

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

E. F. Gippius, E. M. Kudryavtsev,
A. N. Pechenov, N. N. Sobolev, V. P.
Fokeev, Определение матричного элемен-
та дипольного момента электронного пере-
хода красной системы полос циана, *TVT*,
1964, Volume 2, Issue 2, 181–187

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru
implies that you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.89

January 21, 2025, 23:44:12



УДК 535.388.41:546.266

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА ДИПОЛЬНОГО
МОМЕНТА ЭЛЕКТРОННОГО ПЕРЕХОДА
КРАСНОЙ СИСТЕМЫ ПОЛОС ЦИАНА

*Е. Ф. Гиппиус, Е. М. Кудрявцев, А. Н. Печенов,
Н. Н. Соболев, В. П. Фокеев*

Получен спектр поглощения красной системы полос CN ($A^2\Pi - x^2\Sigma$) за фронтом отраженной ударной волны в смеси CO и N_2 . По измеренным интегральным показателям поглощения в области длин волн 6330—6550 Å определено значение квадрата матричного элемента дипольного момента электронного перехода $|R_e|$. Полученное значение $|R_e|^2_k$ оказалось равным $0,19 \pm 0,09$ ат. ед. По интегральным интенсивностям полос (1,0) красной системы и (0,1) фиолетовой системы циана в спектре дуги с угольными электродами, горящей в воздухе, получено отношение $|R_e|^2_\phi : |R_e|^2_k = 1,9 \pm 0,6$. Вычисленная по этому отношению, исходя из значения $|R_e|^2_\phi$, определенного в работе [1—3], величина $|R_e|^2_k$ находится в удовлетворительном согласии со значением $|R_e|^2_k$ красной системы, полученном в настоящей работе при измерениях с помощью ударной трубы.

Введение

Настоящая работа является естественным продолжением исследований по определению матричного элемента дипольного момента электронного перехода фиолетовой системы полос CN [1—3]. Мы применили аппаратуру и методику, разработанную в [1—3], для определения матричного элемента дипольного момента электронного перехода красной системы полос CN $|R_e|^2_k$.

Красная система полос CN возникает при переходе между первым электронным возбужденным состоянием $A^2\Pi$ и основным состоянием $X^2\Sigma$. Она расположена в области длин волн от 4000 до 15 000 Å, причем наиболее интенсивные полосы лежат в ближней инфракрасной области. Все полосы этой системы оттенены в красную область и не имеют отчетливых кантов. Так как состояние $A^2\Pi$ относится к промежуточному случаю связи Гунда, то в каждой колебательной полосе красной системы имеется 12 ветвей. Из них шесть ветвей (Q_1, P_1, R_1 и Q_2, P_2, R_2) сравнимы по интенсивности, а линии четырех менее интенсивных ветвей (${}^oQ_{12}, {}^pQ_{12}, {}^oP_{21}$ и ${}^rQ_{21}$) практически совпадают с линиями ветвей Q_1, P_1 и Q_2, R_2 , в результате чего в каждой полосе наблюдаются шесть интенсивных ветвей. Кроме них, имеются две слабые сателлитные ветви ${}^oP_{12}$ и ${}^sR_{21}$.

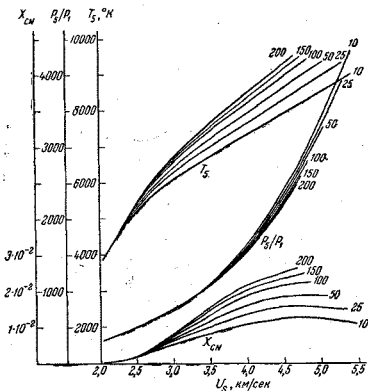
До настоящего времени в литературе неизвестны работы по определению абсолютной величины матричного элемента дипольного момента электронного перехода красной системы полос CN. В работе [4] было получено отношение вероятностей переходов для наиболее интенсивных линий в полосах (0,0) фиолетовой системы и (2,0) красной системы. Но значение этого отношения, по мнению самих авторов, является лишь оценочным, требующим уточнения.

