

Br/85

1674

**ПРОЦЕССЫ
ПЕРЕНОСА
ЭНЕРГИИ
В ПАРАХ
МЕТАЛЛОВ**

РИГА 1985

Министерство высшего и среднего специального образования
Латвийской ССР
Латвийский ордена Трудового Красного Знамени
государственный университет имени Петра Стучки
Проблемная лаборатория спектроскопии

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Латвийский государственный университет им. П.Стучки
Рига 1985

1674
УДК 539.186 + 539.196 + 621.383

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Процессы переноса энергии в парах металлов : Сборник научных трудов. - Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985. - 128 с.

В сборнике отражены результаты изучения квантовых эффектов в основном электронном состоянии двухатомных молекул, ионизации при столкновениях оптически возбужденных атомов в пучке, нелинейных интерференционных сигналов с уровня $2p_d$ неона, исследований паров серы, селена и теллура методом импульсного фотолиза. Теоретически рассчитаны межатомное взаимодействие атомов с несколькими открытыми оболочками, неадиабатические переходы при столкновениях возбужденных атомов второй группы с атомами инертных газов, эффект резонанса в передаче энергии возбуждения при столкновении щелочной молекулы с атомом. Описан метод аппроксимации для анализа контуров спектральных линий со сложной структурой и методы расчета параметров высокочастотных безэлектродных ламп. Сообщается о спектральных параметрах гелия в высокочастотном разряде, счетчике фотонов $FS-4$ и др. Работы выполнены в Латвийском и Ленинградском университетах, ИИХ и ФЭИ АН ЛатвССР.

Сборник рассчитан на научных работников, специализирующихся в области оптики и спектроскопии, физики низкотемпературной плазмы, квантовой электроники, квантовой химии, а также на студентов и аспирантов этих специальностей.

Табл. 6, ил. 39, библиогр. 144 назв.

Статьи, вошедшие в сборник, закончены и переданы в научную часть ЛГУ им. П. Стучки в сентябре 1984 года.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: д-р физ.-мат. наук, проф. Э. К. Краулина (отв. ред.), канд. физ.-мат. наук Э. М. Андерсон, канд. физ.-мат. наук, доц. М. Л. Янсон.

Печатается по решению Издательского совета
ЛГУ им. П. Стучки

П. 20403-011у 85.9.1704060000
М812(11)-85

© Латвийский
государственный
университет
им. П. Стучки, 1985



КВАНТОВЫЕ БИЕНИЯ В ОСНОВНОМ ЭЛЕКТРОННОМ СОСТОЯНИИ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ

Спектроскопия квантовых биений в излучении $/I/$, позволяющая определить величину расщепления интерферирующих состояний и константы релаксации когерентности, применялась для исследования основного электронного состояния двухатомных молекул в нелинейном варианте резонанса биений между магнитными подуровнями при гармонически модулированной по амплитуде лазерной оптической накачке $/2-4/$. Метод позволил определить фактор Ланде для отдельных ЭКВ-подуровней в $^{130}\text{Te}_2$ $/2/$ и $\text{K}_2/4/$. Однако наряду с таким преимуществом метода резонанса биений, как простота реализации гармонической модуляции лазерного луча, имеется и недостаток, заключающийся в том, что сам эффект проявляется в присутствии нелинейного возбуждающего светового поля, что затрудняет извлечение информации из сигнала, например, ввиду сдвига положения резонанса $/3/$.

Представляется полезным реализовать другой вариант квантовых биений - в переходном процессе после импульсной оптической накачки, когда биения возникают при поглощении либо флуоресценции, которые вызваны слабым пробным лучом, т. е. в области линейного отклика ансамбля, например в области $t > t_0$ (рис. 1а). Наиболее корректным является использование короткого импульса шириной $T \ll \tau^{-1}$, где τ - скорость релаксации когерентности ЭКВ-уровня ψ^u, J^u , опустошенного в процессе поглощения с него лазерных квантов. Если использовать геометрию возбуждения, соответствующую показанной на рис. 1б, то (в классическом представлении) мгновенно оптически выстроенные магнитные моменты основного состояния (рис. 2а) после действия импульса прецессируют вокруг внешнего магнитного поля $H \parallel OZ$ с ларморовой частотой ω . В связи с этим коэффициент поглощения пробного луча, вызывающего переход с того же уровня ψ^u, J^u и имеющего ту же по-

ляризацию, будет испытывать гармоническую модуляцию с той же частотой и затухающей с постоянной \dot{J} - амплитудой. Такие же колебания будут наблюдаться в интенсивности лазерно-возбужденной флуоресценции (ЛИФ).

Однако реализация в эксперименте такой ситуации сталкивается с некоторыми техническими сложностями. Так, необходимо сочетать малую длительность лазерного импульса (десятки наносекунд при $\dot{J} \sim 10^6$ с) и его достаточно большую для создания заметного опустошения мощность с очень узким частотным интервалом (нередко менее гигагерца) для селективного возбуждения ЭКВ-перехода $(\nu'', J'') \rightarrow (\nu', J')$. При этом желательно обеспечить достаточную частоту повторения импульсов (5-10 кГц), требующуюся для регистрации кинетики малых интенсивностей ЛИФ при небольших давлениях методом задержанных совпадений. Это побудило нас рассмотреть возможность регистрации квантовых биений в переходном процессе после обрыва широкого лазерного импульса прямоугольной формы длительностью $T \gg \dot{J}^{-1}$ (см. рис. 1а). Кинетика такого переходного процесса исследована нами ранее [5, 6] с целью прямого измерения скорости релаксации \dot{J} опустошенного (ν'', J'') - уровня

