

формулам (3), (4). Отметим, что результат качественно останется тем же и в том случае, когда борновское приближение неприменимо, — изменится лишь величина пиков и расстояния между ними.

Этот эффект легко может быть обнаружен экспериментально. Рассмотрим, например, сечение фотопоглощения отрицательным ионом водорода H^- ($\Delta\omega = \omega - 1.14 \times 10^{15}$ сек.⁻¹) в поле $B = 5 \cdot 10^4$ гс ($\omega_B = 8.80 \cdot 10^{11}$ сек.⁻¹) при $T = 5000^\circ$ ($\Gamma_D = 2.12 \times 10^{-5}$ ω сек.⁻¹). В области спектра, где сечение в отсутствие магнитного поля максимально ($\lambda = 8500 \text{ \AA}$), имеем $\Gamma_D/\omega_B = 0.0533$, $\omega_B/(\Gamma_D\Delta\omega)^{1/2} = 0.121$, т. е. пики заведомо не сливаются, а их относительная высота может достигать 12%. На рис. 2 изображена частотная зависимость сечения фотоионизации иона H^- при указанных условиях для $\vartheta = 0$ в участках спектра около $\lambda = 8500 \text{ \AA}$ и $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ (фиолетовая граница видимой части спектра). Значение $\sigma^{(0)}(\omega)$ взято из работы [3].

Рассмотренный эффект может быть полезен при исследовании магнитных полей звезд и лабораторной плазмы.

Автор благодарен А. З. Долгинову за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, М., 1963.
 [2] Г. Бете и Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., 1960.
 [3] S. Chandrasekhar. Astrophys. J., 102, 395, 1945.

Поступило в Редакцию
8 марта 1972 г.

УДК 535.375.5 : 548.0

ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ РАССЕЯНИЯ МАЛЫХ ЧАСТОТ КРИСТАЛЛОВ НЕКОТОРЫХ АРОМАТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

А. В. Коршунов и Л. И. Мамизерова

Изучение интенсивностей линий комбинационного рассеяния спектров малых частот кристаллов приносит ряд полезных сведений о структуре и динамике кристаллической решетки. Сопоставление интенсивностей комбинационных линий в спектрах малых частот может служить критерием для отнесения линий к тем или иным колебаниям кристаллической решетки.

Интенсивность комбинационных линий, соответствующих вращательным качаниям молекул в решетке кристалла, определяется формулой [1, 2]

$$I_{(L)} = \text{const} (\nu - \nu_k)^4 \frac{1}{\nu_k J_L} (\alpha_M - \alpha_N)^2 \frac{1}{1 - e^{-h\nu_k/kT}} A.$$

Данное выражение записано для вращательных качаний молекул относительно оси с моментом инерции J_L , α_M и α_N — поляризуемости молекул по двум другим молекулярным осям. Значения ориентационных множителей A для различных колебаний молекул в случае кристаллов пространственной группы симметрии C_{2h}^2 с двумя молекулами в элементарной ячейке имеются в [1], для кристаллов ромбической системы с четырьмя молекулами в ячейке в [2].

В настоящей работе проведено исследование распределения интенсивностей в спектрах КР малых частот кристаллов антрацена, дурола и *n*-диодбензола. Строение кристаллов антрацена и и дурола известно [3]. Они относятся к пространственной группе симметрии C_{2h}^2 , имеют по две молекулы в элементарной ячейке. По правилам отбора в спектрах КР малых частот этих кристаллов можно ожидать шесть частот, соответствующих вращательным качаниям молекул в решетке кристалла. Трансляционные колебания запрещены в спектре КР решеточных колебаний.

Как показали температурные исследования интенсивностей комбинационных линий [4], в спектре решеточных колебаний антрацена наблюдаются три полосы. Поляризационные исследования монокристалла антрацена [5] обнаружили, что каждая полоса состоит из двух частот разного типа симметрии колебания. Из табл. 1 видно, что для антрацена имеется хорошее согласие между расчетными и экспериментальными значениями интенсивностей комбинационных линий.