Для определения величины матричного элемента дипольного момента электронного перехода красной системы $|R_e|^2_k$ нами была использована

экспериментальная установка с ударной трубой. Ударная труба является удобным прибором для экспериментального определения абсолютных вероятностей переходов в молекулах, так как, измерив скорость распространения падающей ударной волны, можно из газодинамического расчета определить параметры газа за фронтом ударной волны, в том числе концентрацию и температуру, необходимые для определения абсолютных вероятностей переходов. Для определения $|R_e|_{\kappa^2}$ мы взяли смесь газов CO и N₂, так же как и в работе [1—3], но при другом соотношении исходных газов. По спектрам поглощения CN, полученных в исходной смеси при ее нагреве отраженной ударной волной, было определено значение $|R_e|_{\kappa^2}$. Для проверки полученного значения было определено отношение $|R_e|_{\phi^2} / |R_e|_{\kappa^2}$ в опытах с дугой.

1. Определение $|R_e|_{\kappa^2}$ в опытах на ударной трубе

Экспериментальная установка, на которой проводилась работа, подробно описана в [1—3]. Радикалы CN получались в трубе при нагревании отраженной ударной волной смеси 50% CO и 50% N₂ (как показано в рабо-



Зависимость температуры за фронтом отраженной ударной волны T_s , отношения давления за фронтом отраженной ударной волны p_2 к начальному давлению p_1 , молярной доли циана x_{CN} за отраженной ударной волной от скорости U_s падающей ударной волны для пяти начальных давлений (цифры на кривых соответствуют значениям p_1 в мм рт. ст.) в смеси CO (50%) и N₂ (50%). Для расчета принято значение $D_{CN} = 7,5 \text{ эв}$

те [1], именно при таком соотношении исходных газов получается максимальная концентрация CN). Для этой смеси был проведен газодинамический расчет состояния газа за падающей и отраженной ударными волнами для начальных давлений: 10, 25, 50, 100, 150 мм рт. ст. (расчет проводился в предположении, что энергия диссоциации $D_{CN} = 7,4 \text{ эв}$).

Результаты расчета приведены на рисунке, при помощи которого можно определить молярную долю CN, давление и температуру за отраженной ударной волной, если известна скорость падающей ударной волны U_s . Ско-

рость U_S измерялась ионизационными датчиками с точностью $\pm 2\%$. Как показали измерения, скорость нарастала при подходе к торцу. Для определения $[Re]_{\kappa^2}$ мы брали значение, среднее между U_S' и U_{ST} (см. [1-3]), считая, что неопределенность в U_S составляет 4%. Для контроля температуры, найденной из рисунка по измеренной скорости U_S , температура дополнительно определялась по полосам CN обобщенным методом обращения спектральных линий [5], причем на выходную цель выводились участки спектра из области 4040—4210 Å, где поглощение сравнительно невелико. Было получено хорошее согласие температуры, измеренной по методу обращения и полученной из расчета по скорости U_S . Результаты измерения температуры приведены в табл. 1. Среднее расхождение, получаемое из девяти опытов, равно 160° , что составляет 2,7%.

Таблица 1

Сравнение температуры, определенной обобщенным методом обращения, $T_{обр}$ и температуры T_{U_S} , определенной по скорости ударной волны U_S

U_S , км/сек	2,78	2,87	2,83	2,83	2,85	2,82	2,86	2,83	2,86
T_{U_S} , °K	5840	6000	5930	5930	5950	5900	5970	5930	5970
$T_{обр}$, °K	6050	6090	5600	6040	6040	5700	6000	5700	5780

Для определения величины $[Re]_{\kappa^2}$ мы использовали, так же как и в [1-3], метод поглощения. Применялся тот же импульсный источник сплошного излучения; спектр, получаемый при помощи спектрографа ДФС-13, регистрировался на аэроплёнке панхром тип 10 (чувствительность в единицах ГОСТ 0,85 1200). Так как наиболее интенсивная полоса (0,0) красной системы имеет длину волны 10 933 Å и интенсивности полос в сторону коротких волн существенно уменьшаются, то для получения спектров поглощения, пригодных для обработки, желательно продвигаться в длинноволновую область. Поскольку интенсивности применяемого нами импульсного источника сплошного излучения и чувствительность фотоматериала оказались недостаточны для получения пригодных для обработки почернений уже при длине волны 5800 Å, мы применили цилиндрическую линзу. Линза имела фокусное расстояние 20 мм, высоту 10 мм и была расположена внутри прибора ДФС-13 на фокусном расстоянии от пленки. В результате мы смогли получить достаточные почернения вплоть до длины волны 6700 Å.

