

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ ЖИДКОГО КИСЛОРОДА $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Delta_g$ 0.58 и 0.63 мкм

В. И. Дианов-Клоков и Т. Г. Игнатъева

Методом синхронного детектирования малых пульсаций пропускания света образцом исследовано влияние переменного магнитного поля ($f=33$ гц) на интенсивность полос поглощения жидкого кислорода 0.63 и 0.58 мкм (переход $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Delta_g$ в комплексе $[\text{O}_2]_2$). Показано, что в пределах чувствительности эксперимента оптическая плотность в максимумах полос не зависит от магнитного поля ($\Delta D/D \leq 0.01\%$ при $B_{\max} = 1.3 \cdot 10^4$ э.). Этот факт не согласуется с предположением Машкевича о принадлежности различных переходов в спектре конденсированного кислорода комплексам $[\text{O}_2]_2$ с разными значениями суммарного спина ($S=0, 1$), поскольку в таком случае пульсации $\Delta D/D$ с полем должны были быть замечены. Сопоставление с экспериментальными данными, касающимися влияния плотности кислорода и его температуры на интенсивности разных групп полос, также не говорит в пользу упомянутого предположения.

В в е д е н и е

Известно, что спектр поглощения конденсированного кислорода характеризуется полосами, которые обязаны своим происхождением переходам в бинарных комплексах $[\text{O}_2]_2$ [1, 2]. В частности, полосы 0.58 и 0.63 мкм вызваны переходами $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Delta_g$, которые запрещены для одной молекулы, но могут осуществляться одновременно в двух молекулах.

В последнее время предприняты попытки теоретического анализа процесса возникновения рассматриваемого спектра и распределения интенсивностей в нем [3-6]. В них предполагается, что эти переходы зависят от интенсивности из разрешенных состояний (например, Шумана—Рунге) в процессе смещения возбужденных состояний. В цитированных работах, однако, по существу не затрагивается весьма важный вопрос о природе сил взаимодействия между компонентами комплекса, хотя и обсуждается их взаимная ориентация [4, 5]. Между тем исследования спектра газообразного кислорода при разных давлениях и температурах позволяют допустить существование комплексов нескольких типов, отличающихся характером связи. На основе теории Штогрин—Хиршфельдера [7] в [6, 8, 9] были оценены для различных групп полос вклады различных комплексов (связанных, слабосвязанных или свободных, но взаимодействующих во время «столкновений»). Согласно этим оценкам, роль слабосвязанных димеров в образовании двойных переходов $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Delta_g$ и $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Sigma_g^+$ сопоставима с ролью соударяющихся пар «неорбитального» типа. Что касается переходов $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 3^3\Sigma_g^- + 1\Delta_g$ и $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 1\Delta_g + 1\Sigma_g^+$, то для них не обнаружено ощутимого влияния связанных состояний $[\text{O}_2]_2$.

Машкевич предположил, что механизм взаимодействия компонентов в комплексе $[\text{O}_2]_2$ носит магнитно-спиновый характер [10], причем в основном состоянии комплекса суммарный спин его может быть равен $S=0, 1, 2$. Это снимает интеркомбинационный запрет при переходах на верхние уровни, для которых суммарный спин равен 0, 1, 2 соответственно. Из предположения Машкевича следует, что при наложении ориентирующего

магнитного поля равновесное число комплексов с $S=0$ должно уменьшаться, а значит, падать интенсивность полос переходов $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Delta_g$; $2^1\Sigma_g^+$; $1\Delta_g + 1\Sigma_g^+$.

Исследования спектра поглощения твердого кислорода ($T=4.2^\circ\text{K}$) в магнитных полях до 170 кэ [11-13], однако, не обнаружили изменения интегральной интенсивности каких-либо полос поглощения. Авторы работы [11] объясняют такой результат наличием сильного внутреннего кристаллического поля в антиферромагнитном α -кислороде, мешающего ориентации спинов компонентов комплексов. Представляется поэтому интересным исследовать влияние магнитного поля на интенсивности полос поглощения жидкого кислорода, в котором периодическое кристаллическое поле отсутствует.

