

О ПРОЦЕССАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ  
УРОВНЕЙ ГЕЛИЯ В ПОЛОМ КАТОДЕИ. Апостол, Ю. М. Коган, Р. И. Лягущенко, С. Н. Хворостовский и  
М. А. Ходорковский

С помощью функции распределения электронов по энергиям в полом катоде в гелии, полученной ранее, проводится расчет заселенностей возбужденных состояний атома гелия с главными квантовыми числами  $n=2, 3, 4$ . Наблюдается удовлетворительное согласие рассчитанных и экспериментальных значений концентраций возбужденных атомов в диапазоне разрядных токов от 20 до 80 мА и давлений от 1 до 4 тор.

I. В работах [1, 2] была рассчитана функция  $F(v)$ , связанная с функцией распределения электронов по скоростям  $f(v, r)$  в полом катоде соотношением

$$F(v) = \iiint f(v, r) d\omega dr. \quad (1.1)$$

Величина  $v^2 F(v)$  дает число электронов с данным значением модуля скорости во всем объеме катодной полости для единичного интервала величины модуля скорости. Расчет позволял найти функцию  $F(v)$  в интервале энергий  $\epsilon_1 \leq \epsilon \leq \epsilon_0$ , где  $\epsilon_1$  — энергия, соответствующая потенциалу возбуждения первого возбужденного состояния атома, а  $\epsilon_0$  — энергия, соответствующая катодному падению. В работе [5] с помощью найденной таким образом функции  $F(v)$  были рассчитаны для ряда уровней числа прямых возбуждений в полом катоде в He и сравнены с измеренными интенсивностями линий. Сравнение показало, что помимо процессов прямого возбуждения в ряде случаев необходимо учитывать процессы ступенчатого возбуждения, а также процессы безызлучательного разрушения возбужденных состояний. В связи с этим в работах [3, 4] метод расчета  $F(v)$  был расширен на область малых энергий в интервале  $2-3 \text{ эВ} < \epsilon \leq \epsilon_0$ . В настоящей работе с помощью рассчитанной таким образом функции проводится расчет заселенностей возбужденных состояний атома He. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных проводится в диапазоне разрядных токов от 20 до 80 мА и давлений от 1 до 4 тор. Использованная разрядная трубка аналогична описанной в работе [4].

II. Формирование концентрации атомов He на уровнях с  $n=2, 3$  и 4 происходит в результате следующих процессов.

1. Прямое возбуждение уровней за счет столкновения электронов с нормальными атомами. Для расчета числа прямых возбуждений  $\alpha_0$  использовались сечения прямых возбуждений, приведенные в работах [6-12] и функция распределения электронов по энергиям, рассчитанная в работе [7].

Следует отметить, что величины сечений, приводимые разными авторами, отличаются в ряде случаев в несколько раз. Чтобы уменьшить связанную с этим дополнительную погрешность расчета, была проделана следующая процедура. С помощью работы [13] рассчитывались сечения прямого возбуждения синглетных уровней электронным ударом. Известно, что эти расчеты достаточно точно передают величину и ход сечения в зави-

симости от энергии электронов лишь при больших энергиях. Сравнение экспериментальных результатов с рассчитанными при энергии равной 500 эВ давало возможность выбрать такие экспериментальные сечения, которые наилучшим образом совпадают с рассчитанными при больших энергиях. Эти сечения использовались для расчета чисел прямых возбуждений.

2. Ступенчатое возбуждение при столкновении электронов с возбужденными атомами. Так как перевод атомов из состояния  $i$  в состояние  $k$  за счет столкновения с электронами приводит как к заселению верхнего состояния, так и разрушению нижнего состояния, то необходимо учитывать роль данного процесса в формировании концентрации атомов на обоих подуровнях.

