

- [3] Боровик-Романов А. С., Буньков Ю. М., Думеш Б. С., Куркин М. И., Петров М. П., Чекмарев В. П. // УФН. 1984. Т. 142. № 4. С. 537—570.  
 [4] Найфа А. Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984. 535 с.  
 [5] Schenzle A., Wong N. C., Brewer R. G. // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. N 3. P. 887—895.  
 [6] Шумейкер Р. // Лазерная и когерентная спектроскопия. М.: Мир, 1982. С. 235—459.

Институт физики твердого тела  
и полупроводников АН БССР  
Минск

Поступило в Редакцию  
20 марта 1989 г.

УДК 548.162.01

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

## К ТЕОРИИ ПОЛЯРИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ УЧЕТЕ ФОНОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ

*Эл. Койнов*

В данной работе мы покажем ошибочность выводов, содержащихся в [1, 2], и выясним причину допущенных ошибок. В этих работах получено, что при учете взаимодействия экситонов с фононами в слоистом кристалле  $PbI_2$  кроме двух традиционных ветвей, в спектре поляритонов появляется еще одна отщепленная ветвь «деформационных» поляритонов. Однако, как сразу видно из рис. 2 и 3 [2], можно найти такие квазимульсы в окрестности точки  $k=0.04 \pi/a$ , в которых групповая скорость поляритонов обращается в бесконечность.

Поставленную задачу об учете влияния фононной подсистемы на поляритонные состояния в [1, 2] решали методом функции Грина. Существенным для данного подхода является возможность перехода в исходном гамильтониане от фермиевских операторов рождения и уничтожения электрона к бозеевским экситонным операторам. Как показано в [3, 4], такая процедура «бозонизации» может быть выполнена только приближенно. После такой процедуры «бозонизации» (обсуждение применения этого приближения в [1, 2] отсутствует) закон дисперсии перенормированных экситонов  $E(\mathbf{k})$  определяется решениями уравнения Дайсона

$$\tilde{E} - E(\mathbf{k}) - M(\mathbf{k}, E) = 0, \quad (1)$$

где  $M(\mathbf{k}, E)$  — массовый оператор экситонов,  $E(\mathbf{k})$  — энергия исходного экситона. При этом уравнение для  $M(\mathbf{k}, E)$  имеет вид [5]

$$M(\mathbf{k}, E) = \sum_{\mathbf{q}} V^{(0)}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) \left[ \frac{V(\mathbf{k}-\mathbf{q}; E - \Omega(\mathbf{q}); \mathbf{k}; E) [1 + n_{\mathbf{q}}]}{E - \Omega(\mathbf{q}) - E(\mathbf{k}-\mathbf{q}) - M(\mathbf{k}-\mathbf{q}, E - \Omega(\mathbf{q}))} + \right. \\ \left. + \frac{V(\mathbf{k}-\mathbf{q}; E + \Omega(\mathbf{q}); \mathbf{k}; E) n_{\mathbf{q}}}{E + \Omega(\mathbf{q}) - E(\mathbf{k}-\mathbf{q}) - M(\mathbf{k}-\mathbf{q}, E + \Omega(\mathbf{q}))} \right], \quad (2)$$

где  $V^{(0)}$ ,  $V$  — вершинная и полная вершинная часть экситонфононного взаимодействия:  $n_{\mathbf{q}}$  — числа заполнения фононов с энергией  $\Omega(\mathbf{q})$  и квазиимпульсом  $\mathbf{q}$ .

В [1, 2] предполагалось, что можно пренебречь поправками к вершинной части электрон-фононного взаимодействия по сравнению с ее нулевым значением  $V^{(0)}$ . Как показано в [5], если производная по частоте от массового оператора в первом приближении  $M^{(0)}$  значительно меньше единицы, то с небольшой ошибкой можно заменить полную вершинную часть  $V$  взаимодействия экситонов с фононами на нулевую  $V^{(0)}$ . Только тогда уравнение (2) превращается в интегральное уравнение с известным ядром и

в первом приближении  $\tilde{E}(\mathbf{k})$  определяется уравнением (1) из работы [1]. Однако, как сразу видно из рис. 1, б работы [2], в окрестности точки  $k=0.04 \pi/a$  производная по частоте от массового оператора больше единицы. Именно это и не было учтено, и эта ошибка в конечном итоге привела авторов [1, 2] к неправильным результатам.

В заключение отметим, что поставленная задача достаточно легко решается с помощью метода функции Грина, когда спектр поляритонов естественным образом оказывается связанным с полюсами двухчастичной электрон-дырочной функции Грина (см. [6]).

### Список литературы

- [1] Крехивский О. В., Ницович Б. М., Аванесян Г. Т. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2843—2844.
- [2] Nitsovich B. M., Krekhivskii O. V., Pestryakov G. M., Avanesyan G. T. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 148. N 1. P. K29—K32.
- [3] Hanamura E. // J. Phys. Soc. Jap. 1974. V. 37. N 6. P. 1545—1552.
- [4] Steyn-Ross M. L., Gardner C. W. // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. N 1. P. 310—325.
- [5] Бродин М. С., Мясников Э. Н., Марисова С. В. Поляритоны в кристаллооптике. Киев: Наукова думка, 1984. 200 с.
- [6] Koinov Z. G., Glinskii G. F. // J. Phys. A. 1988. V. 21. N 8. P. 3431—3450.

Поступило в Редакцию  
22 марта 1989 г.

УДК 538.913

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

## ВЛИЯНИЕ СВЯЗАННЫХ МНОГОФОНОННЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ЭКСИТОННЫЕ СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА

О. А. Дубовский

В настоящее время ведутся исследования колебательных спектров кристаллов, в которых вследствие ангармонизма колебаний взаимодействие фононов приводит к образованию связанных многофононных комплексов из двух, трех и т. д. фононов. Таким связанным бифононным, трифононным и т. д. состояниям в экспериментально наблюдаемых оптических спектрах, в спектрах рассеяния медленных нейтронов отвечают изолированные линии вне континуума несвязанных колебаний [1, 2]. Эксперименты показали, что ангармонизм колебаний с энергией ангармонического взаимодействия, достигающей  $\sim 20$  мэВ при собственной энергии оптических фононов  $\sim 100$  мэВ, существенно определяет весь спектр колебательных состояний от энергии однофононных возбуждений до многофононных возбуждений высокой кратности. Так, в [3] при рассеянии нейтронов наблюдался спектр колебаний водорода в  $V_2H$  от 1-го до 14-го (!) тона в широком диапазоне энергий 50—1500 мэВ. Спектр многофононных колебаний включает уже для трифононов несколько отдельных термов (основное состояние, *s*- и *p*-возбужденные состояния) [4], а для тонов высшей кратности этот набор еще более увеличивается. Ясно, что такая богатая мультиплетная структура многофононных колебаний может определенным образом влиять и на спектры высокочастотных элементарных возбуждений в кристаллах — экситонов Френкеля, магнонов и т. д., взаимодействующих с фононной подсистемой. При этом в наибольшей степени эффекты ангармонизма многофононных колебаний могут проявиться в тех случаях, когда возбуждение (распад) экситона Френкеля с энергией  $\geq 2$  эВ идет при поглощении (излучении) света с испусканием (поглощением) большого числа фононов, бифононов и т. д. Таким образом, эти эффекты