

ОБРАЩЕННАЯ ФОТОЭМИССИЯ И ЭЛЕКТРОН-ФОТОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЛИТИЯ

Ю.М.Кобзарь, В.Г.Ковтун, Н.И.Пашечко, В.М.Шаталов

Физико-механический институт им. Г.В.Карпенко АН Украины

Поступила в редакцию 21 октября 1991 г.

Исследована спектральная зависимость фотонной эмиссии лития при облучении электронами с энергией $5 \div 200$ эВ. Обнаружены четыре особенности в области энергий фотонов $\hbar\omega = 1,65 \div 3$ эВ, связанные как с энергетическими щелями в законе дисперсии электронов, так и с ридберговскими поверхностными состояниями. Наблюдалась перестройка в электронном спектре, обусловленная образованием 9R-структуры при мартенситном низкотемпературном превращении ОЦК-ГПУ.

В последние годы появился целый ряд работ, посвященных исследованиям структуры и свойствам щелочных металлов^{1,2}. Насколько же важны обменно-корреляционные эффекты в наблюдаемых свойствах щелочных металлов? Это относится к глубине потенциальной ямы, ширине плазмонного пика, краю межзонного поглощения, волнам плотности заряда, поверхностным состояниям, низкотемпературному мартенситному превращению ОЦК-9R-ГПУ структуры и т.д. Результаты полученные в последние годы на аппаратуре высокого разрешения на монокристаллах щелочных металлов показывают, что ситуация с объяснением этих экспериментов довольно сложная^{1,2}.

I, отн. ед.

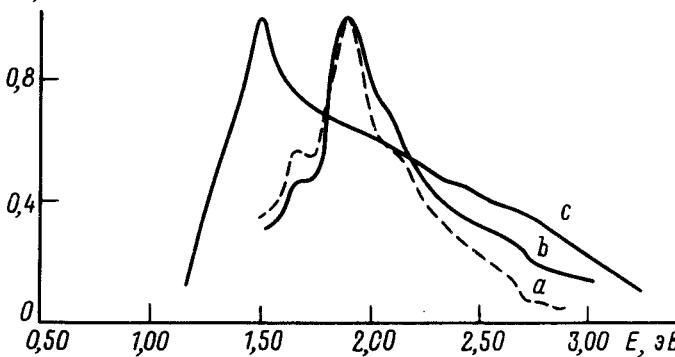


Рис. 1. Спектры электрон-фотонной эмиссии лития при энергиях бомбардирующих электронов 15 эВ - кривая а, 100 эВ - кривая б и расчетный спектр - кривая с

В нашей статье представлены результаты полученные методом электрон-фотонной спектроскопии³, а именно его разновидностью - обращенной фотоэмиссией при исследовании лития. Принципиальная особенность метода заключается в том, что внешний электрон с малой энергией порядка E_F , попадает на незанятый энергетический уровень выше энергии Ферми E_F и затем испытывает излучательный переход в более низколежащее состояние. При этом из-за малости энергии первичного электрона не создаются дополнительные возмущения за счет электронного рассеяния.

Эксперименты выполнялись в условиях сверхвысокого вакуума на установке УСУ-4. Пленки лития напылялись термически на подложку из Si(111). Параметры зондирующего электронного пучка изменялись в пределах $E_p = 5 \div 200$ эВ, $I = 0,5 \div 1$ мА/см². Излучение регистрировалось ФЭУ-79 в режиме счета фотонов, диспергирующим элементом служил решеточный монохроматор МУМ-2.

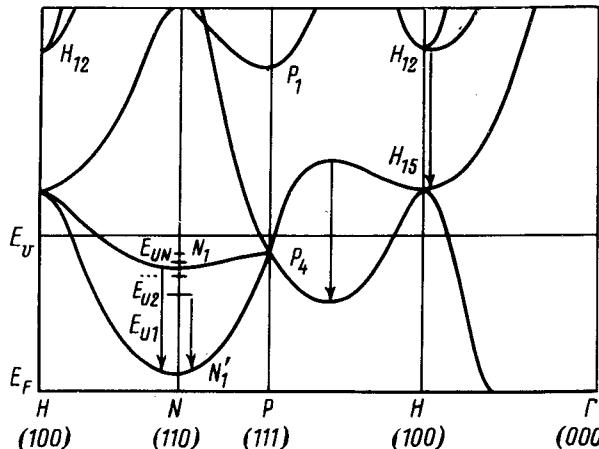


Рис. 2. Схема зонной структуры лития.
Стрелками показаны наблюдаемые переходы

В спектре излучения лития (рис.1) наблюдались четыре особенности в диапазоне энергий фотонов от 1,68 до 3,1 эВ. Положение трех особенностей мы связываем с расположением трех энергетических зазоров выше уровня Ферми: одного вдоль ребра RH и двух других в направлении (110) , (100) в точках N и H на границе зоны Бриллюэна (рис.2). Из литературы известно много примеров расчета зонной структуры лития, но все они дают разные значения для этих энергетических зазоров. К сожалению, нет однозначности и в экспериментальных работах⁴.

