

емый δ -функцией, т. е. $b(\delta, x) = \delta(\sigma - \sigma_0, x - x_0) = \delta(\sigma - \sigma_0) \delta(x - x_0)$. После подстановки этого выражения в (1) получим

$$\|B_k(\sigma)\| = \delta(\sigma - \sigma_0) \|B_k\|, \quad (4)$$

где $\|B_k\|$ — столбцевая матрица, в которой все элементы кроме k -го равны 0, а k -й элемент равен 1. В результате действия операторов (2) и (3) на функцию (4) получим выражение

$$A = \hat{W}^{-1} \hat{\mathcal{F}}_{\sigma}^{-1} \{ \hat{\mathcal{F}}_{\sigma} [\hat{W} \|B_k\| \delta(\sigma - \sigma_0)] \} = \|B_k\| A_{\sigma},$$

где $A_{\sigma} = \hat{\mathcal{F}}_{\sigma}^{-1} \{ \hat{\mathcal{F}}_{\sigma} [\delta(\sigma - \sigma_0)] \}$, которое показывает, что аппаратная функция имеет вид произведения частичных аппаратных функций в пространственной области. Функция $\|B_k\|$ представляет собой прямоугольный импульс с шириной Δx и, следовательно, предел пространственного разрешения равен $2\Delta x$.

Найдем выражение для функции A_{σ} , учитывая конечность длины интерферограммы и влияние размера h_0 (вдоль оси u) чувствительной площадки элемента приемника

$$A_{\sigma} = \sum_{l=-L}^L \left[\cos(\alpha \sigma h l) \int_{\Delta \sigma} \int_{h l - h_0/2}^{h l + h_0/2} \delta(\sigma' - \sigma_0) \cos(\alpha \sigma' u) du d\sigma' \right] = h_0 \frac{\sin(\alpha \sigma_0 h_0/2)}{\alpha \sigma_0 h_0/2} \times \\ \times \left\{ \frac{\sin[\alpha(\sigma_0 - \sigma)h(L+1/2)]}{2 \sin[\alpha(\sigma_0 - \sigma)h/2]} + \frac{\sin[\alpha(\sigma_0 + \sigma)h(L+1/2)]}{\sin[\alpha(\sigma_0 + \sigma)h/2]} \right\}.$$

Множитель перед фигурными скобками характеризует зависимость амплитуды главного максимума от размера h_0 чувствительной площадки и принимает максимальное значение при $h_0 = \pi/\alpha\sigma_0$. Контур главного максимума при $\sigma = \sigma_0$ близок к контуру, описываемому традиционной для фурье-спектроскопии функцией вида $\sin z/z$.

При выборе матричного оператора \hat{W} с целью упрощения растров предпочтительнее применять циклические коды. Примером такого кода служит матрица, предложенная Баумертом [2] и реализующаяся в виде раstra с $(2J-1)$ элементами.

Для получения пространственного разрешения по одной координате x источника достаточно использование линейки приемников. Информацию о двумерном распределении спектра по источнику можно получить с помощью матрицы $(2L+1)M$ приемников, где M — количество чувствительных элементов вдоль оси v . При этом пространственное разрешение по координате u будет связано с размером элемента матричного приемника вдоль оси v .

Литература

- [1] Prat R. — Opt. Acta, 1971, v. 18, № 3, p. 213.
[2] Голуб С. Цифровые методы в космической связи. М., 1969.

Поступило в Редакцию 4 июля 1983 г.

УДК 539.194

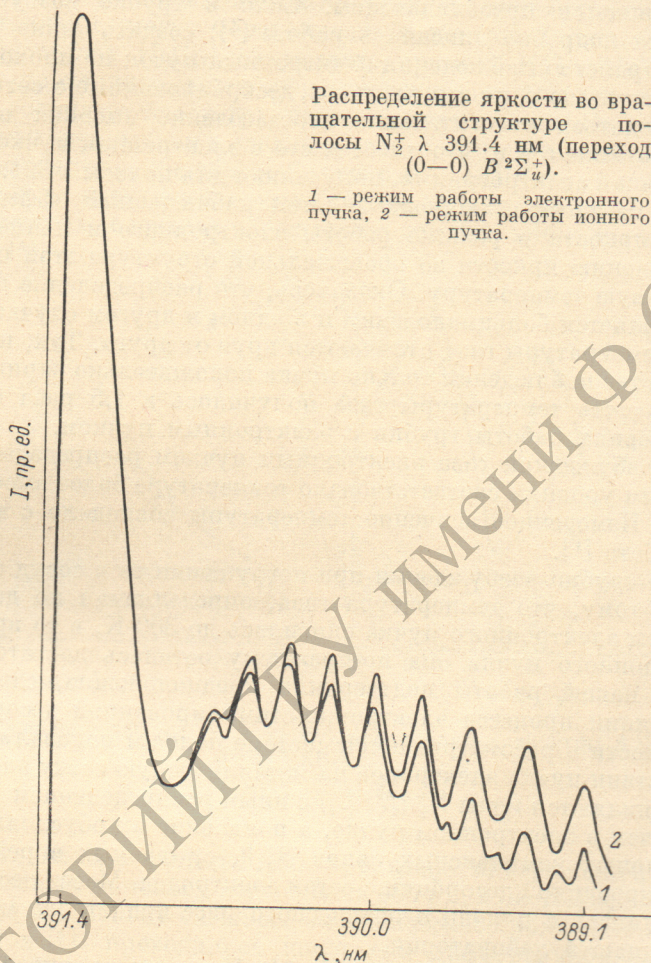
Опт. и спектр., т. 57, в. 1, 1984

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ ПО ВРАЩАТЕЛЬНЫМ УРОВНЯМ ЭНЕРГИИ В ТРУБКЕ С ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Богданова И. П., Яковлева В. И.