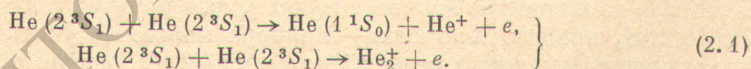
Для подуровней с  $n=2$ , как показывают оценки, можно пренебречь разрушением за счет ступенчатого возбуждения на уровни с  $n > 2$ , а также разрушением за счет ступенчатой ионизации. В то же время при составлении уравнений баланса для концентрации атомов в состояниях с  $n=2$  необходимо учитывать переходы между этими подуровнями за счет столкновения с электронами. Для подуровней с  $n=3$  и 4 можно также не учитывать разрушение за счет ступенчатой ионизации и ступенчатого возбуждения на вышележащие уровни. Однако заселение данных подуровней за счет ступенчатого возбуждения с подуровней  $2^3S_1$  и  $2^1S_0$  играет существенную роль в формировании концентрации атомов в состояниях с  $n=3$  и 4 во всем рассматриваемом диапазоне условий разряда.

Для расчета чисел ступенчатых возбуждений использовались сечения, полученные с помощью работы [13], а также функция распределения электронов по энергиям, рассчитанная в работах [1, 2].

3. Заселение в результате каскадных переходов. Этим процессом в формировании концентрации атомов на уровнях с  $n=2, 3$  и 4, как показывают оценки, можно пренебречь.

4. Спонтанное излучение. Для расчета величины спонтанного излучения с уровня  $i$  на все нижележащие уровни, а также конкретного перехода атома из состояния  $i$  в состояние  $k$  использовалась работа [14], в которой приводятся таблицы вероятностей переходов, с помощью которой были получены соответственно  $\sum_k A_{ik} = A'_{ik}$  и  $A_{ik}$ .

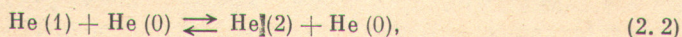
5. Диффузия возбужденных атомов к стенкам. Ее необходимо учитывать лишь для атомов, находящихся в метастабильных состояниях  $2^3S_1$  и  $2^1S_0$ . Для атомов, находящихся в состоянии  $2^3S_1$ , необходимо также учитывать процессы



Суммарная скорость реакции этих процессов  $K$  была взята из работы [15].

6. Удары второго рода возбужденных атомов с медленными электронами и атомами. При расчете концентрации атомов на уровнях с  $n=3$  и 4 можно пренебречь ударами второго рода с электронами с переходом атома в основное состояние. Однако учет ударов второго рода электронов с возбужденным атомом, с переводом его в другое возбужденное состояние оказывается необходим для подуровней с  $n=2$ . Для уровней с  $n=3$  и 4 этот процесс оказывается мал по сравнению с ударом второго рода возбужденных атомов с атомами, находящимися в нормальном состоянии, так как отношение концентраций нормальных атомов к концентрации электронов  $\sim 10^5 \div 10^7$ , а сечения как первого, так и второго процессов приблизительно одного порядка.

7. Процесс передачи возбуждения через основное состояние атома. Основным процессом перемешивания является передача возбуждения, которая имеет место при реакциях вида



где  $\text{He}(1)$  и  $\text{He}(2)$  — возбужденные уровни с близкими потенциалами возбуждения,  $\text{He}(0)$  — основное состояние атома. Как показывает анализ работы [16], сечение реакции (2. 2) существенно зависит от разности энергий  $\Delta E$  между начальным и конечным состоянием атома. В случае, если энергия относительного движения атомов  $kT \ll \Delta E$ , скорости реакций таких процессов близки к нулю. По этой причине в гелии выполняется следующее правило: этот процесс эффективен при  $\Delta n=0$  и  $n \geq 3$ . При этом процесс (2. 2) для подуровней с разной мультиплетностью практически не играет роли вследствие выполнения правила Вигнера. Перемешивание возбужденных состояний атома через основное состояние может происходить при  $\Delta L = \pm 1; \pm 2, \dots$ . В ряде случаев в литературе приводятся данные о сечении процесса  $i \rightarrow k$ , но отсутствуют данные о сечении обратных процессов. Можно показать, что скорости реакций этих процессов связаны соотношением

$$\langle \sigma_{ik} v \rangle = \frac{g_k}{g_i} \langle \sigma_{ki} v \rangle e^{-\Delta E/kT},$$

которое при  $\Delta E/kT \ll 1$  упрощается и имеет вид

$$\langle \sigma_{ik} v \rangle \simeq \frac{g_k}{g_i} \langle \sigma_{ki} v \rangle. \quad (2. 3)$$

Здесь  $g_i$  и  $g_k$  — статистические веса соответствующих уровней,  $\Delta E = E_k - E_i$ ,  $T$  — температура атомов. В наших условиях температура газа была  $T \simeq 300$  К, поэтому для всех уровней с  $n=3$  и 4 соотношение (2. 3) выполняется достаточно хорошо, за исключением  $S$ -уровней, для которых, как показывают оценки, этим процессом можно пренебречь.

