

**А.В. Еньшин**

### «КОГЕРЕНТНЫЕ» СОСТОЯНИЯ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ ПРИ АДСОРБЦИИ И ЭМИССИИ В БИГАРМОНИЧЕСКОМ ВРАЩАТЕЛЬНОМ ПОЛЕ

Проведено рассмотрение процесса многофотонного взаимодействия двухатомных молекул с оптическим бигармоническим вращательным полем с позиций существующих представлений о кооперативных (коллективных) явлениях, как о когерентных состояниях квантовых систем. Показано, что в такой ситуации системы из  $N$  двухатомных молекул ( $N \gg 1$ ) последовательно пребывает в трех когерентных состояниях: вынужденного вращательного комбинационного рассеяния, многофотонной адсорбции в условиях группировки хаотических фотонов и эмиссии в состоянии сверхизлучения. Вывод подтвержден результатами расшифровки эмиссионного спектра молекулярных ионов  $N_2^+$ ,  $O_2^+$  и ионизованных атомов  $N^+$ ,  $O^+$ , полученного при давлении  $\sim 760$  Торр и температуре  $\sim 300^\circ\text{K}$ .

#### Введение

Открытие многофотонной (МФ) диссоциации и МФ ионизации двухатомных молекул в поле мощного лазерного излучения явилось стимулом для исследования процессов, сопутствующих этим явлениям и представляющих самостоятельный научный и практический интерес [2, 3, 13]. Результаты пионерских работ [4–7], наиболее интересных, на наш взгляд, для сравнения с представляемыми данными и их интерпретацией, можно сформулировать следующим образом.

1. Исследовались молекулы  $H_2$  и  $N_2$  при давлении и интенсивности излучения в фокусе  $\sim 10^{-4}$  Торр и  $4 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> соответственно, и длинах волн 1,06 и 0,53 мкм (Nd-лазер и его вторая гармоника).

2. Наблюдались степенные зависимости вероятностей образования ионов от интенсивности:  $W(H^+) \sim I^{5,7 \pm 0,5}$ ,  $W(N_2^+) \sim I^{6,4 \pm 0,5}$ , которые достаточно хорошо согласуются с известной формулой Л.В. Келдыша для атомов:

$$W = A \cdot E^{2\kappa_0}, \quad \kappa_0 = \langle J/h\omega + 1 \rangle, \quad (1)$$

где  $W$  — вероятность ионизации;  $E$  — напряженность электрического поля;  $I$  — потенциал ионизации;  $\kappa_0$  — число квантов, поглощение которых необходимо для выполнения закона сохранения энергии.

3. Установлен резонансный характер МФ диссоциации. Для молекулы  $N_2$  резонансы при  $\lambda = 1,06$  мкм реализуются на колебательно-вращательных возбужденных электронных состояниях  $a^1\Pi_g(v=4)$  и  $w^1\Delta_w(v=9)$ .

4. Доказано существование области эффективного квазиконтинуума (из 14 фотонов с  $\lambda=1,06$  мкм, необходимых для образования ионов  $N_2^+$ , 5 поглощаются в условиях насыщения промежуточных резонансных переходов).

5. Отмечена необходимость учета явлений динамической связи между состояниями квазиконтинуума при расчете вероятностей МФ процессов образования ионов  $N_2^+$  и  $N^+$ .

6. Зарегистрирована зависимость вероятностей конкурирующих каналов МФ диссоциации и МФ ионизации от длины волны. При  $\lambda = 1,06$  мкм отношение числа атмосферных ионов к молекулярным в 30 раз превышает их отношение при  $\lambda = 0,53$  мкм.

7. Доказано, что ограничением для скорости ввода энергии в квантовую систему является эффект вращательного «узкого горла». Рассмотрим более детально это явление.

В условиях термодинамического равновесия фактор заселенности молекулами  $J$ -го вращательного уровня  $f_J$  определяется больцмановским распределением и выражается через статистическую сумму вращательных состояний  $z_{вр}$ , вырождение подуровня  $g$  и его энергию:

$$f_J = g/z_{вр} \exp \left[ -\frac{\Theta}{T} J(J+1) \right], \quad (2)$$

где  $\Theta = B/k$  — вращательная температура;  $B$  — вращательная константа;  $T$  — температура газа.