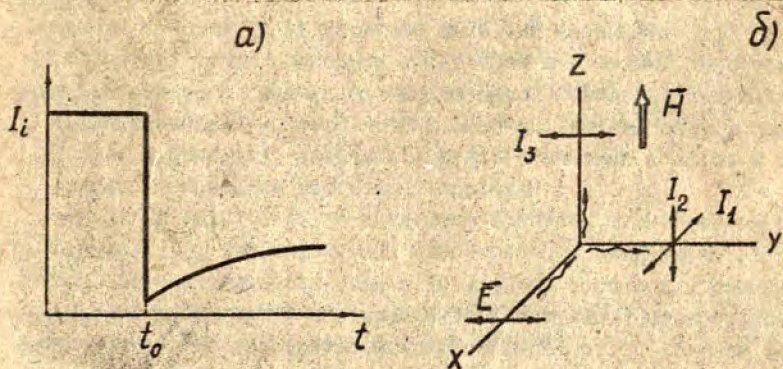


Рис. 1. Временная зависимость интенсивности ЛИФ I_i в переходном процессе после ослабления возбуждения при $t = t_0$ (а) и геометрия эксперимента (б).

к равновесному состоянию. Однако, как будет показано в дальнейшем изложении, возможность наблюдения биений в таком процессе зависит от соотношения между \dot{f} и ω . Если $\omega \ll \dot{f}$, то картина распределения угловых моментов \vec{J} при установившейся оптической накачке ($t < t_0$, см. рис. 1а) будет практически такая же, как и в отсутствие магнитного поля ($H = \omega = 0$, см. рис. 2а). В переходном процессе ($t > t_0$) после ослабления возбуждения распределение "заплывет" до изотропного, не успев повернуться вокруг $\vec{H} \parallel OZ$, т.е. биения наблюдаться не будут. Если, наоборот, $\omega \gg \dot{f}$, то распределение \vec{J} при $t < t_0$ уже изотропно (см. рис. 2б), и биения после ослабления луча, естественно, также не будут наблюдаться. При $\omega \sim \dot{f}$ стационарное распределение \vec{J} имеет вид, подобный изображенному на рис. 2б, т.е. по сравнению с рис. 2а имеется частичное "заплывание" опустошенных направлений \vec{J} и одновременно поворот оси распределения на некоторый угол ψ . Следовательно, в этом случае после ослабления луча, т.е. в области $t > t_0$, можно надеяться зарегистрировать биения, хотя их амплитуда будет уменьшена, и на фоне "заплывания" из-за релаксации успеет заметно проявиться примерно один период колебаний.

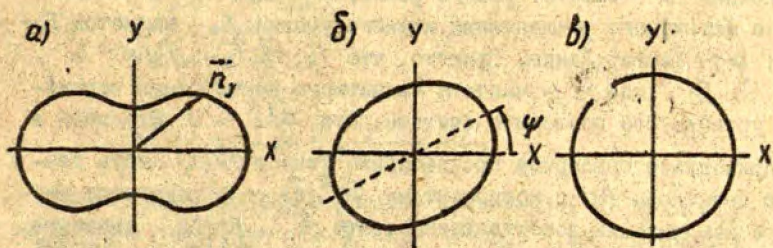


Рис. 2. Распределение угловых моментов основного состояния \vec{J} при стационарном оптическом выстраивании (а - поглощение линейно поляризованного луча с $\vec{E} \parallel OY$): а - $\omega \ll \dot{f}$; б - $\omega \sim \dot{f}$; в - $\omega \gg \dot{f}$.

Приведем расчет ожидаемых сигналов для ситуации, изображенной на рис. 1, используя приближенное решение системы уравнений движения поляризационных моментов (ПМ), записанной для оптической накачки "опустошением" определенного ЭКВ - уровня ψ^x , J^x основного электронного состояния с большим угловым моментом $J^x \gg 1$. Так как система уравнений, упрощающие предположения и техника решения методом разложения в ряд подробно описаны ранее [2, 6, 7], здесь изложим их кратко.

Систему уравнений для ПМ основного состояния φ_q^x и возбужденного состояния f_q^k запишем в виде

$$f_q^k = \frac{\Gamma_p}{\Gamma_k} \sum_{x \neq k}^k \mathcal{F}^{x \neq k} \left\{ \Phi^{(x)} \otimes \varphi^{(x \neq k)} \right\}_q^k; \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_q^x}{dt} = & -\Gamma_p \sum_{x \neq x'}^x A^{x \neq x'} \left\{ \Phi^{(x)} \otimes \varphi^{(x \neq x')} \right\}_q^x + \gamma_0^{(0)} \varphi_0^{(0)} - \\ & - \gamma_x \varphi_q^x + i q \omega \varphi_q^x. \end{aligned} \quad (1b)$$

Здесь Γ_p - скорость поглощения; Γ_k, γ_x - скорости релаксации ПМ соответствующего ранга; $\omega = \mu_0 g H / \hbar$ - частота магнитного расщепления нижнего уровня; μ_0 - магнетон Бора; g - фактор Ланде. Принято, что $\Gamma_p \ll \Gamma_k$, $\gamma_x \ll \Gamma_k$, $\Gamma_k \gg \Omega$, где Ω - частота магнитного расщепления верхнего уровня. Это позволило считать, что $\frac{df_q^k}{dt} = 0$. Входящий в неприводимое тензорное произведение тензор $\Phi^{(x)}$ есть тензор Дьяконова [8] с компонентами $\Phi_x^x(\vec{e})$ для заданного вектора поляризации возбуждающего света \vec{e} . Когда значение углового момента $J \rightarrow \infty$, коэффициенты ${}^x A^{x \neq x'}$ и ${}^k \mathcal{F}^{x \neq k}$ совпадают, и их можно выразить через коэффициенты Клебша - Гордана как

$${}^x A^{x \neq x'} = (-1)^\Delta \sqrt{\frac{(2x+1)(2x'+1)}{2x+1}} \begin{matrix} C_{1\Delta}^{x0} \\ C_{1-\Delta}^{x0} \end{matrix} \begin{matrix} C_{x0}^{x'0} \\ C_{x0}^{x'0} \end{matrix}, \quad (2)$$

