_L$. Таким образом, положение минимума расщепления непосредственно дает значение поля F_L , из которого мы можем определить трансляционную массу экситона. Анализ экспериментальной зависимости на рис. 2 дает $F_L = 170 \pm 30$ в/см. Используя это значение поля и значение волнового вектора рождаемых светом экситонов $K = 2\pi n/\lambda = 3,2 \cdot 10^5$ см⁻¹, из соотношения (1) получаем величину трансляционной массы экситона поперек слоев $M = (0,7 \pm 0,1) m_0$. Используя это значение M , известные из эксперимента параметр диамагнитного сдвига $\sigma = 4,3 \cdot 10^{-5}$ мэв/кэ², приведенную массу экситона в плоскости слоя $\mu_x = 0,14 m_0$ и отношение приведенных масс $\mu_x/\mu_z = 1,2$ [4] можно вычислить теоретическую зависимость расщепления линии $n = 2$ в магнито-штарк эффекте в GaSe (рис. 2). Из условия наилучшего согласия теории и эксперимента могут быть найдены эффективные массы носителей, связанных в экситон. Их массы оказываются почти изотропными: $m_x^e = (0,18 \pm 0,01) m_0$, $m_z^e = (0,15 \pm 0,01) m_0$, $m_x^h = (0,61 \pm 0,14) m_0$, $m_z^h = (0,55 \pm 0,10) m_0$. Применение полученных параметров позволяет также непротиворечивым образом объяснить эффект Зеемана в кристалле GaSe.

Таким образом, наблюдение магнито-штарк эффекта в кристаллах GaSe ясно указывает на наличие движения экситонов поперек кристаллических слоев, а малая величина трансляционной массы в этом направлении, меньше m_0 , показывает, что движение в этом направлении происходит, сверх ожидания, относительно легко. Следовательно, ярко выраженная анизотропия механических и кристаллографических свойств слоистых кристаллов еще не является достаточным условием для проявления такой же анизотропии в свойствах какой-либо отдельно взятой зоны энергии и вполне может сопровождаться наличием в кристаллах трехмерных, почти изотропных энергетических зон.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 февраля 1978 г.

Литература

- [1] Н. Kamimura, К. Nakao, Y. Nishina. Phys. Rev. Lett., 22, 1379, 1969.
- [2] Г.Б. Абдуллаев, Г.Л. Беленький, Э.Ю. Салаев, Р.А. Сулейманов, В.Х. Халилов. ФТТ, 16, 19, 1974.
- [3] D. G. Thomas, J. J. Hopfield. Phys. Rev., 124, 657, 1961.
- [4] E. Mooser, M. Schlüter. Nuovo Cim., 18B, 164, 1973.