Таблица 1

Антрацен (293°К)				Дурол (293°К)					
ν , см ⁻¹	Отнесение [4, 5]	$I_{расч.}$	$I_{сум. расч.}$	I_{1+1} опыт	ν , см ⁻¹	Отнесение	$I_{расч.}$	$I_{сум. расч.}$	I опыт.
39	$A_g(N)$	100	} 100	100	39	$A_g(N)$	12	6	?
45	$B_g(N)$	160			39*	$B_g(N)$	15	8	?
65	$B_g(M)$	110	} 180	175	75	$A_g(M)$	100	} 100	100
70	$A_g(M)$	360			75*	$B_g(M)$	78		
121	$A_g(L)$	123	} 74	94	105	$A_g(L)$	101	57	60
125	$B_g(L)$	69			105*	$B_g(L)$	1.5	0.8	?

В спектре решеточных колебаний дурола вместо шести ожидаемых частот наблюдаются только две интенсивные линии. При низкой температуре 77° К разделения этих линий не происходит. Применение формулы (1) позволяет проинтерпретировать спектр малых частот дурола (табл. 1).

Как показывают расчетные значения интенсивностей, частоты, обусловленные вращательными качаниями молекул относительно оси N с наибольшим моментом инерции, могут не наблюдаться в спектре вследствие их малой интенсивности (соответствующая разность поляризуемости молекулы мала). Наблюдаемая частота 75 см⁻¹, по-видимому, двойная и, как показывает расчет, состоит из двух линий примерно равной интенсивности, соответствующих вращательным качаниям молекул относительно оси со средним моментом инерции в фазе и противофазе.

Частота 105 см⁻¹ соответствует вращательному качанию молекул в фазе относительно оси с наименьшим моментом инерции. Интенсивность линии, обусловленной вращательным качанием молекул в противофазе относительно этой оси, имеет ничтожно малое значение. При данной интерпретации спектра малых частот дурола имеется удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными данными.

n-Дииодбензол относится к кристаллам ромбической системы, имеет пространственную группу симметрии V_h^{15} , содержит четыре молекулы в элементарной ячейке. Ориентация молекулы в решетке кристалла известна [6]. В спектре малых частот *n*-дииодбензола, так же как и для бензола [7], по правилам отбора активны двенадцать частот, обусловленных вращательными качаниями молекул в ячейке кристалла. Однако наблюдаемый спектр малых частот *n*-дииодбензола беден интенсивными линиями. Удовлетворительное совпадение между расчетными и опытными значениями интенсивностей имеется при интерпретации данного спектра, представленной в табл. 2. Как видно из табл. 2, пять из наблюдаемых частот имеют малые интенсивности.

Таблица 2

n-Дииодбензол (293° К)

ν , см ⁻¹	отнесение	$I_{отв. расч.}$	$I_{отв. опыт}$	ν , см ⁻¹	отнесение	$I_{отв. расч.}$	$I_{отв. опыт}$
11	$B_{2g}(N)$	23	25	37	$B_{1g}(N)$	7	?
15	$B_{2g}(M)$	79	70	49	$B_{1g}(M)$	4	?
24	$A_g(N)$	} 100	100	90	$A_g(L)$	59	37
24*	$B_{3g}(M)$			90*	$B_{1g}(L)$	0.38	?
27	$A_g(M)$	} 80	80	90*	$B_{2g}(L)$	15	?
27*	$B_{3g}(N)$			90*	$B_{3g}(L)$	1.7	?

Таким образом, применение формулы (1) к интерпретации спектров малых частот исследуемых кристаллов позволяет объяснить число наблюдаемых линий, а также распределение интенсивностей комбинационных линий в этих спектрах.

Литература

- [1] А. В. Коршунов, Л. И. Мамизерова. Опт. и спектр., 29, 417, 1970.
- [2] А. В. Коршунов, Л. И. Мамизерова. Опт. и спектр., 31, 834, 1971.
- [3] А. И. Китайгородский. Органическая кристаллохимия. Изд. АН СССР, М., 1955.
- [4] T. Brandmüller, R. Claus. Spectrochim. Acta, 25A, 103, 1969.

- [5] M. Suzuki, T. Yokoyama, M. Ito. Spectrochim. Acta. 24A, 1091, 1968.
 [6] S. B. Hendricks, M. R. Maxwell, V. L. Mosley, M. E. Teffer-son. J. Chem. Phys., 1, 549, 1933.
 [7] J. Harada, T. Shimanouchi, J. Chem. Phys., 44, 2016, 1966.