В табл. 1 приведены значения сечений передачи возбуждения, которые были использованы нами при расчете концентрации атомов на уровнях с  $n=3$  и 4. Сечения обратных процессов были получены с помощью соотношения (2. 3).

#### 8. Процесс Хорнбека—Молнера



Процесс (2. 4) будет происходить, если суммарная энергия сталкивающихся атомов будет не меньше 23 эВ [17]. Эта величина определяется глубиной потенциальной ямы молекулярного иона гелия. Вследствие этого при температуре атомов  $T \simeq 300$  К для уровней с  $n=2$  и подуровней  $3^3S_1$  и  $3^1S_0$  процесс Хорнбека—Молнера можно не учитывать. В табл. 1 представлены значения сечений процесса (2. 4), которые были использованы при расчете концентрации атомов на уровнях с  $n=3$  и 4.

Таблица 1  
Сечения безызлучательного разрушения возбужденных состояний

| Сечения передачи возбуждения |                                           | Сечение процесса Хорнбека—Молнера |                                           |
|------------------------------|-------------------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------------|
| переход                      | $\sigma_{ik} \cdot 10^{-16}, \text{см}^2$ | уровень                           | $\sigma_{ix} \cdot 10^{-16}, \text{см}^2$ |
| $3^1P-3^1D$                  | 25 [20]                                   | $4^1S$                            | 9.6 [21]                                  |
| $3^3P-3^3D$                  | 0.07 [17]                                 | $4^3S$                            | 8 [21]                                    |
| $3^3D-3^3P$                  | 4 [17]                                    | $3^1P$                            | 1.9 [22]                                  |
| $4^1P-4^1D$                  | 80 [20]                                   | $3^3D$                            | 4.6 [22]                                  |
| $4^1P-4^1F$                  | 230 [16]                                  | $4^1P$                            | 20 [24]                                   |
| $4^1F-4^1D$                  | 470 [16]                                  | $4^1D$                            | 25 [24]                                   |
| $4^3P-4^3D$                  | 9.9 [19]                                  | $3^3P$                            | 1.6 [23]                                  |
| $4^3P-4^3S$                  | 3.5 [19]                                  | $3^3D$                            | 5 [23]                                    |

III. На основании изложенных выше соображений уравнения баланса для подуровней  $2^3S_1$ ,  $2^1S_0$ ,  $3^3P_{012}$ ,  $2^1P_1$  ( $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$  и  $N_4$  соответственные концентрации подуровней) можно представить в виде

$$\alpha_{01} + n_e N_2 \langle \sigma_{21} \nu \rangle + N_3 A_{31} = N_1 \left\{ \frac{1}{\tau_{\theta}^{(1)}} + n_e [\langle \sigma_{12} \nu \rangle + \langle \sigma_{14} \nu \rangle + \langle \sigma_{13} \nu \rangle] \right\} + N_1^2 K, \quad (3.1)$$

$$\alpha_{02} + n_e N_1 \langle \sigma_{12} \nu \rangle + N_4 A_{42} = N_2 \left\{ \frac{1}{\tau_{\theta}^{(2)}} + n_e [\langle \sigma_{21} \nu \rangle + \langle \sigma_{24} \nu \rangle + \langle \sigma_{23} \nu \rangle] \right\}, \quad (3.2)$$

$$\alpha_{03} + n_e N_1 \langle \sigma_{13} \nu \rangle + N_2 n_e \langle \sigma_{23} \nu \rangle = N_3 A_{31}, \quad (3.3)$$

$$\alpha_{04} + n_e N_1 \langle \sigma_{14} \nu \rangle + N_2 n_e \langle \sigma_{24} \nu \rangle = N_4 (A_{42} + A_{40}), \quad (3.4)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов.