где $\Delta = J' - J''$. Таблица значений A приведена в работе [3]. Член $\int_0^{t_0} \varphi_q^{sc}$ в уравнении (16) описывает восстановление заселенности при соударениях с соседними равно-весно-заселенными уровнями.

Схема решения уравнений (1a) и (16) такова. Вначале из (16) определяют развитие во времени $\varphi_q^{sc}(t-t_0)$ при $t > t_0$ (см. рис. 1a). Затем, подставляя их в уравнение (1a), определяют f_a^k , что позволяет рассчитать наблюдаемую в эксперименте величину - интенсивность ЛИФ с определенной поляризацией \vec{e}_i' согласно

$$I(\vec{e}_i') \sim (-1)^\Delta \sum_K \sqrt{2K+1} C_{1-\Delta}^{K0} \frac{1}{\Delta} \sum_a (-1)^a f_a^k \Phi_{-a}^k(\vec{e}_i'). \quad (3)$$

Стационарное уравнение (16) при $\frac{d\varphi_q^x}{dt} = 0$ (во время действия опустошающего импульса, т.е. при $t < t_0$ - см. рис. 1a) решаем разложением в ряд по степеням параметра $\frac{\Gamma_p}{J_0}$, считая, что в нулевом приближении $\varphi_q^x = \delta_{x0} \delta_{q0}$. Подставляя $\varphi_0^{(0)} = I$ в тензорное произведение из уравнения (16), получаем первое приближение:

$$\begin{aligned} \varphi_0^{(1)} &= 1 - \frac{1}{3} \frac{\Gamma_p}{J_0}; \\ \varphi_0^{(2)} &= \frac{1}{15} \frac{\Gamma_p}{J_2}; \\ \varphi_{\pm 2}^{(2)} &= \frac{1}{5\sqrt{6}} \frac{\Gamma_p (J_2 \pm 2i\omega)}{J_2^2 + 4\omega^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Далее решаем дифференциальное уравнение (16) при $t > t_0$ с начальными условиями для φ_q^x при $t < t_0$, что приводит к выражениям

$$\begin{aligned} \varphi_0^{(1)}(t) &= 1 - \frac{1}{3} \frac{\Gamma_p}{J_0} e^{-J_0(t-t_0)}; \\ \varphi_0^{(2)}(t) &= \frac{1}{15} \frac{\Gamma_p}{J_2} e^{-J_2(t-t_0)}; \\ \varphi_{\pm 2}^{(2)}(t) &= \frac{1}{5\sqrt{6}} \frac{\Gamma_p (J_2 \pm 2i\omega)}{J_2^2 + 4\omega^2} e^{-(J_2 \mp 2i\omega)t}. \end{aligned} \quad (5)$$

Соответствующие выражения для f_a^k в этом приближении можно получить, подставляя выражение (5) в уравнение (1а). Чтобы далее перейти к расчету сигналов ЛИФ по формуле (4), обратимся к конкретным вариантам геометрии наблюдения (см. рис. 1б). Вначале рассмотрим случай, когда регистрируется сигнал I_1 . Здесь и далее примем, что все скорости релаксации не зависят от ранга ПМ, т.е. $\Gamma_k = \Gamma$, $\gamma_{\alpha} = \gamma$. С учетом конкретного вида $\Phi_j^k(\vec{e}_i')$ получим (с точностью до постоянного множителя и нормировкой на единицу при $t-t_0 \rightarrow \infty$)

$$I_1 = 1 - \frac{3}{7} \frac{\Gamma_p}{\gamma} e^{-\gamma(t-t_0)} \quad (6)$$

Из уравнения (6) видно, что, по крайней мере в данном приближении, в сигнале ЛИФ I_1 не присутствует гармонически модулированная составляющая. Зависимость I_1 от времени $t-t_0$, рассчитанная при $\gamma = \Gamma_p = 10^6 \text{ с}^{-1}$, приведена на рис. 3, кривая 1. Следует отметить, что при таком значении "малого" параметра $\Gamma_p/\gamma = 1$ рассматриваемое приближение является весьма грубым и может дать лишь приблизительную картину. Этот вопрос подробнее рассмотрен в [2,3].

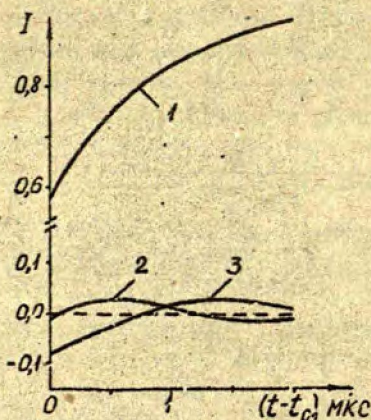


Рис.3. Изменение интенсивности ЛИФ I_1 (1) и линейной комбинации I_{LK} (2,3) в зависимости от времени $t-t_0$ после ослабления возбуждения.