Ниже излагаются результаты таких измерений для (0, 0) и (0, 1) полос системы $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Delta_g$ (0.63 и 0.58 мкм) при $T \cong 80^\circ\text{K}$.

Методика измерений и результаты

В настоящей работе исследовались пульсации интенсивности прошедшего сквозь образец света при наложении периодического переменного магнитного поля. Схема установки изображена на рис. 1. Кварцевая кювета, в которую конденсировался кислород, была вварена во внутреннюю полость кварцевого сосуда Дьюара и охлаждалась жидким азотом. Ее световой диаметр составлял $\varnothing=5$ мм, длина поглощающего слоя $l_{\text{пол.}}=7$ мм

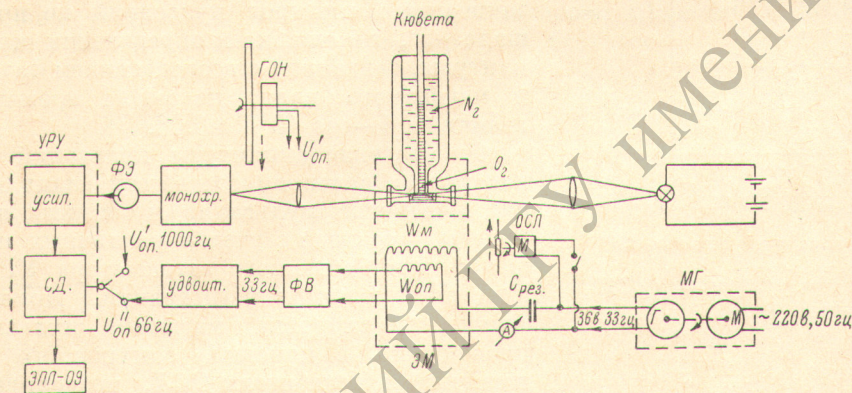


Рис. 1. Схема установки.

выбиралась из условий наибольшей чувствительности к относительным пульсациям оптической плотности $\Delta D/D$ в полосе 0.58 мкм. Электромагнит переменного тока ЭМ имел наборный сердечник из листовой трансформаторной стали. Его обмотки питались от мотор-генератора МГ (мощность 2 ква) переменным напряжением частотой $f=33$ гц для уменьшения роли наводок с частотой сети при регистрации сигнала. Максимальная напряженность поля в зазоре $d=15$ мм, где помещалась кювета, составляла $H_m=13$ кэ. Источником света служила лампа накаливания, питаемая от аккумулятора 6СТМ-128 с целью исклчить пульсации светового потока, связанные с нестабильностью напряжения сети.

Призмный монохроматор УМ-2 обеспечивал спектральное разрешение не хуже 30 \AA ($\sim 80 \text{ см}^{-1}$) в области $0.47 \div 0.63$ мкм при ширине входной и выходной щелей ≤ 0.2 мм. Приемником света являлся вакуумный фотоэлемент ФЭ с мультищелочным фотокатодом (интегральная чувствительность 150 мка/лм), сигнал на выходе которого регистрировался по методу синхронного детектирования универсальным регистрирующим устройством (УРУ) [14] и записывался на самописце ЭПП-09.¹

¹ Применение ФЭУ для измерения малых пульсаций светового потока большой интенсивности оказалось невыгодным из-за худшего отношения сигнал/шум в связи с дополнительным вкладом шумов вторично-электронного умножения.

Установка могла работать в режиме записи обычных однолучевых спектров и в режиме регистрации пульсаций. В первом случае световой поток, падающий на щель монохроматора, механически модулировался с частотой 1000 гц, и на синхронный детектор подавалось опорное напряжение $U'_{оп}$ с такой же частотой. В режиме записи пульсаций интенсивности светового потока в магнитном поле механический модулятор останавливался, а в качестве опорного подавалось напряжение $U''_{оп}$ с удвоенной частотой переменного магнитного поля. Фазу $U''_{оп}$ можно было устанавливать при помощи фазовращателя $\Phi В$. Таким образом, в режиме записи пульсаций регистрировалась только переменная составляющая напряжения частотой $f=66$ гц на выходе фотоэлемента.