Величина  $f_j N_v$  ( $N_v$  – полная заселенность  $v$ -го колебательного уровня) описывает, заселенность  $J$ -го вращательного подуровня. Из (2) видно, что распределение заселенности вращательных подуровней содержит в себе также функциональную зависимость от температуры и кривая  $f_j(T, J)$  имеет максимум, который определяется выражением [8]

$$J_{\max} = \sqrt{\frac{2T}{\theta}} - \frac{1}{2}. \quad (3)$$

Расчеты по (2) и (3), выполненные в [9] для азота и кислорода в диапазоне температур 300–1200 К, показывают, что даже для самых заселенных подуровней  $f(T, J)$  изменяется от 0,01 до 0,03, т. е. является величиной небольшой. Поэтому монохроматическое лазерное излучение, находящееся в резонансе с каким-либо квантовым переходом в молекуле, возбуждает только малую часть молекул  $f$ , находящихся на одном вращательном подуровне. При увеличении интенсивности излучения до уровня, когда скорость лазерного возбуждения становится намного больше скорости вращательной релаксации  $1/\tau_{вр}$ , нижний вращательный подуровень быстро опустошается, а верхний, наоборот, переполняется. Дальнейшее возбуждение возможно только после заполнения нижнего и опустошения верхнего подуровней за счет вращательной релаксации. Это ограничение на скорость ввода энергии, накладываемое эффектом (вращательного «узкого горла», можно выразить условием [7]

$$\frac{dE}{dt} < \frac{h\omega}{2} \cdot \frac{f}{\tau_{вр}}, \quad (4)$$

где  $f \ll 1$  обозначает долю молекул, непосредственно взаимодействующих с излучением частотой  $\omega$ .

Таким образом, энергия, которую можно ввести в молекулярную систему за время лазерного импульса  $t_u$ , из-за условия (4) не превысит величину  $f \cdot t_u h\omega / 2\tau_{вр}$ .

Целью данной работы является исследование особенностей МФ взаимодействия двухатомных молекул с мощным лазерным излучением, обусловленных переходами молекул при адсорбции и эмиссии в когерентные состояния.

### Постановка эксперимента

В качестве исследуемой среды был выбран воздух при давлении  $\sim 760$  Торр и температуре  $\sim 300^\circ\text{K}$ . В качестве излучения – вторая гармоника Nd-лазера с селекцией двух продольных мод –  $\lambda_1 = 527,5$  нм,  $\lambda_2 = 527,7$  нм. Лазер работал в режиме модулированной добротности, осуществляемой электрооптическим затвором. Длительность лазерного импульса составляла  $\sim 25$  нс, энергия в импульсе 0,05–0,10 Дж. Излучение лазера коллимировалось до диаметра 100 мм, дважды фокусировалось в воздухе объективами с фокусными расстояниями  $f_1 = 750$  мм и  $f_2 = 150$  мм до плотностей потока фотонов в первом фокусе  $F = 2 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $E \sim 10^5$  В/см) и направлялось на входную щель спектрального прибора с дифракционной решеткой. Обратная линейная дисперсия прибора составляла 0,8–0,63 нм/мм в первом порядке и 0,5–0,2 нм/мм – во втором. Регистрация наблюдаемых в диапазоне 390–200 нм спектров производилась на фотопластинку размером  $90 \times 240$  мм с максимумом спектральной чувствительности при  $\lambda = 250$  нм. Поскольку участок спектра «зона хорошего качества» прибора имел длину 100 мм (по 50 мм в одну и другую стороны от центра кассетной части), производилось последовательное сканирование спектра, что позволило зарегистрировать его в этой «хорошей» зоне во всем исследуемом диапазоне. Напряженность поля излучения в фокусе изменялась путем ослабления потока на входе линейным аттенуатором. В качестве эталонного спектра при расшифровке спектрограмм использовался спектр ртутной лампы [10].

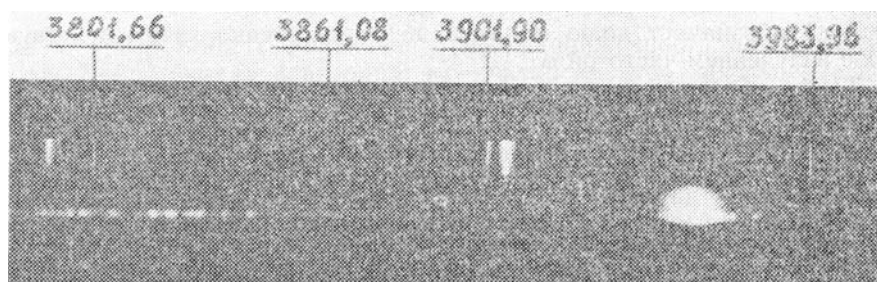
### Результаты эксперимента

1. Зарегистрировано когерентное излучение в виде дискретного спектра, состоящего в диапазоне 394–198 нм из 750 линий. Определены частоты этих линий и проведена качественная оценка их интенсивностей.