Выражения для сигналов I_2 и I_3 (см. рис. 16) имеют вид

$$I_2 = 1 - \frac{2}{7} \frac{G_p}{f} e^{-f(t-t_0)} - \frac{1}{7} \frac{G_p}{\sqrt{f^2 + 4\omega^2}} \cos[2\omega(t-t_0) + \psi] e^{-f(t-t_0)} \quad (7)$$

$$I_3 = 3 - \frac{9}{7} \frac{G_p}{f} e^{-f(t-t_0)} - \frac{6}{7} \frac{G_p}{\sqrt{f^2 + 4\omega^2}} \cos[2\omega(t-t_0) + \psi] e^{-f(t-t_0)} \quad (8)$$

В интенсивностях ЛИФ I_2 и I_3 присутствует осциллирующий член, содержащий частоту биений 2ω и фазу тригонометрической функции ψ (см. также рис. 26), определяемую как

$$\psi = \arctg \frac{2\omega}{f} \quad (9)$$

Вклад k гармонически модулированной составляющей (третье слагаемое) по отношению к экспоненциальной (второе слагаемое) максимален при $\omega/f \rightarrow 0$ и составляет 0,5 для I_2 и 2/3 для I_3 . С ростом ω/f величина k убывает (см. рис. 4), что находится в согласии с приведенными выше качественными рассуждениями в связи с рис. 2. Необходимость обрабатывать сигналы в ситуации, когда $\omega \sim f$, делает весьма желательным устранить или по крайней мере заметно ослабить экс-

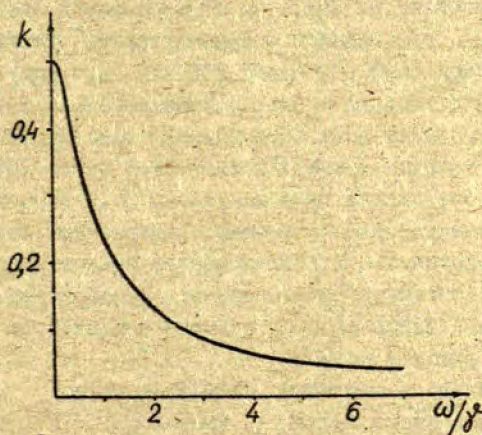


Рис. 4. Относительная амплитуда гармонической модуляции для сигнала I_2 в зависимости от ω/f .

пониженную подложку. Для этого можно, например, регистрировать в эксперименте оба сигнала I_2 и I_1 , что достигается просто поворотом на 90° анализатора, и затем перейти к линейной комбинации вида $I_{LK} = 1,5 I_2 - I_1 - 0,5$. В I_{LK} в использованном при выводе выражений (6)-(8) приближении отсутствует экспоненциальная подложка и наблюдаются осцилляции с экспоненциально убывающей амплитудой вокруг среднего значения $I_{LK} = 0$, см. рис. 3, где кривые 2 и 3 рассчитаны при $\omega = 1,5 \gamma$ и $\omega = 0,5 \gamma$ соответственно. Видно, что кривая 2 предпочтительнее для регистрации биений, а при дальнейшем росте ω/γ амплитуда колебаний довольно быстро убывает, см. рис. 4.

Экспериментальная установка в основном подобна использованной при регистрации кинетики переходного процесса в /5, 6/. Основное отличие установки, использованной в настоящем эксперименте, состоит в том, что ячейка, содержащая металлический натрий, помещалась между полюсами электромагнита, образующего поле величиной до 7000 Гс. Флуоресценция наблюдалась в геометрии, соответствующей I_1, I_2 на рис. 1б. Оптический переход в молекуле Na_2 ($\psi''=3, J''=43$) $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow (\psi'=6, J'=43) B^1\Pi_u$ возбуждался при поглощении квантов лазерного излучения с длиной волны 488,0 нм от аргонового лазера Spectra-Physics 171, работавшего в одночастотном режиме генерации при выходной мощности около 400 мВт. Луч модулировался по амплитуде с помощью электрооптического модулятора МЛ-3 в виде прямоугольных импульсов длиной около 30 нс, частотой 9 кГц, с фронтом спада длительностью около 100 нс. Глубина модуляции составляла приблизительно 5:1. Кинетика ЛИФ на линии Q_{13} регистрировалась методом задержанных совпадений в варианте однофотонного статистического анализа. Временное распределение одноэлектронных импульсов преобразовывалось в амплитудное и анализировалось с помощью анализатора импульсов АИ-256-6 с выходом на ЦПУ.

При измерениях попеременно регистрировалась кинетика возбуждающего лазерного импульса, сигналов I_1 и I_2 при включенном внешнем магнитном поле H . Затем те же сигналы регистрировались при $H=0$.

При обработке, аналогичной выполнявшейся в /5, 6/, учтены

ввалась коррекция на форму возбуждающего импульса и на невыполнение условий однофотонного статистического анализа. Полученные значения I_1 и I_2 нормировались на одинаковое суммарное количество импульсов во всех каналах. При этом их разность $1,5 I_2 - I_1$ должна содержать только гармонически модулированную составляющую (в используемом при расчетах приближении). Вид экспериментально полученной при $\nu=4180$ Гс. температуре отрезка с натрием 268°C зависимости, а также расчетные данные приведены на рис.5. Хотя сигнал сильно зашумлен, представляется, что он демонстрирует наличие магнитных квантовых биений от уровня $\nu^u=3$, $J^u=43$ основного электронного состояния Na_2 в переходном процессе на фоне экспоненциальной подложки. Последнее может быть связано с неточностью используемого при получении формул (6)–(9) приближения, а также с погрешностями при нормировке, например, в связи с учетом немодулированного фона в ЛИФ. С учетом этого численно смоделирована линейная комбинация $I_{LK}^{\text{теор}}$ вида