Решая эту систему, получим

$$N_1 = \frac{\gamma}{2K} \left( \sqrt{1 + \frac{\psi}{K} \left( \frac{2K}{\gamma} \right)^2} - 1 \right), \quad (3.5)$$

где

$$\gamma = \left[ \frac{1}{\tau_{\theta}^{(1)}} + n_e (\langle \sigma_{12} \nu \rangle + \langle \sigma_{14} \nu \rangle) \right] - \frac{n_e^2 \left( \langle \sigma_{12} \nu \rangle + \frac{\langle \sigma_{14} \nu \rangle}{2} \right) (\langle \sigma_{21} \nu \rangle + \langle \sigma_{23} \nu \rangle)}{\left[ \frac{1}{\tau_{\theta}^{(2)}} + n_e \left( \langle \sigma_{21} \nu \rangle + \langle \sigma_{23} \nu \rangle + \frac{\langle \sigma_{24} \nu \rangle}{2} \right) \right]},$$

$$\psi = \alpha_{01} + \alpha_{03} + \left( \alpha_{02} + \frac{\alpha_{04}}{2} \right) \frac{n_e (\langle \sigma_{21} \nu \rangle + \langle \sigma_{23} \nu \rangle)}{\left[ \frac{1}{\tau_{\theta}^{(2)}} + n_e \left( \langle \sigma_{21} \nu \rangle + \langle \sigma_{23} \nu \rangle + \frac{\langle \sigma_{24} \nu \rangle}{2} \right) \right]},$$

$$N_2 = \frac{\alpha_{02} + \frac{\alpha_{04}}{2} + N_1 n_e \left( \langle \sigma_{12} \nu \rangle + \frac{\langle \sigma_{14} \nu \rangle}{2} \right)}{\left[ \frac{1}{\tau_{\theta}^{(2)}} + n_e \left( \langle \sigma_{21} \nu \rangle + \langle \sigma_{23} \nu \rangle + \frac{\langle \sigma_{24} \nu \rangle}{2} \right) \right]}. \quad (3.6)$$

Зная  $N_1$  и  $N_2$ , можно найти  $N_3$  и  $N_4$  из уравнений (3.3) и (3.4), однако аналитическое выражение для них ввиду их еще большей громоздкости в настоящей работе не приводится. Для рассматриваемой задачи отношение  $(\psi/K)(2K/\gamma)^2 < 1$ , и поэтому выражение (3.5) с достаточной степенью точности можно записать, разложив корень в ряд Тейлора и оставив только первые два члена разложения

$$N_1 \approx \frac{\psi}{\gamma}. \quad (3.7)$$

Экспериментально концентрация атомов на уровнях  $n=2$  определялась по поглощению спектральных линий методом двух идентичных трубок. Для этой цели в разрядной трубке использовались секции, в каждой из которых находился полый катод диаметром 2 см и длиной 10 см. В качестве анодов служили коаксиально расположенные цилиндры диаметром 3 см. Так как расчет дает число возбуждений для всей области полого катода, то и уравнения баланса должны быть написаны для всей области. В эксперименте также должна находиться концентрация возбужденных атомов во всей области. Для этого проводились измерения радиального хода концентрации атомов в состояниях  $2^3S_1$ ,  $2^1S_0$ ,  $2^3P_{012}$  и  $2^1P_1$  по поглощению линий 3889, 5016, 5876 и 6678 Å соответственно. Кривая поглощения для линии 3889 Å была взята из работы [18], для линии 5876 Å учет структуры рассчитывался аналогично. Полученный радиальный ход концентрации возбужденных атомов затем обрабатывался по методу, описанному в работе [15]. Сравнение экспериментальных и рассчитанных концентраций атомов на уровне с  $n=2$ , приведенных в табл. 2, позволяет сделать вывод, что согласие этих данных находится в пределах погрешностей эксперимента и расчета. Погрешности эксперимента в наших условиях составляют приблизительно  $\pm 20\%$ . Погрешности расчета определить гораздо труднее.