Всего было произведено 17 серий измерений, каждая из которых содержала 6-8 спектров пульсаций для 6 последовательных сдвигов фаз $U''_{оп}$ в пределах $0 \leq \varphi \leq 240^\circ$, и 1-2 спектра поглощения жидкого кислорода, по которым определялись абсолютные значения интенсивности прошедшего света $I(\lambda)$. Так как разность фаз для двух последовательно записанных спектров пульсаций не превышала 45° , то ошибка в определении их амплитуды, связанная с несовпадением фаз $U''_{оп}$ и магнитного поля, не могла превышать величины $1 - \cos 45^\circ / 2 \approx 0.08$.

Определение амплитуды пульсаций производилось делением соответствующих ординат в спектрах пульсаций и обычных однолучевых спектрах с учетом различных положений калиброванного аттенюатора УРУ в этих двух режимах регистрации. Дополнительная калибровка масштаба пульсаций проводилась с помощью синхронного вращающегося ослабителя $ОСЛ$, позволявшего периодически с частотой 66 гц ослаблять световой поток на 2%. Записи спектра шумов установки при прохождении света через кювету без кислорода в том же магнитном поле показали возможность измерения пульсаций светового потока $\Delta I/I \geq 0.007\%$.

Спектры пульсаций всех серий были усреднены в области $0.54 \div 0.66$ мкм с шагом $\sim 20 \text{ \AA}$ для каждого значения φ . По ним найдены максимальные встречающиеся значения I_0 , $I_{H=0}$ и ΔI_{max} ясен из рис. 2. Как оказалось, значения $(\Delta D/D)_{max} = 0.007\%$ для полосы 0.58 мкм и 0.01% для 0.63 мкм, т. е. практически не превышают порог чувствительности нашей установки. Что касается формы спектров пульсаций, то она не повторяет полностью форму спектра $I(\lambda)$. Некоторая их корреляция, видимая на рис. 2, не выходит за пределы погрешностей измерений и интерпретация ее представляется рискованной.

Обсуждение

Следуя гипотезе Машкевича, полосы 0.58 и 0.63 мкм в жидком кислороде, отвечающие переходу $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Delta_g$, надо отнести комплексу $[O_2]_2$ с суммарным спином в нижнем состоянии $S=0$. Поскольку энергия таких

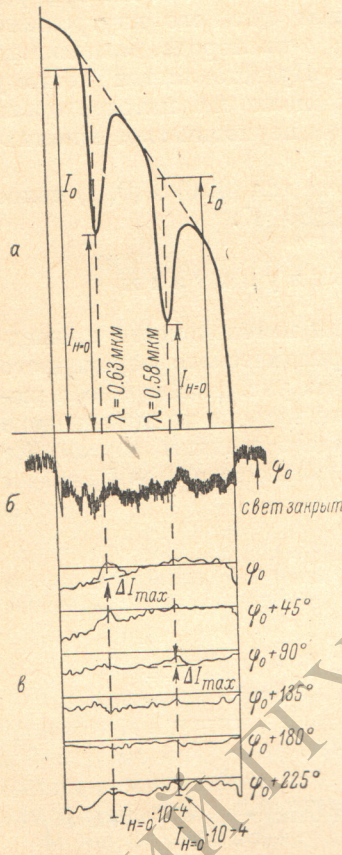


Рис. 2.

а — спектр поглощения жидкого кислорода в слое $l_{сл.} = 7$ мм при $T = 78^\circ \text{ К}$ (масштаб по вертикали отличается в $1.32 \cdot 10^4$ раз от масштаба кривых б, в); б — пример усредненного спектра пульсаций прошедшего света; в — усредненные по всем сериям измерений спектры пульсаций при разных сдвигах фазы $\Delta\varphi$ опорного напряжения $U''_{оп}$. Максимальные амплитуды пульсаций ΔI_{max} отмечены стрелками; масштаб указан вертикальными отрезками.