При просвечивании импульсным источником сплошного излучения отраженной ударной волны в смеси 50% CO и 50% N₂ при начальном давлении 25 мм рт. ст. и скорости $U_S \sim 2,8$ км/сек были получены пригодные для обработки спектры поглощения в области от 6300 до 6600 Å, которые мы приписали красной системе полос CN* по следующим соображениям: во-первых, положение вращательных линий этого спектра точно совпало с положением вращательных линий в спектре излучения угольной дуги, горящей в воздухе, полученном на том же приборе; во-вторых, расположенные в области спектра от 6300 до 6600 Å полосы: N₂(B³Π — A³Σ), CO(B¹Σ — A¹Π), CO(a¹Σ — a³Π), CO(d³Π — a³Π), и полосы Свана C₂(³Π — ³Π), все, за исключением полос C₂, соответствуют переходам с высоковозбужденных электронных уровней и не должны наблюдаться в поглощении. Оценка поглощения в полосах Свана C₂(³Π — ³Π) в рассматриваемой области длин волн показала, что для концентрации C₂, равной в наших условиях $3,6 \cdot 10^{15}$ см⁻³, поглощением этих полос можно пренебречь. При оценке использовались результаты работы [6]. Действительно, в опытах, проведенных нами отдельно на газах CO и N₂, спектр поглощения в этой области отсутствовал.

* Трудность идентификации красной системы полос CN заключается в том, что эта система не имеет резко выраженных кантов, в отличие от фиолетовой системы полос.

К сожалению, в нашем распоряжении не было полной расшивки вращательной структуры красной системы полос в нужной нам области. В работе [7] приведена расшивка вращательной структуры некоторых полос только до 30-х номеров вращательных линий. Мы провели расчет положения вращательных линий для всех ветвей, за исключением слабых спутанных, до номера $K = 100$, исходя из молекулярных констант, приведенных в [8]. Сравнение результатов работы [7] с нашим расчетом показало, чем при $K = 25$ мы в расшивке ошибаемся не более чем на два — три номера, при больших номерах это расхождение может несколько увеличиться.

Поскольку мы не могли работать по отдельным вращательным линиям или группам линий, как в работе [1—3], для обработки был выбран интервал длин волн 6332—6546 Å. Для этого интервала по спектру поглощения определялся суммарный интегральный показатель поглощения $\sum |k_v| dv$, который, как известно, может быть выражен через число поглощающих молекул и молекулярные параметры.

В случае красной системы CN мы имеем:

$$\sum \int k_v dv = \frac{8\pi^3 N}{3h^2c} \nu |R_e|_{\kappa^2} \sum q_{v'v''} S_{J'J''} \exp \left[-\frac{E_m + E_{v''} + E_{J''}}{kT} \right], \quad (1)$$

где $|R_e|_{\kappa^2}$ — квадрат матричного элемента дипольного момента электронного перехода красной системы CN; $q_{v'v''}$ — фактор Франка-Кондона (см. [9]); $S_{J'J''}$ — фактор Хенли-Лондона; N — число молекул CN в см³; Z — полная сумма по состояниям (взята из работы [10]); $E_m, E_{v''}, E_{J''}$ — энергии соответственно электронного, колебательного и вращательного уровней нижнего электронного состояния; ν — среднее волновое число рассматриваемого интервала.

Суммирование в правой части равенства (1) проводится по всем вращательным линиям, вклад которых в поглощение мы учитываем. Номера этих вращательных линий, а также значения величины $q_{v'v''} = q_{v'v''} \times \sum S_{J'J''} \exp \left[-(E_{v''} + E_{J''}) / kT \right]$, которые пропорциональны вкладу в поглощение, вносимому соответствующей полосой ($v'v''$), приведены в табл. 2.

В формуле (1) $|R_e|_{\kappa^2}$ вынесено за знак суммы, поскольку согласно работе [11] мы считали, что зависимость $|R_e|_{\kappa^2}$ от междядерного расстояния очень слаба.

Нами было обработано пять спектров поглощения. Результаты обработки представлены в табл. 3. Усреднение значений по пяти опытам дает $|R_e|_{\kappa^2} = 0,19$ ат. ед. при среднем разбросе экспериментальных результатов 0,03 ат. ед.