2. Проведено отождествление линий зарегистрированного спектра с известными спектрами молекул и ионизованных атомов азота и кислорода, приведенными в [10–12]. Установлено, что с точностью около  $1\text{ \AA}$  (погрешность эксперимента) линии идентифицируются с соответствующими электронными переходами в возбужденных молекулярных ионах  $\text{N}_2^+$  и  $\text{O}_2^+$ , ионизованных атомах  $\text{N}^+$  и  $\text{O}^+$ , а также в возбужденных состояниях молекул  $\text{N}_2$ .

3. Установлено пороговое значение напряженности электрического поля в фокусе  $E$ , при котором регистрировался дискретный спектр. Оно оказалось равным  $\sim 10^4$  В/см, что соответствует плотности потока фотонов  $F \sim 10^{25} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Результаты иллюстрируются спектрограммой и типичными данными ее расшифровки и идентификации, приведенными в табл. 1, 2.



Эмиссионный спектр молекулярных ионов  $N_2^+$  и  $O_2^+$  и ионизованных атомов  $N^+$  и  $O^+$ , полученный при многофотонном взаимодействии молекул  $N_2$  и  $O_2$  с бигармоническим вращательным полем ( $P \sim 760$  Торр,  $T \sim 300$  К)

На рисунке представлены два участка спектра: в первом порядке диапазон  $394 \div 320$  нм, во втором —  $210 \div 198$  нм и отмечены эталонные линии ртути. В табл. 1 приведены данные для перехода  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$  системы  $N_2^+$  (энергия возбуждения равна энергии 10 фотонов), полученные в эксперименте — ( $\lambda_{\text{э}}$ ), и данные при других способах возбуждения молекул [10] — ( $\lambda_{\text{н}}$ ). В табл. 2 приведены аналогичные данные для перехода в системе ионизованного атома  $N^+$ .

Таблица 1

№ п/п	$\lambda_{\text{н}}, \text{Å}$	$\lambda_{\text{э}}, \text{Å}$	№ п/п	$\lambda_{\text{н}}, \text{Å}$	$\lambda_{\text{э}}, \text{Å}$	№ п/п	$\lambda_{\text{н}}, \text{Å}$	$\lambda_{\text{э}}, \text{Å}$
1	3927,3	3928,4	30	3726,0	3726,7	59	3184,6	3185,5
2	3884,3	3883,3	31	3691,1	3691,3	60	3180,9	3180,4
3	3857,9	3856,6	32	3682,5	3683,1	61	3174,0	—
4	3835,4	3834,8	33	3668,1	3668,7	62	3162,6	—
5	3818,1	3816,7	34	3655,7	3656,2	63	3159,0	—
6	3808,1	3807,6	35	3646,4	3647,1	64	3148,5	3146,8
7	3806,8	3805,8	36	3643,2	3642,5	65	3137,0	3136,1
8	3582,1	3582,0	37	3612,4		66	3065,1	3065,3
9	3563,9	3564,7	38	3588,6	3588,5	67	3033,0	3033,6
10	3548,9	3550,0	39	3534,0	3535,5	68	2992,3	2991,5
11	3538,3	3538,6	40	3500,6	3501,6	69	2987,3	2988,3
12	3532,6	3532,1	41	3493,4	3494,2	70	2970,0	2963,4
13	3308,0	3307,0	42	3460,8	3461,5	71	2918,4	2917,7
14	3298,7	3297,8	43	3447,3	3446,3	72	2912,5	2914,7
15	3293,4	3294,5	44	3443,7	3444,5	73	2912,0	2910,6
16	3291,6	3291,5	45	3439,2	3439,8	74	2861,7	2861,8
17	3078,2	3078,0	46	3433,0	3433,5			
18	3076,4	3076,0	47	3419,6	3419,8			
19	3907,6	3909,0	48	3381,4	3382,6			
20	3891,8	3891,5	49	3374,2	3375,1			
21	3875,1	3874,0	50	3349,6	3348,3			
22	3825,1	3824,8	51	3345,7	3343,2			
23	3808,9	3807,6	52	3341,7	3341,8			
24	3783,4	3784,4	53	3292,4	3291,5			
25	3782,8	3783,3	54	3280,0	3279,4			
26	3762,1	3763,2	55	3262,5	3261,9			
27	3756,1	3757,4	56	3249,6	3251,0			
28	3733,1	3733,2	57	3222,6	3221,6			
29	3730,3	3728,3	58	3217,7	3216,9			