На рис.1 (кривая c) показан спектр, рассчитанный с учетом неупругого рассеяния неравновесных электронов⁵. Полученная кривая содержит две характерные особенности $E_1 = 1,50$ эВ и $E_2 = 2,75$ эВ, отвечающие энергетическим щелям на границе зоны Бриллюэна вдоль ребер PNH и RH соответственно. Удаление энергетических щелей от уровня Ферми ведет к падению интенсивности, поэтому особенность в точке N наиболее ярко выражена. Положение особенности без учета уширения уровней, равна удвоенному значению кристаллического потенциала в данном направлении кристалла. Отсюда по спектру рис.1 (кривые a и b) получаем величину псевдопотенциала в точках N и H , соответственно, $V_{110} = 0,90$ эВ, $V_{100} = 1,05$ эВ, а величина зазора вдоль ребра RH равна 2,65 эВ⁵.

Увеличение энергии облучающих электронов приводит к значительному росту и уширению особенности, связанной с переходом из N_1 - в N'_1 -состояние в точке N , как наиболее близколежащей к уровню Ферми (рис.1, кривая b).

В окрестности энергии фотонов $\hbar\omega = 1,72$ эВ наблюдалась особенность (рис.1), которую мы не связываем с объемной энергетической структурой, а вероятнее всего с излучением, возникающим при переходе неравновесных электронов из состояния E_{U1} (рис.2), которое расположено ниже уровня вакуума E_V на 0,85 эВ в зазоре, образуемом проекцией объемной зонной структуры на поверхность (110) , и обусловлено действием потенциала изображения, на N'_1 -состояние в окрестности точки N . Состояния $E_{U1}, E_{U2}, \dots, E_{UN}$ называются поверхностными состояниями ридберговского типа⁶.

При захолаживании лития интенсивность фотонной эмиссии возрастает до температуры $T = 155$ К, а затем уменьшается (рис.3). Обратный путь - нагрев образца происходит с почти таким же характером, но при значительном снижении интенсивности. Различные участки спектра по разному реагируют на охлаждение образца, т.е. процесс мартенситного превращения происходит с особенностью в направлении (110) . Эта особенность связана с переходами неравновесных электронов в окрестности точки N (щель $N_1 - N'_1$,

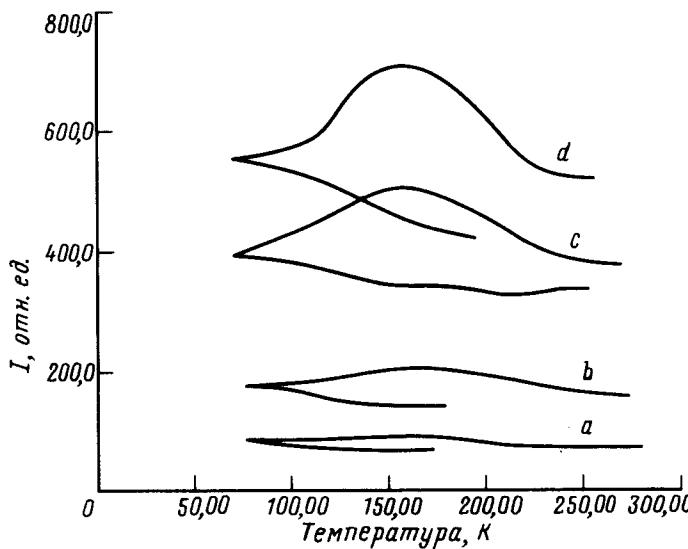


Рис. 3. Зависимости интенсивности излучения лития от температуры при энергии первичных электронов 145 эВ для энергий регистрируемых фотонов 2,98 эВ (кривая а), 2,70 эВ (кривая б), 2,30 эВ (кривая с), 1,90 эВ (кривая д). Верхние ветви кривых соответствуют процессу охлаждения, нижние - процессу нагрева

$\hbar\omega = 1,81$ эВ). Рост интенсивности излучения до температуры $T = 155$ К связан с значительным изменением фононного спектра в направлении (110), а именно с размягчением TA -фононов вблизи границы зоны Брилюэна¹, что приводит к росту прямых излучательных переходов в точке N . Не исключено, что наиболее важным в направленности мартенситного превращения представляется именно близость энергетической щели $N_1 - N'_1$ к уровню Ферми. При этом многочастичные взаимодействия будут приводить к формированию 9R-структуры⁷. При достижении $T = 155$ К накопление дефектов приводит к значительной оптической анизотропии и падению эмиссии фотонов. В обратном цикле нагрева проявляется гистерезис интенсивности, характерный для свойств при мартенситных превращениях¹, интенсивность падает до $T = 165$ К и затем начинается слабый рост, но дефектность структуры уже не позволяет достичь ее прежнего значения.

Таким образом, можно сделать заключение, что как и в случае объемной зонной структуры при образовании 9R-структуры, так и в случае поверхностных резонансов для объяснения наблюдаемых особенностей требуется выход за рамки приближения почти свободных электронов и привлечение теории, включающей действие обменно-корреляционного потенциала, как в объеме, так и на поверхности.

1. Blaschko O., Materials Science and Engineering, 1990, A127, 257.
2. A.Vom Felde, Sprösser-Prou J., Fink J., Phys. Rev. B, 1989, 40, 10181.
3. Кобзарь Ю.М., Боднар Н.Н., Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 686.
4. Егоров Р.Ф., Кузнецов Е.В., Широковский В.П., Ганин Г.В., ФММ, 1975, 39, 241.
5. Кобзарь Ю.М., Кулюпин Ю.А., Шаталов В.М., УФЖ, 1987, 32, 1493.
6. Smith N.V., Rep. Progr. Phys., 1988, 51, 1227.
7. Gooding R.J., Krumhansl J.A., Phys. Rev. B, 1988, 38, 1695.