Таблица 2

Вращательные линии полос красной системы CN, расположенной в области от 6332 до 6546 Å

Ветвь, полоса	Вращательные квантовые числа						$\alpha_{v'v''}$
	P ₁	Q ₁	R ₁	P ₂	Q ₂	R ₂	
(6,2)	1—15	0—20	0—27	2—19	1—25	0—33	12,45
(11,6)	1—22	0—27	0—33	2—27	1—33	0—37	3,04
(5,1)	1—36	0—42	0—49	2—40	1—45	0—50	39,96
(10,5)	10—41	16—46	23—53	2—44	12—49	18—55	8,52
(4,0)	27—50	34—57	41—63	32—53	37—58	44—64	7,29
(9,4)	36—55	40—59	46—66	37—56	43—61	49—66	5,89
(8,3)	49—65	54—70	61—76	52—66	57—71	63—77	3,29
(7,2)	61—73	67—79	72—85	63—75	68—80	73—86	1,58
(6,1)	70—82	76—88	82—94	72—83	77—88	83—95	0,61

Результаты, полученные при обработке опытов, проведенных на ударной трубе

№ опыта	U_S , км/сек	T_S , °K	p_S , атм	N_{CN} , см ⁻¹	$ R_e _{\kappa}^2$, ат. ед
1	2,78	5840	20,8	$1,44 \cdot 10^{17}$	0,21
2	2,79	5860	21,0	$1,47 \cdot 10^{17}$	0,18
3	2,83	5930	21,6	$1,60 \cdot 10^{17}$	0,25
4	2,84	5940	21,8	$1,64 \cdot 10^{17}$	0,15
5	2,87	6000	22,4	$1,77 \cdot 10^{17}$	0,15

Для оценки ошибки, с которой была измерена величина $|R_e|_{\kappa}^2$, нужно учесть: 1) ошибку, связанную с неопределенностью в скорости (4%), которая приводит к 20% в величине $|R_e|_{\kappa}^2$; 2) ошибку в определении $\Sigma f_k \cdot dv$ с учетом неопределенности в проведении уровня сплошного излучения без поглощения, которую мы оцениваем в 25%. В результате мы имеем $|R_e|_{\kappa}^2 = 0,19 \pm 0,09$ ат. ед. Следует отметить систематическую ошибку, которая приводит к занижению величины $|R_e|_{\kappa}^2$, связанную с неидеальностью спектрального прибора*.

2. Определение отношения $|R_e|_{\phi}^2 / |R_e|_{\kappa}^2$ в экспериментах с дугой

Сравнивая полученное в настоящей работе значение $|R_e|_{\kappa}^2$ красной системы полос CN с величиной $|R_e|_{\phi}^2 = 0,38$ ат. ед. фиолетовой системы полос CN, определенной в [1—3], находим отношение $|R_e|_{\phi}^2 / |R_e|_{\kappa}^2 = 2,0$, которое существенно отличается от значения $|R_e|_{\phi}^2 / |R_e|_{\kappa}^2 = 11,7$, получаемого из [4], если учесть в ней распределение интенсивности по полосам в фиолетовой и красной системах. Поэтому нам казалось интересным провести измерение относительных вероятностей переходов красной и фиолетовой систем полос CN независимым методом. Удобным для этой цели источником является горящая в воздухе дуга с угольными электродами. Известно, что при атмосферном давлении в такой дуге при токе около 10 а имеет место бальцмановское заселение электронных уровней и отсутствует реабсорбция излучения CN. Температура дуги легко может быть определена по относительной интенсивности колебательных полос в фиолетовой системе CN, согласно методике, описанной в работе [13]. Для освещения входной щели спектрографа ИСП-151 с камерой УФ-84 применялась стандартная трехлинзовая система. Для определения чувствительности фотоплёнки в красной и фиолетовой области использовалась ленточная вольфрамовая лампа СИ-16 при токе в 20 а.

Поскольку в фиолетовой системе полос CN, так же как и в красной, зависимость $|R_e|_{\kappa}^2$ от междудядерного расстояния очень мала [14], было безразлично, по каким именно колебательным полосам определять относительные вероятности переходов этих систем. Так как в области (0,0) полосы фиолетовой системы CN (3883 Å) интенсивность лампы СИ-16 сильно уменьшается и велико поглощение в стеклянных призмах спектрографа ИСП-51, нами была выбрана полоса (0,1) фиолетовой системы (4216 Å). В красной системе наиболее удобной оказалась полоса (1,0) (9148 Å). Спектры регистрировались на инфракраске И-920.