№ п/п	$\lambda_n, \text{Å}$	$\lambda_n, \text{Å}$	№ п/п	$\lambda_n, \text{Å}$	$\lambda_n, \text{Å}$
1	II 3919,0	3919,40	23	II 3006,83	3305,9
2	I 3869,10	3867,85	24	II 2885,27	2883,47
3	II 3856,06	3856,60	25	II 2823,63	2823,17
4	II 3855,10	3853,65	26	II 2799,22	2798,34
5	II 3847,41	3847,3	27	II 2709,84	2708,24
6	II 3842,18	3841,40	28	II 2590,94	2591,26
7	II 3838,37	3840,0	29	II 2522,23	2522,83
8	I 3834,24	3834,8	30	II 2520,79	2522,83
9	I 3830,39	3828,6	31	II 2520,22	2519,10
10	II 3829,79	3828,6	32	II 2496,97	2497,57
11	I 3822,07	3821,30	33	II 2496,83	2496,4
12	I 3650,19	3650,0	34	II 2461,27	2461,20
13	II 3593,60	3594,40	35	II 2317,05	2317,0
14	I 3532,65	3521,10	36	II 2316,69	2317,0
15	I, II 3437,15	3435,0	37	II 2316,49	2315,5
16	II 3408,13	3407,5	38	II 2288,44	2288,30
17	II 3331,31	3332,2	39	II 2286,69	2286,9
18	II 3330,31	3328,3	40	II 2206,09	2207,0
19	II 3329,70	3328,3	41	II 2142,77	2142,3
20	II 3328,73	3328,3	42	II 2130,18	2129,95
21	II 3324,57	3323,47	43	II 2096,86	2097,3
22	II 3318,10	—	44	II 2095,53	2095,5

### Обсуждение результатов

На основании вышесказанного можно выделить три особенности МФ взаимодействия двухатомных молекул с бигармоническим вращательным полем.

Во-первых, бесстолкновительный характер МФ возбуждение молекул, подтверждаемый четким электронным спектром (см. рисунок) наблюдался при давлении  $\sim 760$  Торр (в [4–6] давление в фокусе составляло  $4 \cdot 10^{-4}$  Торр), что свидетельствует о необычайно высокой скорости ввода энергии в молекулярную систему.

Во-вторых, при достаточно умеренных плотностях потока фотонов в фокусе ( $F \sim 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) наблюдалось насыщение практически всех конкурирующих каналов МФ возбуждения, что возможно только при вероятностях МФ поглощения, близких к единице.

В-третьих, направленность регистрируемого излучения только вперед свидетельствует о его когерентности. Генерация такого излучения от обычных источников света (возбужденные молекулы и ионы) возможна, если они находятся в когерентном состоянии, т.е. коррелированы внешним полем.

Рассмотрим перечисленные особенности с позиций существующих представлений о кооперативных явлениях, как о когерентных состояниях квантовых систем [1].

Заметим, что эффект вращательного «узкого горла» отсутствует и ограничение (4), естественно, снимается, если излучение является многочастотным, так что действует на все заполненные вращательные подуровни нижнего колебательного состояния. Как следует из приведенных данных и [13], такая ситуация, по-видимому, возникает при воздействии на двухатомные молекулы бигармоническим вращательным полем, т. е. лазерным излучением, содержащим две электромагнитные волны приблизительно одинаковой мощности с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , разность которых ( $\omega_1 - \omega_2$ ) равна частоте комбинационного активного вращательного перехода  $\omega_{вр}$ , т.е. согласно [14] равна  $4B$ . ( $B_{N_2} = 1,9896 \text{ см}^{-1}$ ,  $B_{O_2} = 1,4377 \text{ см}^{-1}$  — в основном состоянии). В этом поле согласно существующим представлениям о процессах вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [1, 8, 15–17] обе волны связаны друг с другом через молекулярные вращения на частоте  $\omega_1 - \omega_2 = \omega_{вр}$ . Такое параметрическое взаимодействие приводит к обмену энергией между волнами накачки и молекулами, что проявляется в синфазном вращении молекул во всем объеме, занятом световыми волнами, с одной стороны, и в образовании на комбинационных частотах интенсивных направленных волн поляризации как в  $S$ — так и в  $Q$ —ветвях вращательного спектра КР — с другой. При этом частоты и волновые векторы возникающего излучения удовлетворяют уравнениям сохранения энергии и импульса:

$$\omega_{a,s} = \omega_{1,2} \pm (\omega_1 - \omega_2); \quad (5)$$

$$\kappa_{a,s} = \kappa_{1,2} \pm (\kappa_1 - \kappa_2); \quad (6)$$

Уравнение (6) выражает также условие пространственного фазового синхронизма.