Таблица 2

Экспериментальные и теоретические значения концентраций атомов в состояниях с  $n=2$

| $i, \text{ MA}$ | $N_2^3S_1 \cdot 10^{12}$ |   |   | $N_2^1S_0 \cdot 10^{12}$ |   |   | $N_2^3P \cdot 10^{10}$ |   |   | $N_2^1P_1 \cdot 10^{10}$ |   |   |
|-----------------|--------------------------|---|---|--------------------------|---|---|------------------------|---|---|--------------------------|---|---|
|                 | $P, \text{ тор}$         |   |   |                          |   |   |                        |   |   |                          |   |   |
|                 | 1                        | 2 | 4 | 1                        | 2 | 4 | 1                      | 2 | 4 | 1                        | 2 | 4 |

Экспериментальные значения

|    |     |     |      |      |      |      |     |     |     |     |     |     |
|----|-----|-----|------|------|------|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| 20 | 4.4 | 9.3 | 10.2 | 0.84 | 0.93 | 0.87 | 3.1 | 4.0 | 2.2 | 2.2 | 3.1 | 2.5 |
| 40 | 6.0 | 12  | 13   | 1.3  | 1.1  | 0.8  | 7.8 | 5.3 | 6.0 | 8.4 | 8.7 | 6.8 |
| 80 | 8.1 | 15  | 17   | 1.6  | 1.4  | 0.85 | 16  | 12  | 9.4 | 17  | 22  | 9.3 |

Теоретические значения

|    |     |      |    |      |      |      |     |     |     |     |     |     |
|----|-----|------|----|------|------|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| 20 | 5.6 | 10.5 | 12 | 0.68 | 0.87 | 0.68 | 2.5 | 3.7 | 2.2 | 2.5 | 3.4 | 2.2 |
| 40 | 7.5 | 13.5 | 15 | 0.95 | 0.95 | 0.78 | 5.6 | 6.8 | 4.7 | 6.2 | 7.5 | 4.3 |
| 80 | 9.1 | 16.5 | 19 | 1.3  | 1.2  | 1    | 13  | 14  | 11  | 14  | 17  | 9.3 |

Они определяются главным образом погрешностями величин сечений, используемых для расчета чисел возбуждений.

При составлении уравнения баланса для нахождения концентрации атомов на уровнях  $3^3S_1$  и  $3^1S_0$  можно не учитывать процессы (2. 2) и (2. 4). В результате эти уравнения примут вид

$$\alpha_{0i} + \alpha_i^{\text{от}} = N_i A_{ik} = \frac{I_{ik}}{h\nu_{ik}}, \quad (3.8)$$

где  $I_{ik}$  — интенсивности линий, соответствующих переходам  $3^3S_1 \rightarrow 2^3P$  и  $3^1S_0 \rightarrow 2^1P_1$ .

Систему уравнений баланса для концентрации атомов на уровнях  $3^1P_1$  и  $3^1D_2$  можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{01} + \alpha_1^{\text{от}} &= N_1 N_0 (\langle \bar{\sigma}_{x_1} \nu \rangle + \langle \bar{\sigma}_{12} \nu \rangle) - N_2 N_0 \langle \bar{\sigma}_{21} \nu \rangle + N_1 A'_{1i}, \\ \alpha_{02} + \alpha_2^{\text{от}} &= N_2 N_0 (\langle \bar{\sigma}_{x_2} \nu \rangle + \langle \bar{\sigma}_{21} \nu \rangle) - N_1 N_0 \langle \bar{\sigma}_{12} \nu \rangle + N_2 A'_{2k}. \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

Решая эту систему относительно  $N_1$  и  $N_2$ , можно получить затем интенсивности линий 5016 и 6678 Å, соответствующих переходам  $3^1P_1 \rightarrow 2^1S_0$  и  $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$ .

Как видно из табл. 1, для уровня  $3^3P$  необходимо учитывать процессы (2. 2) и (2. 4). Тогда уравнение баланса для уровня  $3^3P$  примет вид

$$\alpha_{0i} + \alpha_i^{\text{от}} = N_i (A'_{ik} + N_0 [\langle \bar{\sigma}_{x_i} \nu \rangle + \langle \bar{\sigma}_{ik} \nu \rangle]). \quad (3.10)$$

Для уровня  $3^3D$  разрушение за счет спонтанного перехода значительно больше, чем разрушение вследствие процессов (2. 2) и (2. 4), поэтому уравнение баланса для концентрации атомов в состоянии  $3^3D$  имеет вид, аналогичный (3. 8).