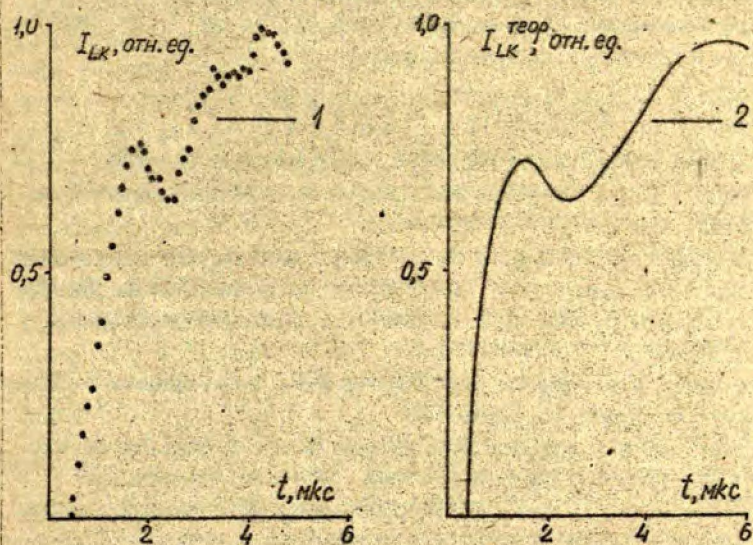


Рис.5. Линейная комбинация экспериментально зарегистрированных сигналов кинетики переходного процесса (1) и расчетная кривая (2).

$$I_{2k}^{теор} = A - B e^{-\gamma(t-t_0)} - C e^{-\beta(t-t_0)} \cos[2\omega(t-t_0) + \psi], \quad (10)$$

где параметр $\gamma = 0,7 \cdot 10^{+6} \text{ с}^{-1}$ определялся при обработке чисто экспоненциального сигнала при $H=0$, частота ω соответствовала значению фактора Ланде для X - состояния Na_2 из работы /9/, равному $2,09 \cdot 10^{-5}$, и тогда фаза ψ определялась согласно (9). В связи с обсужденными выше причинами отношение коэффициентов B/C , характеризующее относительный вклад остаточного экспоненциального слагаемого к гармоническому члену, варьировалось. На рис.5 приведена зависимость (кривая 2), рассчитанная при $B/C = 1,4$. Видно, что кривые 1 и 2, рис.5, показывают качественное согласие, приемлемое в рамках использованного при расчетах приближения.

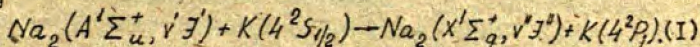
Эксперимент носит предварительный, демонстрационный характер. Если в дальнейшем удастся значительно улучшить отношение сигнала к шуму, то можно надеяться использовать предлагаемую методику для одновременного определения скорости релаксации γ и фактора Ланде уровня J'' , J' основного электронного состояния двухатомных молекул.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Александров Е.В. - УФН, 1972, т. 107, вып. 4, с. 592-622.
2. Ferber R.S., Okunevich A.I., Shmit O.A. et al. - Chem. Phys. Lett., 1982, vol. 90, p. 476-480.
3. Аболтиньш А.Р., Фербер Р.С. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1983, с. 28-39.
4. Аузиньш М.П., Фербер Р.С. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, вып. 6, с. 376-378.
5. Аузиньш М.П., Пирагс И.Я., Фербер Р.С. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, вып. 10, с. 589-592.
6. Auzin'sh M.P., Ferber R.S., Pirags I.Ya. - J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1983, vol. 16, p. 2759-2771.
7. Аузиньш М.П. - Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. наук, 1984, № 1, с. II-15.
8. Дьяконов М.И. - ЖЭТФ, 1964, т. 47, вып. 6, с. 2213-2221.
9. Brooks L.A., Anderson C.N., Ramsay N.F. - Phys. Rev., 1964, vol. 136A, N 1, p. 62-68.

ЭФФЕКТ РЕЗОНАНСА В ПЕРЕДАЧЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ
 ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ДВУХАТОМНОЙ ЩЕЛОЧНОЙ МОЛЕКУЛЫ
 С АТОМОМ

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по измерению эффективных сечений процессов передачи энергии возбуждения (ПЭВ) при столкновении возбужденной молекулы щелочного димера и атома. Большинство экспериментов проводилось в условиях, когда было возможно определить только суммарные эффективные сечения ПЭВ, усредненные по распределению реагентов по начальным состояниям и скоростям и просуммированные по возможным конечным состояниям продуктов. Подробная интерпретация целого ряда подобных процессов была дана нами ранее /1-3/. Использование методов лазерной спектроскопии позволило в последнее время детализировать ряд процессов ПЭВ, в частности, удалось измерить сечения передачи энергии с отдельных колебательно-вращательных уровней возбужденной молекулы. Например, в проблемной лаборатории спектроскопии ЛГУ им. П.Стучки в смеси паров натрия и калия в результате облучения различными линиями гелий-неонового и криптонового лазера возбуждались отдельные уровни $A' \Sigma_u^+$ - состояния молекулы Na_2 . Передача энергии возбуждения обнаруживалась по высвечивающую резонансных D - линий атомарного калия $4^2P_{1/2,3/2} - 4^2S_{1/2}$. В условиях эксперимента единственным возможным каналом заселения 4^2P_j - уровней атома калия являлась столкновительная передача энергии от возбужденной молекулы $Na_2 (A' \Sigma_u^+)$ по схеме



Эксперимент позволил определить эффективное сечение ПЭВ с отдельного $V' J'$ - уровня молекулы Na_2 , а сканирование по различным колебательно-вращательным уровням состояния $A' \Sigma_u^+$ дало возможность определить зависимость сечения от дефекта резонанса $\Delta \mathcal{E}$.