Поступило в Редакцию
14 марта 1972 г.

УДК 533.614

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В РАЗРЯДЕ Xe^{136}

Е. Б. Александров и В. Н. Кулясов

В настоящей заметке приводятся результаты экспериментального исследования магнитного вращения плоскости поляризации в центре доплеровской линии в усиливающей среде — разряде ксенона. Такое исследование представляет интерес в связи с тем, что использование в качестве магнитооптически активного вещества среды с инверсной населенностью узких уровней позволяет сочетать чрезвычайно большое магнитное вращение с усилением света.

Источником излучения служила трубка длиной 100 см, заполненная ксеноном при давлении $2 \cdot 10^{-3}$ тор. В трубке возбуждался разряд постоянного тока. Свет источника последовательно проходил через ослабитель, поляризатор, механический модулятор, исследуемую трубку длиной 20 см диаметром 5 мм, в которой также возбуждался разряд постоянного тока в ксеноне, анализатор, интерференционный фильтр и попадал на приемник ИК излучения. Сигнал с приемника усиливался и синхронно детектировался в фазе с модуляцией. На исследуемую трубку налагалось аксиальное постоянное магнитное поле. Снималась зависимость угла поворота анализатора φ в функции напряженности магнитного поля H для получения минимального сигнала на синхронном детекторе. Параллельно измерялся коэффициент усиления K исследуемого разряда по обычной схеме, описанной, например, в работе [1]. Кроме того, проводилось измерение параметра контрастности γ в зависимости от напряженности магнитного поля.

$$\gamma = \frac{I_{\max}}{I_{\min}}$$

где I_{\max} и I_{\min} — интенсивности света при двух положениях анализатора, соответствующих максимальному и минимальному сигналу. Величина γ дает представление о деполяризации линейно поляризованного излучения, прошедшего через исследуемую трубку.

Результаты измерений для двух линий изотопа Xe^{136} с длинами волн 3.51 и 5.57 мкм представлены на рис. 1. В соответствии с теорией [2] угол поворота плоскости поляризации проходит максимум при некотором значении напряженности магнитного поля и затем убывает. При этом для линии 3.51 мкм максимальный угол поворота меньше и достигается при большей напряженности поля, чем для линии 5.57 мкм, что естественно: максимальный поворот соответствует расщеплению линии в магнитном поле на величину порядка ее доплеровской ширины, которая в 1.6 раза больше для линии 3.51 мкм. Кроме того, усиление на линии 5.57 мкм больше, чем на линии 3.51 мкм. Вращение можно условно характеризовать постоянной Верде, которая в нашем случае сильно зависит от магнитного поля, в окрестности нулевых полей она принимает максимальные значения равные $5' (\text{э} \cdot \text{см})^{-1}$ и $12' (\text{э} \cdot \text{см})^{-1}$ для линий 3.51 и 5.57 мкм. Зависимость параметра контрастности от магнитного поля связана с дисперсией магнитного вращения по длинам волн, существенной при учете конечной ширины спектра просвечивающего излучения. При расщеплениях, много большей ширины линии, дисперсия становится незначительной, что проявляется в хорошей контрастности. Это позволяет использовать разряд в ксеноне в качестве активной среды при создании невзаимного оптического элемента — оптического изолятора Фарадея для излучения с шириной спектра порядка порядка доплеровской.

Оптический изолятор был собран по обычной схеме. Он состоял из поляризатора, магнитооптически активной среды — разряда в ксеноне с наложенным на него аксиальным магнитным полем и анализатора, повернутого на угол 45° относительно поляризатора. Длина разрядной трубки была 80 см, диаметр 6 мм, ток разряда 100 ма, давление Xe^{136} — $2 \cdot 10^{-3}$ тор, $H=160$ э. В этих условиях отношение интенсивностей проходящего через изолятор света на длине волны 5.57 мкм в двух направлениях было более 10. Необходимо подчеркнуть, что такой оптический изолятор является узкополосным, он может развязывать только источники на частоте перехода активной среды. Главным преимуществом описанного затвора является малая (по сравнению с обычными