На рис. 1 приведены величины экспериментальных и рассчитанных абсолютных интенсивностей линий для уровней с  $n=3$ . Интенсивности измерялись обычным методом [5]. Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений показывает, что их расхождение не превышает погрешности эксперимента  $\pm 20\%$ .

При составлении уравнений баланса для концентрации атомов на уровнях с  $n=4$  необходимо учитывать, помимо процессов, перечисленных в разд. II данной работы, тот факт, что для этих уровней, по мнению некоторых авторов [19], имеет место нарушение правила Вигнера для  $F$ -подуровней. Таким образом, нельзя, как раньше для подуровней с  $n=3$ , рассматривать изолированно системы синглетных и триплетных подуровней. Однако сечение перемешивания для уровней  $3^3F \rightleftharpoons 1^3F$  меньше, чем

для уровней  $F \approx D$ , и по этой причине в настоящей работе системы синглетных и триплетных уровней считались независимыми. При расчете концентрации атомов на уровнях  $4^1S_0$  и  $4^3S_1$ , как указывалось выше, можно не учитывать процесс (2. 2), и тогда уравнение баланса примет простой вид

$$\alpha_{0i} + \alpha_i^{\text{CT}} = N_i (A_{ik} + \langle \sigma_{x_{i \rightarrow k}} \nu \rangle N_0). \quad (3. 11)$$

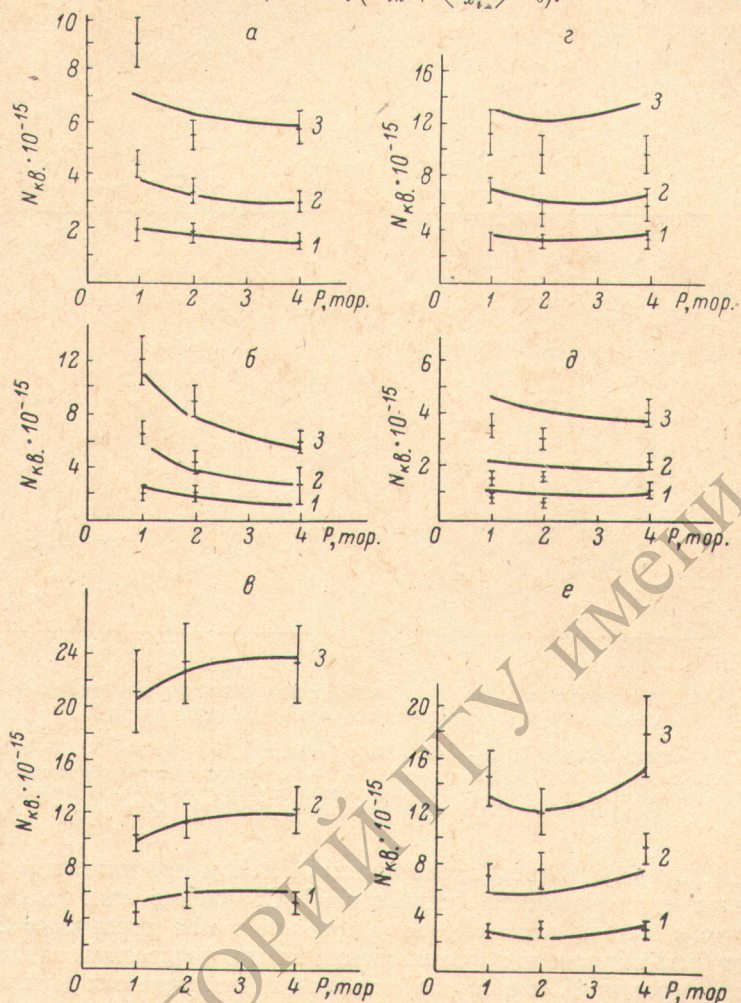


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические зависимости чисел квант, соответствующих переходам с подуровней с  $n=3$ .