В связи с подобными экспериментами представляет интерес выполнение расчета эффективного сечения ПЭВ от двухатомной молекулы к атому и выяснение его зависимости от основных параметров реагентов и условий протекания процесса. В общем случае процедура расчета сечения сводится к решению системы связанных дифференциальных уравнений для амплитуд вероятности нахождения возбуждения у молекулы или у атома. Для процессов с участием молекул число связанных уравнений оказывается настолько большим, что даже использование современных ЭВМ не дает возможности решить задачу. В связи с этим несомненный интерес представляют модельные подходы, позволяющие путем отказа от излишней детализации сформулировать задачу таким образом, что возможно либо аналитическое, либо сравнительно простое численное решение. В задачах теории столкновений такое упрощение возможно, так как в эксперименте обычно не различаются состояния с различными значениями квантового числа M проекции полного момента молекулы J . Это позволяет, используя предложенный Рабицем метод эффективного потенциала /4/, получить аналитическое выражение для эффективного сечения ПЭВ от двухатомной молекулы к атому.

Сформулируем вкратце основные этапы расчета, следуя в основном методике, предложенной в работе /4/. В квазиклассическом приближении сечение процесса ПЭВ определяется как

$$\sigma_n = 2\pi \int_0^{\infty} P(b) b db, \quad (2)$$

где b - прицельный параметр; а $P(b)$ - вероятность процесса. Вероятность перехода в первом порядке теории возмущений удобно представлять через амплитуду перехода

$$S(b) = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i \hat{H}_0 t / \hbar) V(t) \exp(i \hat{H}_0 t / \hbar) dt. \quad (3)$$

Здесь $V(t)$ - зависящий от времени потенциал межмолекулярного взаимодействия; \hat{H}_0 - оператор невозбужденной системы атом + молекула. Интегрирование по времени охватывает весь процесс столкновения, причем минимум межмолекулярного расстояния $R(t)$ соответствует значению $t = 0$. В общем случае вероятность перехода при столкновении из состояния $\langle v' J' j' |$ в состояние $\langle v' J' j' |$ выражается в виде ряда матричных элементов оператора $S(b)$ по всем возможным про-

екциям моментов J и j на выбранную ось квантования (здесь J - вращательный момент молекулы; j - момент атома; знак $'$ относится к начальному, знак $''$ - к конечному состоянию системы). Поскольку зависимость сечения ПЭВ от проекций моментов достаточно слабая, можно использовать приближение эффективного потенциала $V_{эф}(t)$ Рабица. В этом приближении вероятность перехода определяется просто как квадрат модуля матричного элемента амплитуды вероятности перехода между начальным и конечным состояниями системы:

$$P_{эф}(v'J'j' \rightarrow v''J''j'') = |\langle v'J'j' | S(b) | v''J''j'' \rangle|^2 =$$

$$= |-i\hbar^{-1} \langle v'J'j' | \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp(-\frac{iH_0^{эф}t}{\hbar}) V_{эф}(t) \exp(\frac{iH_0^{эф}t}{\hbar}) | v''J''j'' \rangle|^2 \quad (4)$$

В приближении эффективного потенциала спектр оператора $H_0^{эф}$ совпадает со спектром оператора H_0 , т.е.

$$\langle v'J'j' | H_0^{эф} | v''J''j'' \rangle = \varepsilon_{v'J'} \delta_{J'J''} \delta_{j'j''} + \varepsilon_{j'} \delta_{j'j''} \quad (5)$$

С учетом уравнения (5) формулу (4) представим в виде

$$P_{эф}(v'J'j' \rightarrow v''J''j'') =$$

$$= |-i\hbar^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp \frac{i\Delta\varepsilon}{\hbar} t \langle v'J'j' | V_{эф}(t) | v''J''j'' \rangle|^2 \quad (6)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{v'J'} + \varepsilon_{j'} - \varepsilon_{v''J''} - \varepsilon_{j''}$ есть дефект резонанса.

Оператор взаимодействия в рассматриваемом случае процесса (I) отвечает взаимодействию двух диполей и имеет вид

$$V(R) = \frac{\vec{D}_1 \vec{D}_2 - 3(\vec{D}_1 \vec{n})(\vec{D}_2 \vec{n})}{R^3}, \quad (7)$$

где \vec{D}_1 - оператор дипольного момента молекулы; \vec{D}_2 - оператор дипольного момента атома; \vec{n} - единичный вектор в направлении оси, соединяющей центр молекулы с ядром атома; R - межмолекулярное расстояние. В этом случае матричные элементы эффективного гамильтониана принимают вид

$$\langle v' j' i' | V_{эф}(R) | v'' j'' i'' \rangle = S_{v'v''} \langle j' i' | V_{эф}(R) | j'' i'' \rangle \cdot$$

$$= S_{v'v''} \frac{d_1 d_2}{R^3} \left(\frac{\rho}{3}\right)^{1/2} [(2j'+1)(2j'+1)(2j''+1)(2j''+1)]^{1/4} \times \quad (8)$$

