

ется увеличением коэффициента поглощения  $\text{CO}_2$  энергии излучателя. При давлении выше 30 мм рт. ст. основную часть энергии будут забирать периферийные области лазерной трубки, которые дают малый вклад в мощность генерации при выбранном резонаторе. Кроме того, при увеличении давления уменьшается время релаксации колебания  $\nu_3$ , что снижает коэффициент усиления системы. Максимальная энергия генерации составляла 0.04 дж при длительности импульса 20 мсек. Зависимость мощности генерации от температуры фольги и температуры газа приведены на рис. 2.

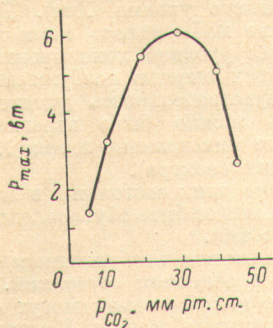


Рис. 1. Зависимость пиковой мощности генерации от давления  $\text{CO}_2$ .

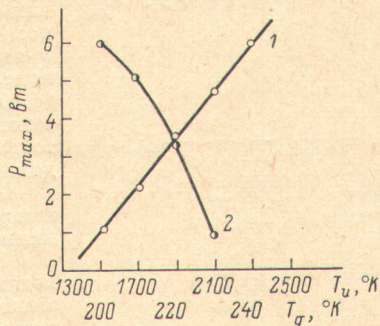


Рис. 2. Зависимость пиковой мощности генерации от температуры фольги (1) и температуры газа (2).

Таким образом, проведенный эксперимент указывает на возможность реального осуществления молекулярного лазера с оптической накачкой. Применение хороших оптических материалов и термостатирование системы позволит, по-видимому, поднять параметры лазера до предсказываемых в работе [3].

В заключение отметим, что опыты с системой метан-дейтерий окончились неудачей. Для получения генерации на метане необходимо найти примеси, которые в достаточной степени уменьшали бы время релаксации колебания  $\nu_4$ .

#### Литература

- [1] I. Wieder. Phys. Lett., A24, 759, 1967.
- [2] П. А. Бохан, Г. И. Таланкина. Опт. и спектр., 25, 536, 1968.
- [3] П. А. Бохан. Опт. и спектр., 26, 773, 1969.

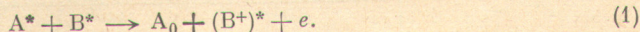
Поступило в Редакцию 6 июня 1971 г.

УДК 539.186.3

## ОБРАЗОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННОГО ИОНА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ДВУХ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ

О. П. Бочкова и Ю. А. Толмачев

Столкновение возбужденного атома с нормальным может приводить к ионизации одного из партнеров. Процессы такого рода для пары метастабильный атом—нормальный атом хорошо известны как «реакция Пеннинга». Было изучено также образование нормального иона при соударении двух идентичных метастабильных атомов [1]. В настоящей работе исследуется процесс столкновения двух возбужденных атомов, приводящий к ионизации одного из атомов с одновременным его возбуждением.



Этот процесс можно обнаружить спектроскопически по излучению ионного спектра.

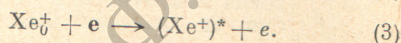
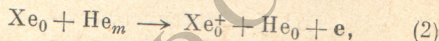
Исследования производились в газоразрядной плазме в смеси гелия с ксеноном на установке, описанной в работе [2]. Наблюдалось свечение линий ионизированного ксенона после обрыва разрядного тока через трубку с исследуемой смесью. Суммарное давление газа в процессе измерений составляло 2.5–4.0 мм рт. ст., концентрация ксенона не превышала 0.2%. Увеличение количества ксенона и изменение общего давления приводят к разрушению метастабильных состояний гелия и исчезновению послесвечения на искровых линиях ксенона. Диаметр разрядной трубки — 35 мм,

сила тока — 35 ма. Из-за малой яркости линий Хе II в послесвечении разряда регистрация излучения осуществлялась в режиме счета фотонов.

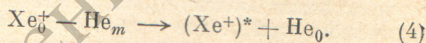
Схема относительного расположения уровней потенциальной энергии системы частиц дана на рисунке. В результате реакции (1) может заселяться большая группа уровней Хе<sup>+</sup>, расположенных ниже границы, соответствующей суммарной энергии двух метастабильных атомов (16–18 эв выше основного уровня Хе<sup>+</sup>). Длительное послесвечение наблюдалось нами на линиях с квантовыми уровнями ионизированного ксенона, имеющих энергию возбуждения 13.86–14.10 эв (чувствительность установки была такова, что можно было зарегистрировать только самые интенсивные линии Хе II в видимой области спектра).