$(\Delta D/D)_{max} = -\Delta I_{max} / [I_{H=0} \ln(I_0/I_{H=0})]$. Способ определения I_0 , $I_{H=0}$ и ΔI_{max} ясен из рис. 2. Как оказалось, значения $(\Delta D/D)_{max} = 0.007\%$ для полосы 0.58 мкм и 0.01% для 0.63 мкм, т. е. практически не превышают порог чувствительности нашей установки. Что касается формы спектров пульсаций, то она не повторяет полностью форму спектра $I(\lambda)$. Некоторая их корреляция, видимая на рис. 2, не выходит за пределы погрешностей измерений и интерпретация ее представляется рискованной.

комплексов от магнитного поля не зависит, при наложении поля их содержание в смеси может измениться только вследствие изменения статистической суммы по всем возможным состояниям.

Полагая, что полная энергия частиц определяется их сортом, а степень вырождения — только суммарным спином S , для ансамбля, состоящего из свободных молекул O_2 ($S=1$) и бинарных комплексов $[O_2]_2$ трех типов ($S=0, 1, 2$), можно приближенно записать статистическую сумму в виде ²

$$Z \sim \sum_{j=1}^4 e^{-E_j/kT} \sum_{m_j=-S_j}^{m_j=+S_j} e^{-m_j h}, \quad (1)$$

где E_j — энергия частиц сорта j ; S_j — полный спин частицы; $m_j = S_j, S_j-1, \dots, -S_j$ — магнитное квантовое число; $h = g\mu_B H/kT$; μ_B — магнетон Бора, g — множитель Ланде; $H = 1.3 \cdot 10^4$ э — напряженность магнитного поля; k — постоянная Больцмана.

При $T = 77^\circ \text{K}$ $h = 0.022$. Так как $m_j h \ll 1$, то в (1) экспоненты можно разложить в ряд, ограничившись членами второго порядка. Тогда

$$Z(h) \sim 5e^{-E_{2k}}(1+h^2) + 3e^{-E_{1k}}\left(1+\frac{h^2}{3}\right) + e^{-E_{0k}} + 3e^{-E_{1M}}\left(1+\frac{h^2}{3}\right), \quad (2)$$

где индексы $2k, 1k, 0k$ относятся к комплексам с $S=2, 1, 0$ соответственно, а индекс $1M$ — к свободным молекулам O_2 ($S=1$). Слагаемые в (2) с учетом указанных выше пренебрежений пропорциональны числам соответствующих частиц n_{2k}, n_{1k}, n_{0k} и n_{1M} . Отношение статистических сумм ансамбля при наложении магнитного поля и без него

$$\frac{Z(h)}{Z(0)} = 1 + \frac{e^{-E_{1k}} + 5e^{-E_{2k}} + e^{-E_{1M}}}{e^{-E_{0k}} + 3e^{-E_{1k}} + 5e^{-E_{2k}} + 3e^{-E_{1M}}} h^2 = 1 + r h^2. \quad (3)$$

Для численной оценки параметра r необходимо задаться соотношениями между E_j . Удобно рассмотреть отдельно два типа ситуаций:

Таблица 1

№ п./п.	Соотношение энергий	Соотношение количеств частиц $n_{2k} : n_{1k} : n_{0k} : n_{1M}$	r	$r h^2 \cdot 10^2$	Доля «компенсированных» спинов
а	1 $E_{1k} = E_{0k} = E_{1M} \ll E_{2k}$	0:3:1:3	0.3	0.014*	0.45
	2 $E_{2k} = E_{0k} = E_{1M} \ll E_{1k}$	5:0:1:3	0.67	0.03*	0.13
	3 $E_{2k} = E_{1k} = E_{1M} \ll E_{0k}$	5:3:0:3	0.64	0.03*	0.16
	4 $E_{2k} = E_{1k} = E_{0k} \ll E_{1M}$	5:3:1:0	0.67	0.03*	0.28
	5 $E_{0k} = E_{1M} \ll E_{2k}, E_{1k}$	0:0:1:3	0.25	0.012	0.4
	6 $E_{2k} = E_{1M} \ll E_{1k}, E_{0k}$	5:0:0:3	0.75	0.036*	0
	7 $E_{2k} = E_{1k} \ll E_{0k}, E_{1M}$	5:3:0:0	0.75	0.036*	0.19
	8 $E_{1k} = E_{0k} \ll E_{2k}, E_{1M}$	0:3:1:0	0.25	0.012	0.63
	9 $E_{1k} = E_{1M} \ll E_{2k}, E_{0k}$	0:3:0:3	0.3	0.014*	0.33
	10 $E_{2k} = E_{0k} \ll E_{1k}, E_{1M}$	5:0:1:0	0.8	0.04*	0.17
	11 $E_{2k} \ll E_{1k}, E_{0k}, E_{1M}$	1:0:0:0	1	0.048*	0
	12 $E_{1k} \ll E_{2k}, E_{0k}, E_{1M}$	0:1:0:0	0.33	0.016*	0.15
	13 $E_{0k} \ll E_{2k}, E_{1k}, E_{1M}$	0:0:1:0	0	0	1
	14 $E_{1M} \ll E_{2k}, E_{1k}, E_{0k}$	0:0:0:1	0.33	0.016*	0
б	15 $E_{2k} = E_{1k} = E_{0k} = E_{1M}$	5:3:1:3	0.58	0.03*	0.24
	16 $E_{2k} = E_0 + 2\frac{T_N}{T}; E_{0k} = E_0$ $E_{1k} = E_0 + \frac{T_N}{T} = E_{1M}$	1:1:0.55:1	0.47	0.023*	0.35

² Пренебрегая непостоянством числа частиц в ансамбле.

а) энергии E_j частиц разного сорта и, следовательно, соответствующие концентрации n_j , сильно отличаются друг от друга; б) энергии частиц близки и их концентрации сопоставимы. Верхняя часть табл. 1 показывает, что в первом случае для 11 из 14 возможных комбинаций (отмечены звездочкой) ожидаемые пульсации оптической плотности полос $\Delta D/D = rh^2$ по крайней мере вдвое превышают порог чувствительности нашей установки (0.007%). Из трех оставшихся комбинаций две явно нереалистичны: для № 13 спины полностью компенсированы, что противоречит реальному парамагнетизму кислорода. Для № 8 отсутствуют несвязанные молекулы. Последнее противоречит как спектроскопическим данным [1, 15, 16], так и нейтронографическим исследованиям структуры жидкого кислорода [17]. Что касается комбинации № 5, то независимо от ее реализуемости, она не может быть согласована с гипотезой Машкевича, которая предполагает необходимым $n_{1k} \neq 0$ для объяснения «одинарных» полос переходов $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 3^3\Sigma_g^- + 1\Delta_g$ (или $3^3\Sigma_g^- + 1\Sigma_g^+$) с $\lambda \geq 0.76$ мкм.

При рассмотрении второй (более правдоподобной) ситуации можно ограничиться двумя частными случаями (см. нижнюю часть табл. 1)

$$E_{2k} = E_{1k} = E_{0k} = E_{1M} \text{ и } E_{2k} = E_0 + 2(T_N/T), \quad E_{1k} = E_0 + (T_N/T), \quad E_{0k} = E_0, \\ E_{1M} = E_0 + (T_N/T).$$

Первый из них отвечает предположению, что энергия не зависит от взаимной ориентации спинов комплексов. Это предположение в своей основе близко к допущению, что потенциал взаимодействия не зависит от ориентации соударяющихся частиц, а определяется только расстоянием между центрами масс молекул — предпосылке, используемой в [7] при расчете соотношения количеств «связанных» и «несвязанных» пар молекул в газе.