Измерения температуры газа по распределению заселенности вращательных уровней полос $B^2\Sigma_u^+$ -состояния молекулярного иона азота N_2^+ проводились в ряде работ, в которых возбуждение газа осуществлялось электронным пучком. В работе [1] трубка возбуждения представляла собой электронную пушку,

заклученную в стеклянный баллон, имеющий дополнительный шаровидный отросток. Трубка возбуждения заполнялась азотом при давлениях $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ Тор. Распределение по уровням вращательной структуры оказалось болъцмановским с температурой $\sim 580-590$ К. В то же время температура самого газа соответствовала комнатной. В работах [2, 3] электронная пушка была смонтирована в металлическом баллоне. В работе [3] авторы специально изменили конструкцию электронной пушки, чтобы уменьшить попадание первичного пучка электронов на металлические поверхности, расположенные вблизи области,



откуда излучение попадало в спектральный прибор. Такого рода конструктивные изменения привели к изменениям в распределении заселенности вращательных уровней полосы N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$). При использовании новой конструкции камеры столкновений авторам удалось получить распределение ионов N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$) по уровням вращательной энергии с более низкой температурой (~ 300 К) при измерениях в газе с комнатной температурой. Кроме того, в камеру столкновений вводилась стальная пластинка, которая могла перемещаться так, что изменялось расстояние от поверхности пластины до объема, из которого свечение попадало в спектральный прибор. Приближение пластины изменяло это распределение — приводило к относительно большему заселению высоких вращательных уровней.

Таким образом, авторам удалось показать, что электроды десорбируют в объем молекулы или молекулярные ионы с распределением по вращательным уровням, не соответствующим температуре газа.

В настоящей работе при изучении возбуждения молекулярного азота в стеклянной трубке с электронной пушкой было обнаружено, что полосы 1 отрицательной системы молекулярного иона азота возбуждаются за счет двух различ-

ных процессов [4]. Один из них связан с возбуждением электронным ударом молекулы N_2 из основного состояния, а второй процесс происходит в результате диссоциации комплексных молекулярных ионов типа N_3^+* . Было выяснено, что эти ионы попадают в пространство наблюдения вследствие явления электронно-стимулированной десорбции с сеток электродов.

Проведено подробное исследование распределения яркости во вращательной структуре полос $B^2\Sigma_u^+$ -состояния молекулярного иона азота N_2^+ . Оказалось, что это распределение зависит от того, какой из двух указанных процессов возбуждения является преобладающим. Если в трубке возбуждения (конструкция трубки подробно описана в работе [4]) создать такие условия, при которых в пространство наблюдения электронный пучок не проходит, а проходят лишь положительно заряженные ионы, десорбированные с сетки электрода, то будет наблюдаться относительное перезаселение высоких вращательных уровней по сравнению с тем, что имеет место в электронном пучке. На рисунке приведена типичная спектрограмма, полученная для полосы λ 391,4 нм (переход $(0-0) B^2\Sigma_u^+$), на которой хорошо заметен наблюдаемый эффект изменения распределения яркости в режиме работы электронного и ионного пучков.

По распределению яркости во вращательной структуре этой полосы можно определить газовую температуру. Оказалось, что распределение по вращательным уровням является больцмановским и в одном и другом случае, но полученные значения температуры газа отличаются друг от друга. Так, при прохождении в пространстве наблюдения только пучка положительно заряженных ионов полученное значение температуры газа получилось в 1,5 раза большим, чем в обычных условиях работы трубки с электронным пучком.

Но и при возбуждении газа электронным пучком распределение ионов N_2^+ по вращательным уровням соответствовало температуре более высокой, чем температура газа. Измеренное значение температуры совпадало с тем, что было получено в работе [1].

Охлаждение трубки возбуждения при погружении ее в сосуд с жидким азотом привело к тому, что температура газа, определяемая по данной полосе, в режиме работы электронного пучка снизилась до 300 К, в то время как в режиме работы ионного пучка она по-прежнему осталась достаточно высокой.

Результаты нашей работы подтвердили предположение, сделанное в работе [3], о влиянии процесса электронно-стимулированной десорбции на распределение яркости в рассматриваемой системе полос и показали, что при усиленном воздействии пучка электронов на металлическую сетку электрода в зоне наблюдения появляются ионы N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$) с иным распределением по вращательным уровням, чем в электронном пучке, а появление их обусловлено диссоциацией молекулярных комплексных ионов N_3^+* , срываемых в результате электронно-стимулированной десорбции с сеток электродов. Масса десорбированных частиц определялась с помощью оптического масс-пролетного метода [5], разработанного в нашей лаборатории.

Авторы выражают благодарность Н. П. Пенкину за интерес к работе и обсуждение результатов.

Литература

- [1] Lindh A. E. — Z. Phys., 1931, Bd 67, S. 67.
- [2] Полякова Г. Н., Фогель Я. М., Зац А. В. — ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 1495.
- [3] Полякова Г. Н., Ерко В. Ф., Зац А. В., Фогель Я. М. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 57.
- [4] Богданова И. П., Ефремова Г. В., Яковлева В. И. — Опт. и спектр., 1982, т. 52, с. 936.
- [5] Богданова И. П., Рязанцева С. В., Яхонтова В. Е. — Опт. и спектр., 1980, т. 49, с. 478.

Поступило в Редакцию 12 июля 1983 г.