Заселение этих состояний в послесвечении разряда может быть обусловлено несколькими процессами.

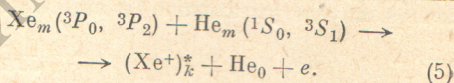
1. Ступенчатый возбуждением иона, находящегося в основном состоянии. Быстрые электроны в послесвечении могут образовываться в результате реакции Пеннинга



2. Возбуждением иона Хе<sup>+</sup> при столкновении с метастабильными атомами гелия



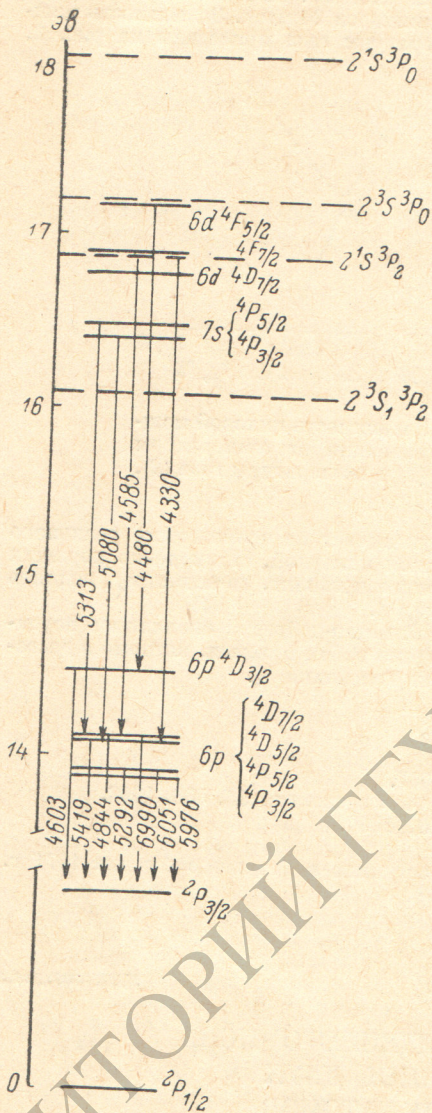
3. Возбуждением при парных столкновениях метастабильных атомов ксенона и гелия



4. Каскадными переходами с уровней, заселенных в результате предыдущей реакции.

Проведенные оценки показывают, что первый из указанных процессов не может играть существенной роли в заселении возбужденных уровней Хе<sup>+</sup>, так как электроны очень быстро теряют свою энергию при столкновениях с атомами гелия. Вторая реакция носит ярко выраженный резонансный характер, послесвечение на соответствующих линиях обнаружено не было. Уровни Хе<sup>+</sup>, имеющие энергию, очень близкую к суммарной энергии метастабильных атомов ксенона и гелия, оказываются заселенными слабо, следовательно, вклад каскадных переходов в заселение исследованных уровней невелик.

Можно было предполагать поэтому, что основным процессом заселения состояний  $6p^4P_{3/2}$ ,  $6p^4P_{5/2}$ ,  $6p^4D_{3/2}$  и  $6p^4D_{5/2}$  являются парные столкновения метастабильных атомов ксенона ( $3P_2$ ) и гелия ( $3S_1$ ), а также яркости линий искрового спектра ксенона



$\lambda$ , нм	Переход	Энергия верхнего уровня, эв	$Q \cdot 10^{16}$ , см <sup>2</sup>
699.0	$6p^4D_{7/2} - 5d^4F_{3/2}$	14.10	$0.6 \pm 0.4$
605.1	$6p^4P_{5/2} - 5d^4D_{7/2}$	13.89	$0.3 \pm 0.1$
597.6	$6p^4P_{3/2} - 6s^4P_{3/2}$	13.86	$0.7 \pm 0.2$
541.9	$6p^4D_{5/2} - 6s^4P_{3/2}$	14.07	$1.0 \pm 0.5$
529.2	$6p^4P_{5/2} - 6s^4P_{5/2}$	13.89	$2.0 \pm 1.0$
484.4	$6p^4D_{7/2} - 6s^4P_{5/2}$	14.10	$1.0 \pm 0.6$

699.0, 605.1, 597.6, 541.9, 529.2, 484.4 нм в послесвечении разряда подтверждает это предположение.