Второй случай предполагает, что уменьшение величины суммарного спина S является энергетически более выгодным, причем для грубой оценки величины этого выигрыша используется температура Нееля $T_N = 36^\circ \text{K}$, определенная по сдвигу полос в твердом кислороде [18]. Число «компенсированных» спинов в таком ансамбле

$$\delta = \frac{2n_{0k} + n_{1k}}{2(n_{2k} + n_{1k} + n_{0k}) + n_{1M}} \approx 0.35.$$

Оно близко к значению $\delta \approx 1 - (T/(T - \Delta)) \approx 0.4$ при $T = 77^\circ \text{K}$, вычисленному по экспериментальной зависимости удельной магнитной восприимчивости жидкого кислорода $\chi = C/(T - \Delta)$ в предположении, что константа Вейсса $\Delta = -60^\circ \text{K}$ [19] отражает только число компенсированных спинов. Как видно из табл. 1, этим двум случаям (№ 15, 16) также отвечают значения rh^2 , заметно превышающие чувствительность эксперимента.

Подводя итог, можно сказать, что сопоставление данных табл. 1 и измеренных нами значений пульсаций $(\Delta D/D)_{\text{max}}^{(0.58)} \approx 0.007\%$ и $(\Delta D/D)_{\text{max}}^{(0.63)} \approx 0.01\%$ не дает подтверждений схемы Машкевича ни для одной из рассмотренных ситуаций. Касаясь других возможных способов проверки обсуждаемой гипотезы, следует отметить, что доводом против нее не может служить значительная эффективность комплексов кислорода с посторонними партнерами $[\text{O}_2 - \text{X}]$, сравнимая с эффективностью комплексов $[\text{O}_2]_2$ в области «одинарных» переходов $2^3\Sigma_g^- \rightarrow 3^3\Sigma_g^- + 1\Delta_g$, $3^3\Sigma_g^- + 3\Delta_u$ [20, 21]. Поскольку все исследованные пока посторонние компоненты ($\text{X} = \text{N}_2, \text{Ar}, \text{Kr}$ и др.) обладают нулевым спином, суммарный спин такого гетерогенного комплекса $S = 1$, что совпадает с требованиями Машкевича, не являясь, однако, подтверждением справедливости его предположения.

Существенно большие трудности встречает попытка согласовать рассматриваемую гипотезу с наблюдаемым температурным ходом интеграль-

ных интенсивностей полос поглощения в жидком и газообразном кислороде.

В табл. 2, составленной на основании работы [1], приведены данные, характеризующие изменение интегральных интенсивностей $\bar{k} \approx \epsilon_m \Delta \nu_{1/2}$ разных полос в диапазоне температур от 80 до 250° К при постоянной плотности кислорода $\rho = 1.77 \text{ г/см}^3$.

Т а б л и ц а 2

Группа	Переход	$\lambda, \text{Å}$	$\bar{k}_{250}/\bar{k}_{80}$	Примечание
I	$2^3\Sigma_g^- \rightarrow 3^3\Sigma_g^- + 1\Delta_g$	12600	2.55	Вся полоса Часть, связанная с комплексом
		10600	3.14	
II	$2^3\Sigma_g^- \rightarrow 3^3\Sigma_g^- + 1\Sigma_g^+$	7640	1.83	
		7640	2.24	
III	$2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Delta_g$	6290	1.41	
		5769	1.79	
IV	$2^3\Sigma_g^- \rightarrow 1\Delta_g + 1\Sigma_g^+$	4773	2.34	
V	$2^3\Sigma_g^- \rightarrow 2^1\Sigma_g^+$	3808	1.46	

Из нее видно, что наибольшей и практически одинаковой чувствительностью к температуре отличаются полосы I («одинарной») и IV («двойной») групп, хотя, согласно Машкевичу, они должны быть отнесены к комплексам с различными суммарными спинами ($S=1$ и $S=0$ соответственно). Полосы же групп III и V характеризуются почти одинаковой более слабой зависимостью $\bar{k}=f(T)$, хотя относятся, как и полосы IV группы, к «двойным» переходам. Представляется более правдоподобным, что изменение \bar{k} с температурой более значительно для переходов с меньшей симметрией верхнего состояния.