Фиолетовая и красная полосы снимались поочередно, причем для уменьшения влияния нестабильности горения дуги было выбрано

* В работе [3] было найдено, что ширина вращательной линии при давлении 55 ат и температуре 5000° K за отраженной ударной волной равна 0,8 см⁻¹. Если принять, что уширение вращательных линий в красной и фиолетовой системах одинаково, то оценка результатов опытов, приведенных в табл. 3, дает ширину линии 0,46 см⁻¹. При такой ширине линии и ширине апаратной функции 0,75 см⁻¹ (с учетом влияния цилиндрической линзы) ошибка за счет неидеальности спектрального прибора, согласно работе [12], не превышает 5%.

относительно большое время экспозиции ~ 40 сек. Определение относительных вероятностей производилось по спектрам излучения. Известно, что интегральная интенсивность $\int J dv$ отдельной вращательной линии может быть записана в следующем виде:

$$\int J_\nu dv = \frac{64\pi^4 N}{3c^2 Z} v^4 |R_e|^2 q_{v''v'} S_{J''J'} \exp\left(-\frac{E_n + E_{v'} + E_{J'}}{kT}\right). \quad (2)$$

Просуммировав это выражение по всем вращательным линиям, можно найти интегральное излучение целой колебательной полосы, а следовательно, и отношение интенсивностей двух полос. Для отношения интенсивности полосы (0,1) фиолетовой системы к интенсивности полосы (1,0) красной системы цана мы получаем:

$$\frac{\sum \int J_\nu dv_{(0,1)\Phi}}{\sum \int J_\nu dv_{(1,0)K}} = \frac{v_{(0,1)\Phi}^4 q_{(0,1)\Phi} |R_e|_\Phi^2}{v_{(1,0)K}^4 q_{(1,0)K} |R_e|_K^2} e^{-\frac{E_n + E_{(0,1)\Phi}}{kT}} / e^{-\frac{E_n + E_{(1,0)K}}{kT}}, \quad (3)$$

где E_n и E_{ν} — энергии верхних электронных уровней фиолетовой и красной системы, соответственно.

Температура, определенная по отношению интенсивностей полос (0,1) и (1,2) фиолетовой системы, оказалась равной $6200 \pm 100^\circ$ K. Подставляя это значение температуры, а также численные значения для энергий уровней, частот $\nu_{(0,1)\Phi}$, $\nu_{(1,0)K}$ и факторов Франка-Кондона [9, 15], мы получили расчетную формулу

$$\frac{|R_e|_\Phi^2}{|R_e|_K^2} = 6,17 \frac{\sum \int J_\nu dv_{(0,1)\Phi}}{\sum \int J_\nu dv_{(1,0)K}}. \quad (4)$$

Чтобы по формуле (4) определить отношение $|R_e|_\Phi^2 / |R_e|_K^2$, нужно определить интегральные интенсивности полос. Однако из-за наложения соседних колебательных полос мы могли измерить излучение лишь части полосы как в случае полосы (0,1) фиолетовой системы, так и в случае полосы (1,0) красной системы. Используя распределение интенсивности вращательных линий в полосах для данной температуры 6200° K, мы смогли по интенсивности известной нам части полосы определить полную интенсивность всей полосы.

Всего было обработано шесть спектров в фиолетовой области и пять спектров в красной области спектра. Результаты измерений обнаруживают хорошую воспроизводимость условий горения угольной дуги от опыта к опыту. Для полосы (0,1) фиолетовой системы средняя интегральная интенсивность в относительных единицах оказалась равной $18,1 \pm 2,1$ (разброс 12%), а для полосы (1,0) красной системы — $57,6 \pm 9,9$ (разброс 17%).

По отношению интегральных интенсивностей из (4) получаем $|R_e|_\Phi^2 / |R_e|_K^2 = 1,9 \pm 0,6$.

Обсуждение результатов

Сравним отношение $|R_e|_\Phi^2 / |R_e|_K^2 = 1,9$, полученное в экспериментах с дугой, с результатами, полученными при измерениях при помощи ударной трубы. В первой части настоящей статьи получено значение $|R_e|_K^2 = 0,19$ ат. ед., в работе [1—3] найдено, что для фиолетовой системы $|R_e|_\Phi^2 = 0,38$ ат. ед. Отношение $|R_e|_\Phi^2 / |R_e|_K^2$, получаемое из этих результатов, равно 2,0, что совпадает с отношением, полученным в экспериментах с дугой. Полученное нами отношение $|R_e|_\Phi^2 / |R_e|_K^2 = 1,9$ расходится с отношением, которое можно получить из работы [4], если учесть факторы Франка-Кондона. Получаемое отношение $|R_e|_\Phi^2 / |R_e|_K^2 = 11,7$. Расхождение, по-видимому, можно объяснить неучетом в работе [4] распределения интенсивности по вращательной структуре.