В таблице приведены полученные нами значения эффективных сечений возбуждения ряда линий Хе II в результате реакции (5). Отсутствие данных о вероятностях переходов не позволило нам определить из этих значений величины сечений возбуждения уровней. При вычислении концентрации метастабильных атомов ксенона использовались данные работы [3].

Авторы выражают глубокую признательность С. Э. Фришу за внимание к работе и обсуждение ее результатов.

#### Литература

- [1] М. А. В и о н д и. Phys. Rev., 82, 543, 1951; 88, 660, 1952.  
 [2] О. П. Б о ч к о в а, Ю. А. Т о л м а ч е в. Опт. и спектр., 25, 342, 1968.  
 [3] В. П. М а л а х о в. Изв. вузов, сер. физ., 8, 180, 1965.

Поступило в Редакцию 11 июня 1971 г.

УДК 535.375.55

## ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ СОСТАВНЫХ ЧАСТОТ В СПЕКТРАХ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ВТОРОГО ПОРЯДКА ЖИДКОСТЕЙ

*Н. К. Сидоров и Л. С. Стальмахова*

В противоположность ИК спектрам поглощения, где обертоны и составные частоты проявляются с достаточной интенсивностью, в спектрах комбинационного рассеяния (КР) линии второго порядка часто имеют ничтожно малые интенсивности (несколько тысячных долей от интенсивности основных линий КР) и поэтому мало исследованы. Имеется несколько исследований (библиография приведена в работах [1, 2]), в которых приведены немногочисленные данные по интенсивностям обертонов, однако совершенно отсутствуют работы, в которых бы измерялись интегральные интенсивности линий составных частот в спектрах КР. Между тем знание этих величин важно для решения многих физико-химических проблем и задач нелинейной оптики, а также для полноты интерпретации спектров.

Кроме крайне малой интенсивности, большую трудность при исследовании линий КР составных частот представляют переналожения линий. Нередко на исследуемую линию попадают более сильные или соизмеримые с ней по интенсивности линии от других возбуждающих. Это приводит к тому, что линию не удается выделить или контур ее настолько сильно искажается, что уже не имеет смысла производить измерения ее интенсивности. Благодаря этому надежные измерения удается сделать для очень небольшого числа линий составных частот данного вещества.

В рамках теории поляризуемости Плачека при учете лишь электрооптической анизотропии интенсивность линии КР, отвечающей составному тону  $\nu_j + \nu_l$ , определяется смешанной второй производной тензора поляризуемости  $a_{ik}$  по нормальным координатам  $q_j$  и  $q_l$ , т. е. величиной производной  $\left(\frac{\partial^2 a_{ik}}{\partial q_j \partial q_l}\right)_0$ , взятой в положении равновесия. После усреднения по всем ориентациям молекул при возбуждении естественным светом интенсивность составного тона КР оказывается пропорциональной

$$5b_{jl}''^2 + 13g_{jl}''^2,$$

где

$$b_{jl}'' = \sum_{\sigma=\xi, \eta, \varepsilon} \left( \frac{\partial^2 a_{\sigma}}{\partial q_j \partial q_l} \right)_0,$$

след, а

$$g_{jl}'' = \frac{1}{2} \left\{ \left[ \left( \frac{\partial^2 a_{\xi}}{\partial q_j \partial q_l} \right)_0 - \left( \frac{\partial^2 a_{\eta}}{\partial q_j \partial q_l} \right)_0 \right]^2 + \left[ \left( \frac{\partial^2 a_{\eta}}{\partial q_j \partial q_l} \right)_0 - \left( \frac{\partial^2 a_{\varepsilon}}{\partial q_j \partial q_l} \right)_0 \right]^2 + \left[ \left( \frac{\partial^2 a_{\varepsilon}}{\partial q_j \partial q_l} \right)_0 - \left( \frac{\partial^2 a_{\xi}}{\partial q_j \partial q_l} \right)_0 \right]^2 \right\}$$

анизотропия тензора смешанной производной,  $a_{\xi}$ ,  $a_{\eta}$ ,  $a_{\varepsilon}$  — главные значения тензора поляризуемости в молекулярной системе координат.