$$\times \exp \left\{ \frac{i\sqrt{t}}{2} [|j'+j''-j'-j''| + |j'+j''+j'+j''|] \right\} \begin{pmatrix} j' & i' & j'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j' & i' & j'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где $S_{v'v''}$ - интеграл перекрытия между колебательными волновыми функциями молекулы, соответствующими начальному и конечному состояниям молекулы; d_1 и d_2 - матричные элементы дипольного момента молекулы и атома соответственно. Подставляя выражение (8) в формулу (6) и используя приближение прямолинейной траектории для сталкивающихся частиц, для которого $R = (b^2 + v^2 t^2)^{1/2}$, где v - относительная скорость частиц, для эффективной вероятности получим выражение

$$P_{эф}(v' j' i' \rightarrow v'' j'' i'') = \kappa^{-2} (S_{v'v''})^2 (d_1 d_2)^2 \frac{\rho}{3} \times$$

$$\times [(2j'+1)(2j'+1)(2j''+1)(2j''+1)]^{1/2} \begin{pmatrix} j' & i' & j'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} j' & i' & j'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \times \quad (9)$$

$$\times \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i \frac{\Delta \epsilon}{\kappa} t) dt}{(b^2 + v^2 t^2)^{3/2}} \right|^2.$$

Входящий в эту формулу интеграл, как показано в работе /5/, может быть выражен через модифицированную функцию Бесселя $K_1(x)$, где $x = \frac{\Delta \epsilon b}{\kappa v}$, а именно:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i \frac{\Delta \epsilon}{\kappa} t) dt}{(b^2 + v^2 t^2)^{3/2}} = 2 \frac{\Delta \epsilon b}{\kappa v} K_1 \left(\frac{\Delta \epsilon b}{\kappa v} \right) / v b^2. \quad (10)$$

Подставляя выражение (10) в формулу (9), получаем окончательное выражение для вероятности перехода:

$$P_{эф}(v' j' i' \rightarrow v'' j'' i'') = \frac{1}{3} \frac{d_1^2 d_2^2}{\kappa^2 v^2 b^4} (S_{v'v''})^2 \begin{pmatrix} j' & i' & j'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \times$$

$$\times \begin{pmatrix} j' & i' & j'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 [(2j'+1)(2j'+1)(2j''+1)(2j''+1)]^{1/2} \left(\frac{\Delta \epsilon b}{\kappa v} \right)^2 \quad (11)$$

$$K_1^2 \left(\frac{\Delta \epsilon b}{\kappa v} \right) = \frac{A^2}{B^4} \alpha^2 K_1^2(\alpha),$$

где введено обозначение $\alpha = \frac{\Delta \xi b}{h v}$ и $f = \frac{g}{3} \frac{d_j^2 d_0^2}{h^2 v^2} (S_{v'v})^2 \times$
 $\times \begin{pmatrix} j' & 1 & j'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} j' & 1 & j'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 [(2j'+1)(2j'+1)(2j'+1)(2j''+1)]^{1/2}$.

Следуя работе Накамуры /6/, заменим последнее выражение величиной

$$P_{эф}(v' j' j'' \rightarrow v'' j' j'') = \sin^2 \left[\frac{f}{b^2} \alpha K_1(\alpha) \right]. \quad (12)$$

Тогда для эффективного сечения передачи возбуждения получим

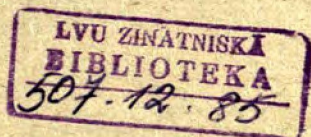
$$\sigma_n = 2\pi \int_0^\infty b db \sin^2 \left[\frac{f}{b^2} \alpha K_1(\alpha) \right]. \quad (13)$$

Для оценки этого интеграла воспользуемся методом, предложенным Фирсовым /7/. Введем обозначение $\zeta(b) = \frac{f}{b^2} \alpha K_1(\alpha)$. При прицельных параметрах, для которых $\zeta(b) \gg 1$, $\sin^2 \zeta(b)$ можно заменить $1/2$, т.е. в этой области сечение не зависит от вида $\zeta(b)$ и определяется видом $\zeta(b)$ в области, где $\zeta(b) \sim 1$. При тепловых скоростях это осуществляется при больших прицельных параметрах, поэтому сечение можно представить в виде

$$\sigma_n = \frac{\pi b_0^2}{2} + \int_{b_0}^\infty 2\pi b db \sin^2 \zeta(b), \quad (14)$$

где b_0 определяется из условия $\zeta(b_0) = \frac{e^{-c}}{2} = 0,28$, а остаточный член легко оценить, используя асимптотику для функции $\zeta(b)$. В рассматриваемом случае его вклад в сечение оказался небольшим и поэтому при численной оценке величины σ_n не учитывался. Для расчета величины b_0 воспользуемся разложением функции $K_1(\alpha)$ в ряд

$$K_1(\alpha) = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} e^{-\alpha} \left[1 + \frac{g}{8\alpha} + \dots \right]. \quad (15)$$



Ограничиваясь первыми членами этого ряда, получим

$$\zeta(b) \approx \frac{f \Delta \varepsilon}{b \hbar \nu} \sqrt{\frac{I \hbar \nu}{2b \Delta \varepsilon}} \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon b}{\hbar \nu}\right). \quad (16)$$

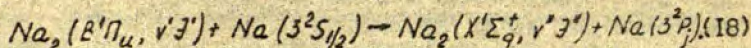
Искомую величину b_0 найдем тогда из решения уравнения

$$\frac{f}{b_0^{3/2}} \sqrt{\frac{I \Delta \varepsilon}{2 \hbar \nu}} \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon b_0}{\hbar \nu}\right) = 0,28. \quad (17)$$

Подставляя полученное численное значение b_0 в формулу (14), определим эффективное сечение ПЭВ.