$a - 3^1S_0 - 2^1P_1$ ,  $\lambda=7281 \text{ Å}$ ;  $б - 3^1P_1 - 2^1S_0$ ,  $\lambda=5016 \text{ Å}$ ;  $в - 3^1D_2 - 2^1P_2$ ,  $\lambda=6678 \text{ Å}$ ;  $г - 3^3S_1 - 2^1P_{012}$ ,  $\lambda=7065 \text{ Å}$ ;  $д - 3^3P_{012} - 2^3S_1$ ,  $\lambda=3889 \text{ Å}$ ;  $е - 3^3D_{23} - 2^1P_{012}$ ,  $\lambda=5876 \text{ Å}$ . Плавные кривые 1-3 соответствуют теоретическому расчету при разрядных токах 20, 40 и 80 мА, вертикальные отрезки соответствуют экспериментальным значениям.

Для нахождения концентрации атомов в состояниях  $4^1P$ ,  $4^1D$  и  $4^1F$  необходимо решать систему уравнений вида

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{01} + \alpha_1^{\text{CT}} &= N_1 [A'_{1i} + N_0 (\langle \sigma_{x_1 \nu} \rangle + \langle \sigma_{12 \nu} \rangle + \langle \sigma_{13 \nu} \rangle)] - \\ &\quad - N_2 N_0 \langle \sigma_{21 \nu} \rangle - N_3 N_0 \langle \sigma_{13 \nu} \rangle, \\ \alpha_{02} + \alpha_2^{\text{CT}} &= N_2 [A'_{2k} + N_0 (\langle \sigma_{x_2 \nu} \rangle + \langle \sigma_{21 \nu} \rangle + \langle \sigma_{23 \nu} \rangle)] - \\ &\quad - N_3 N_0 \langle \sigma_{31 \nu} \rangle - N_1 N_0 \langle \sigma_{12 \nu} \rangle, \\ \alpha_{03} &= N_3 [A'_{3j} + N_0 (\langle \sigma_{31 \nu} \rangle + \langle \sigma_{32 \nu} \rangle)] - N_1 N_0 \langle \sigma_{13 \nu} \rangle - N_2 N_0 \langle \sigma_{23 \nu} \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (3. 12)$$

где индексы 1, 2 и 3 относятся соответственно к  $4^1P$ -,  $4^1D$ - и  $4^1F$ -уровням. Число ступенчатых возбуждений и разрушение за счет процесса (2. 4)

$4^1F$ -уровня не было рассчитано ввиду отсутствия в литературе данных о сечениях этих процессов.

Расчет концентрации на уровнях  $4^3P$ ,  $4^3D$  и  $4^3F$  затруднен отсутствием данных в литературе о сечениях элементарных процессов для этих уровней.

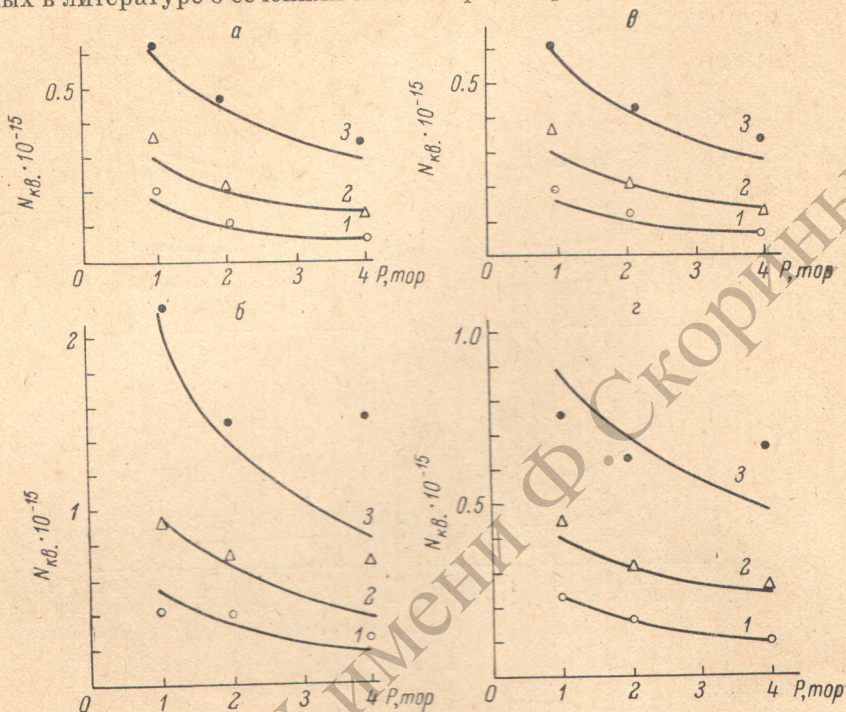


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические зависимости чисел квант, соответствующих переходам с подуровней с  $n=4$ .