В недавно опубликованной работе [16] из анализа поведения линий, подверженных возмущениям, при изменении давления было получено отношение радиационных времен жизни уровней $\nu' = 10 A^2\Pi$ -состояния и $\nu' = 0 B^2\Sigma$ -состояния. Это отношение приводит к значению $|R_e|_{\phi^2} / |R_e|_{\kappa^2} = 2,2$, которое находится в удовлетворительном согласии с нашими измерениями, хотя определение $|R_e|_{\phi^2} / |R_e|_{\kappa^2}$ в [16] является существенно косвенным.

Итак, экспериментально определено значение $|R_e|_{\kappa^2} = 0,19 \pm 0,09$ ат. ед. и значение $|R_e|_{\phi^2} / |R_e|_{\kappa^2} = 1,9 \pm 0,6$, хорошо согласующиеся с $|R_e|_{\phi^2} = 0,38$ ат. ед., полученным в [1-3]. Результат $|R_e|_{\phi^2} / |R_e|_{\kappa^2} = 1,9$ не противоречит работе [4] и находится в удовлетворительном согласии со значением $|R_e|_{\phi^2} / |R_e|_{\kappa^2}$, полученным из работы [16].

В заключение авторы выражают благодарность В. Н. Колесникову за полезные советы, А. Т. Матачун и Л. Л. Сабсовичу за решение газодинамической задачи на машине М-20, Г. И. Дроновой за помощь при обработке результатов эксперимента.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 XII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Кудрявцев, Е. Ф. Гиппиус, А. Н. Печенов, Н. Н. Соболев, Теплофизика высоких температур, 1, 73, 1963.
2. Е. М. Кудрявцев, Е. Ф. Гиппиус, А. Н. Печенов, Н. Н. Соболев, Теплофизика высоких температур, 1, № 2, 1963.
3. Е. М. Кудрявцев, Е. Ф. Гиппиус, С. С. Дербенева, А. Н. Печенов, Н. Н. Соболев, Теплофизика высоких температур, 1, № 3, 1963.
4. A. S. King, P. Swings, *Astrophys. J.*, 101, 6 (1945).
5. Файзулов Ф. С., Тр. Физ. ин-та АН СССР, 18, 159, 1962.
6. Н. Н. Соболев, Е. Т. Антропов, Е. Ф. Гиппиус, А. П. Дронов, Н. И. Криндач, Е. М. Кудрявцев, А. Н. Печенов, А. Г. Свиридов, Л. Н. Туницкий, Ф. С. Файзулов, В. П. Черемисинов, Экспериментальное определение электронных сил осцилляторов двухатомных молекул. Материалы XV Совещания по спектроскопии. Минск, 1963.
7. F. A. Jenkins, Y. K. Roots, R. S. Mulliken, *Phys. Rev.*, 39, 16, 1932.
8. V. Rosen, *Constantes Sélectionnées Données Spectroscopiques Concernant les Molécules Diatomiques*. Paris, 1951.
9. A. A. Wyller, *Astrophys. J.*, 127, 763, 1958.
10. F. Burhorn, R. Wienecke, *Z. Phys. Chem.*, 212, 105, 1959.
11. R. N. Dixon, R. W. Nicholls, *Canad. J. Phys.*, 36, 127, 1958.
12. H. J. Kostkowski, M. Bass, *J. Opt. Soc. America*, 46, 1060, 1956.
13. Оптическая пирометрия плазмы. Сборник переводов под редакцией Н. Н. Соболева, стр. 328. ИЛ, Москва, 1960. Определение температуры нагретых газов по интенсивности полос CN и C₂ с неразрешенной вращательной структурой.
14. S. S. Prasad, *Indian J. Phys.*, 34, 584, 1960.
15. P. A. Fraser, *Proc. Phys. Soc. A*, 67, 939, 1954.
16. H. Radford, H. Broida, *J. Chem. Phys.*, 38, 644, 1963.