Аналогичное поведение полос наблюдается при изменении плотности кислорода и постоянной температуре [15] (деление на «симметричные» и «несимметричные», но не на «двойные» и «одинарные»). Хорошее качественное согласие с данными табл. 2 показывают результаты недавних измерений температурного хода интегральной интенсивности полос в спектре сжатого кислорода при $\rho=130$ амага в диапазоне $T=165\text{--}350^\circ \text{ К}$ [9]. Так, приводимые в [9] соотношения ролей «связанных» и «несвязанных» молекулярных пар практически одинаковы для полос I, IV и III, V групп соответственно.⁴

С учетом того, что в полях до 170 кэ не обнаруживается никакой зависимости интегральной интенсивности полос поглощения спектра твердого кислорода [11-13], можно заключить, что гипотеза Машкевича не находит экспериментальных подтверждений и вряд ли отражает определяющий механизм образования исследуемого спектра в конденсированном кислороде.

Литература

- [1] В. И. Дианов - Клоков. Опт. и спектр. 6, 457, 1959.
- [2] В. И. Дианов - Клоков. Опт. и спектр., 16, 409, 1964.
- [3] R. P. H. Rettschnick, G. J. Hoytink. Chem. Phys. Letters, 1, 145, 1967.
- [4] V. G. Krishna. J. Chem. Phys., 50, 792, 1969.

³ ϵ_m — коэффициент поглощения в максимуме полосы; $\Delta\nu_{1/2}$ — ширина полосы при $\epsilon = \epsilon_m/2$.

⁴ Следует отметить, что в [9] не дана достаточно отчетливая физическая интерпретация «связанных» и «несвязанных» — в смысле концепции работы [7] — молекулярных состояний. Однако здесь эти исследования достаточно анализировать лишь в части первичных данных, касающихся изменений интегральной интенсивности полос с температурой.

- [5] V. G. Krishna, T. Cassen. *J. Chem. Phys.*, *51*, 2140, 1969.
- [6] R. P. Blickensderfer, G. E. Ewing. *J. Chem. Phys.*, *51*, 873, 1969.
- [7] D. E. Stogryn, J. O. Hirschfelder. *J. Chem. Phys.*, *31*, 1531, 1959.
- [8] R. P. Blickensderfer, G. E. Ewing. *J. Chem. Phys.*, *51*, 5284, 1969.
- [9] O. L. J. Gijzeman, E. A. Ogryslo, R. P. H. Rettschnick. *J. Chem. Phys.*, *52*, 3718, 1970.
- [10] В. С. Машкевич. Матер. XV совещ. по спектроскопии, *1*, 585. М., 1964.
- [11] В. В. Еременко, Ю. Г. Литвиненко. *ЖЭТФ*, *53*, 539, 1967.
- [12] Л. С. Лазарева, Б. Г. Лазарев, А. Ф. Прихотько. *Укр. физ. ж.*, *12*, 1618, 1967.
- [13] А. Ф. Прихотько, Т. П. Птуха, Л. И. Шанский. *Письма в ЖЭТФ*, *5*, 402, 1967.
- [14] В. И. Дианов-Клоков, И. А. Палицына, А. Д. Стаховский. *ПТЭ*, № 6, 89, 1963.
- [15] В. И. Дианов-Клоков. *Опт. и спектр.*, *7*, 621, 1959.
- [16] A. Landau, E. J. Allin, H. L. Welsh. *Spectrochim. Acta*, *18*, 1, 1962.
- [17] D. G. Henshaw. *Phys. Rev.*, *119*, 22, 1960.
- [18] Ю. Г. Литвиненко. Автореф. канд. дисс., Харьков, 1969.
- [19] А. С. Боровик-Романов, М. П. Орлова, П. Г. Стрелков. *ДАН СССР*, *99*, 699, 1954.
- [20] В. И. Дианов-Клоков. *Опт. и спектр.*, *21*, 413, 1966.
- [21] C. W. Cho, E. J. Allin, H. L. Welsh. *Canad. J. Phys.*, *41*, 1991, 1963.

Поступило в Редакцию 28 июня 1971 г.