а —  $4^1P_1 - 2^1S_0$ ,  $\lambda = 3964 \text{ Å}$ , б —  $4^1D_2 - 2^1P_1$ ,  $\lambda = 4922 \text{ Å}$ , в —  $4^1S_0 - 2^1P_1$ ,  $\lambda = 5048 \text{ Å}$ , г —  $4^3S_1 - 2^3P_{012}$ ,  $\lambda = 4713 \text{ Å}$ . Плавные кривые 1—3 соответствуют теоретическому расчету при разрядных токах 20, 40 и 80 мА; светлые и темные кружки, треугольники и квадраты — соответствующие экспериментальные значения.

На рис. 2 представлены экспериментальные и рассчитанные значения абсолютных интенсивностей линий с  $n=4$ . Сравнение этих величин показывает, что в большинстве случаев расхождение не превышает 20—30%, что может быть объяснено погрешностями как эксперимента, так и расчета. Однако для уровня  $4^1D$  наблюдается различие полученных данных, достигающее двух раз, при максимальных давлениях и токе. При этом давление по мере роста тока эта разница увеличивается. Такая же тенденция, но в меньшей степени наблюдается и для уровней  $4^1P$  и  $4^3S$ . К вопросу об этих расхождениях и о поведении более высоких уровней мы надеемся вернуться в следующей работе.

#### Литература

- [1] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, С. Н. Хворостовский. ЖТФ, 42, 1986, 1972.
- [2] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, С. Н. Хворостовский. ЖТФ, 43, 1488, 1973.
- [3] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, С. Н. Хворостовский, М. А. Ходорковский. ЖТФ, 45, 1834, 1975.
- [4] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, С. Н. Хворостовский, М. А. Ходорковский. ЖТФ, 45, 1839, 1975.
- [5] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, С. Н. Хворостовский. Опт. и спектр., 35, 422, 1973.
- [6] R. M. St. John, J. D. Jobe. Phys. Rev., 164, 117, 1967.
- [7] И. П. Запесочный. Астрофиз. ж., 43, 954, 1966.
- [8] V. Germa. J. Chem. Phys., 44, 3774, 1966.
- [9] H. K. Krotkov, R. Holt. Phys. Rev., 144, 82, 1966.

- [10] R. M. St. John, F. Miller, C. C. Lin. Phys. Rev., *A134*, 888, 1964.  
[11] И. П. Запесочный, Д. И. Фельдман. Укр. физ. ж., *10*, 197, 1965.  
[12] В. Е. Яхонтова. Вестн. ЛГУ, *10*, 27, 1959.  
[13] Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. Сечения возбужденных атомов и ионов электронами. «Наука», М., 1973.  
[14] N. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles. Atomic Transition Probabilities, *1*, Nat. Bur. Stand., 1969.  
[15] А. Благоев. Автореф. канд. дисс., Л., 1974.  
[16] R. M. St. John, J. D. Jobe. Phys. Rev., *A*, *5*, 1, 295, 1972.  
[17] H. F. Wellenstein, W. W. Robertson. J. Chem. Phys., *56*, 1072, 1972.  
[18] А. Тароян. Автореф. канд. дисс., Л., 1973.  
[19] R. L. Abrams, G. J. Wolga. Phys. Rev. Letters, *19*, 25, 1411, 1962.  
[20] Ю. З. Ионих, С. Э. Фриш. Опт. и спектр., *25*, 171, 1968.  
[21] Г. С. Кватер, О. В. Огинец, В. Б. Смирнов, С. А. Багаев. Опт. и спектр., *35*, 389, 1973.  
[22] M. P. Teter, F. E. Niles, W. W. Robertson. J. Chem. Phys., *44*, 8, 3018, 1966.  
[23] H. F. Wellenstein, W. W. Robertson. J. Chem. Phys., *56*, 1411, 1972.  
[24] K. A. Brigett, T. A. King. J. Phys., *E3*, 767, 1970.

Поступило в Редакцию 5 апреля 1976 г.