Поскольку вращательный комбинационный спектр представляет, серию линий, равноотстоящих с каждой стороны от несмещенной лазерной линии, т.е.

$$\Delta\omega = 4B(J+3/2), \Delta J = 0, \pm 2, \quad (7)$$

постольку бигармоническое вращательное поле эффективно действует на все заполненные вращательные подуровни одновременно. Однако из-за свойства ВКР «подчеркивать» всякое нарушение однородности в распределении наибольшее усиление будет сопутствовать согласно [9] излучению от взаимодействия поля с молекулами  $N_2$ ,  $O_2$ , вращательные подуровни которых равны 2, 4, 6, 8 и 5, 7, 9, 11 соответственно. При этом фазы вращений молекул определены во всем объеме взаимодействия фазами компонент светового поля, что соответствует согласно [1, 19] когерентному состоянию молекулярной системы.

Рассмотрим теперь  $n$ -фотонную адсорбцию. В результате этого процесса квантовая система переходит из основного состояния в возбужденное, поглощая  $n$  фотонов. Поглощаемые фотоны, вообще говоря, могут иметь разные частоты  $\omega_1, \dots, \omega_n$  или равные, когда  $\omega_1 = \dots = \omega_n = \omega$ . Вероятность такого перехода согласно [1] пропорциональна нормальной корреляционной функции

$$\Gamma_N^{(n,n)}(\mathbf{x}, \dots, \mathbf{x}) = \langle \hat{A}^{(-)n}(\mathbf{x}) \cdot \hat{A}^{(+n)}(\mathbf{x}) \rangle, \quad (8)$$

где  $\hat{A}^{(+)}(\mathbf{x}), \hat{A}^{(-)}(\mathbf{x})$  — положительно и отрицательно частотные части векторного потенциала  $\hat{A}(\mathbf{x}, t)$ ;  $\mathbf{x} \equiv (\mathbf{x}, t)$  — пространственно-временная точка;  $I(\mathbf{x})$  — интенсивность излучения. Операторы  $\hat{A}^{(+)}(\mathbf{x})$  и  $\hat{A}^{(-)}(\mathbf{x})$  являются операторами уничтожения и рождения фотонов в точке  $\mathbf{x}$  в момент времени  $t$ .

В [1] доказано, что корреляционная функция (8) для случая когерентного поля равна

$$\langle \hat{A}^{(-)}(\mathbf{x}) \cdot \hat{A}^{(+)}(\mathbf{x}) \rangle^n = \langle I(\mathbf{x}) \rangle^n \quad (9)$$

и равна  $n! \langle I(\mathbf{x}) \rangle^n$  для хаотического поля излучения. Поэтому многофотонная адсорбция для хаотического поля более эффективна (при  $n$ -фотонной адсорбции в  $n!$  раз), чем для когерентного. Это является следствием эффекта группировки хаотических фотонов [1, 19]. Наличие множителя  $n!$  в выражении (9) для вероятности перехода при  $n$ -фотонной адсорбции хаотических фотонов или для лазерного излучения с очень большим числом мод было подтверждено многими исследованиями. Так, например, Ле Компт, Мэйнфрей, Манус и Санчес экспериментально показали [18], что ионизация одиннадцатого порядка атомов ксенона полем лазерного излучения, состоящим из 100 мод, в  $10^{6,9 \pm 0,3}$  раз более вероятна, чем для одномодового лазерного поля, что примерно соответствует числу  $11!$  в формуле (9) для хаотического излучения. В нашем случае многомодовость излучения достигается за счет генерации фотонов согласно (5) в процессе ВКР на вращениях молекул. Как показали оценки, примерное число образующихся при этом мод, по крайней мере, не будет меньше 100, что подтверждается также и экспериментом [13].

Что касается третьей особенности обсуждаемого эксперимента, то заметим следующее. Дикке показал, что возможно такое состояние системы из  $N$  когерентно возбуждаемых атомов, в котором излучаемая мощность пропорциональна не сумме интенсивностей спонтанной эмиссии отдельных возбужденных атомов, а квадрату их числа, т.е.  $P_{\text{ког}} \sim N^2$  [1, 19]. Это состояние когерентного спонтанного излучения многоатомной системы (состояние совместной спонтанной эмиссии) называется сверхизлучением, или «состоянием Дикке». Поскольку эмиссия является процессом, обратным адсорбции, состояние сверхизлучения есть следствием эффекта антигруппировки фотонов. При этом корреляция между атомами может осуществляться посредством их взаимодействия с электромагнитным полем. Существенно, что в направлении выполнения условий пространственного (фазового) синхронизма, когда  $f_j = \kappa z_j$  ( $f_j$  — фаза когерентного состояния в точке нахождения атома  $\mathbf{r}_j$ ,  $\kappa$  — волновой вектор;  $z_j$  — координата  $j$ -го атома) излучение будет когерентным и максимальным по мощности, что и наблюдается в эксперименте.

## Заключение

Из проведенного анализа можно сделать вывод, что результаты обсуждаемого эксперимента в принципе укладываются в рамки существующих представлений о кооперативных явлениях как о когерентных состояниях квантовых систем. С этих позиций двухатомные молекулы в бигармоническом вращательном поле последовательно пребывают в трех когерентных состояниях: вынужденного вращательного комбинационного рассеяния, многофотонной адсорбции в условиях группировки фотонов и состоянии «сверхизлучения».

Естественно, что лишь дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования могут привести к возможности достаточно полно описать динамику процесса образования этих состояний, а также их связь и взаимообусловленность.

Автор благодарен профессорам И.В. Самохвалову, В.С. Смирнову, С.Д. Творогову за ценные дискуссии.

1. Перина Я. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений/ Пер. с англ. — М.: Мир, 1987. — 368 с.
2. Бункин Ф.В., Тугов И.И. — Труды ФИАН. Т. 146. М.: Наука, 1983, с. 3.
3. Летохов В.С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. — М.: Наука, 1983. — 408 с.
4. Манфре Ж., Манюс К., Тугов И. — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 19.
5. Baravian G., Godart J., Sultan G. — Phvs. Rev. A. — Gen. Phvs., 1982, v. 25, p. 1483.
6. Lu Van M., Mainfray G. — Phvs. Lett., A, 1972, v. 39, p. 21.
7. Летохов В.С., Макаров А.А. — ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 2064.
8. Сущинский М.М. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов. — М.: Наука, 1969. — 576 с.
9. Еньшин А.В. — Изв. вузов СССР, Физика, 1977, № 1, с. 116.
10. Зайдель А.Н. и др. Таблицы спектральных линий — М.: Наука 1969, 784 с.
11. Lotthus A., Krupenie P. — Phys. Chem. Ref. Data, 1977, v. 6, p. 113
12. Krupenie P. — Phys. Chem. Ref. Data, 1972, v. 1, p. 423
13. Еньшин А.В. — ДАН СССР, 1986, т. 289, № 6, с. 1360.
14. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. — М.: ИЛ 1949 — 404 с.
15. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. Активная спектроскопия рассеяния света — М.: Наука 1981. — 544 с.
16. Демтрёдер В. Лазерная спектроскопия: Основные принципы и техника эксперимента/Пер. с англ. под ред. И. И. Собельмана. — М.: Наука, 1985. — 544 с.
17. Луговой В.Н. Введение в теорию вынужденного комбинационного рассеяния. — М.: Наука, 1968. — 128 с.
18. LeCompte C., Mainfray G., Manus C., Sanchez F. — Phvs. Rev, 1975, A11, p. 1009.
19. Клышко Д.Н. Физические основы квантовой электроники. — М.: Наука, 1986. — 296 с.

НИИ прикладной механики  
и математики при Томском  
государственном университете им. В. В. Куйбышева

Поступила в редакцию  
26 февраля 1988 г.

**A. V. En'shin. Diatomic Molecular «Coherent» States under Adsorption and Emission in Biharmonic Rotational Field.**

The process of multiphoton interaction between diatomic molecules and optical biharmonic rotational field is examined from the standpoint of cooperative phenomena regarded as quantum system coherent states. In this case a complex of  $N$  diatomic molecules ( $N \gg 1$ ) is shown to be sequentially found in three coherent states, viz. stimulated rotational Raman scattering, multiphoton adsorption under chaotic photon bunching, and emission in the superradiation state. The condition is confirmed by the  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $N^+$ ,  $O^+$  emission spectra obtained at  $\sim 760$  Torr and  $\sim 300^\circ\text{K}$ .