Как видно из полученных формул, сечение зависит от двух параметров - дефекта резонанса $\Delta \varepsilon$ и интеграла перекрытия колебательных волновых функций молекулы для молекулярного перехода $v' - v''$ (или, что то же самое, фактора Франка-Кондона $q_{v'v''}$). Сечение оказывается значительным только при одновременном выполнении двух условий: малый дефект резонанса ($\Delta \varepsilon \sim 10 \text{ см}^{-1}$ и менее) и сравнительно большое значение фактора Франка-Кондона ($q_{v'v''} \sim 0,02$ и более).

Такая зависимость сечений от $\Delta \varepsilon$ и $q_{v'v''}$ позволяет объяснить наблюдаемые экспериментально небольшие сечения ПЭВ в тех случаях, когда дефект резонанса мал, но одновременно и факторы Франка-Кондона малы, как, например, для процес-



В случае же процесса (I) для ряда переходов (см. таблицу I) указанные условия выполняются одновременно, и именно для этих случаев сечения ПЭВ оказываются большими. Для переходов с известными факторами Франка-Кондона сечения ПЭВ нами были рассчитаны, и сравнение с экспериментом показало хорошее согласие модельных расчетов с измеренными значениями.

Т а б л и ц а I

Эффективные сечения ПЭВ для процесса (I), рассчитанные теоретически в приближении эффективного потенциала в зависимости от параметров дефекта резонанса $\Delta \epsilon$ и факторов Франка-Кондона $q_{v'v''}$

v'	v''	v'	v''	$\Delta \epsilon, \text{см}^{-1}$	$q_{v'v''}$	$\sigma_n \cdot 10^{-14}, \text{см}^2$
14	45	22	46	5,05	0,0346	9,1
25	87	32	88	4,99	0,0184	7,9
22	86	29	87	15,01	0,0244	2,2
16	17	25	16	18,34	0,0441	1,9

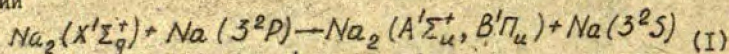
С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Грушевский В.Б. - В кн.: Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1975, вып. 5, с. 77-94.
2. Грушевский В.Б., Клявиньш Я.П., Янсон М.Л. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1981, с. 21-30.
3. Колейкина Э.К., Янсон М.Л., Смирнов Б.М. - В кн.: Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1975, вып. 5, с. 95-104.
4. Habitz H. - J. Chem. Phys., 1972, vol. 57, N 4, p. 1718-1725.
5. Gray C.G., Van Kranendonk I. - Can. J. Phys., 1966, vol. 44, p. 2411-2430.
6. Nakamura H. - Mol. Phys., 1973, vol. 25, p. 577-602.
7. Бирсов О.Б. - ЭТФ, 1951, т. 21, с. 1001-1008.

М.А.Лиепкаула, С.М.Папернов,
Ж.Л.Швежда
ЛГУ им. П. Стучки
(Рига)

ОПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПАРОВ НАТРИЯ В ПРИСУТСТВИИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В ранее проведенных работах /1,2/ нами исследованы механизмы заселения атомных и молекулярных состояний натрия при оптическом возбуждении уровней $Na(3^2P)$. Было установлено, что в атомно-молекулярных столкновениях согласно реакции



заселяются электронные $A^1\Sigma_u^+$ - и $B^1\Pi_u$ - состояния Na_2 , из которых высвечиваются хорошо известные молекулярные полосы А - X (570-830 нм) и В - X (460-560 нм), а также неидентифицированное 3Y_g - состояние, ответственное за появление диффузной полосы в области 420-450 нм. Кроме того, в спектрах наблюдались атомные линии, связанные с появлением высоко-возбужденных состояний атомов натрия в парных столкновениях 3^2P -атомов.

Цель настоящей работы - исследование этих же явлений в присутствии инертного газа. Акцент при этом делался на анализ эмпирических фактов, позволяющих выяснить возможную роль в процессах переноса энергии метастабильных молекулярных состояний.

В работе использовалась экспериментальная установка, описанная в /1,2/, несколько измененная. Источником возбуждения служил лазер на красителе (родамин 6Ж) фирмы "Спектра Физикс", генерировавший в стационарном режиме излучение на длине волны 569,0 нм ($\Delta\lambda = 0,01$ нм) при плотности мощности $P < 10$ Вт/см². Настройка частоты лазера на D - линии производилась по максимуму интенсивности резонансной флуоресценции.

Флуоресценция возбуждалась в ячейке, которая через стеклянный шифф соединялась с вакуумной системой, обеспечивающей откачку до 10^{-6} мм рт.ст. и напуск аргона. Давление

аргона менялось в пределах 1-90 мм рт.ст. и измерялось U - образным масляным манометром.

Спектрометр МСД-1 служил для регистрации флуоресценции в диапазоне 400-900 нм, а также для записи поглощения на линии 819,5 нм (ФЗУ-79). Монохроматор МДР-3 использовался для регистрации флуоресценции в области 900-1100 нм (ФЗУ-83).

Исследования проводились в диапазоне температур от - роста с металлом 550-630 К, что соответствовало концентрации невозбужденных атомов натрия $1,1 \cdot 10^{14} - 1,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Для определения концентрации возбужденных атомов использовалась методика, основанная на измерении поглощения спектральных линий, для которых нижним уровнем является $3^2P/3/$. В качестве зондирующего излучения использовалась линия диффузной серии Na 819,5 нм ($3^2D - 3^2P$) натриевой дуговой лампы ДНАС18. Параметры данной линии, необходимые для расчетов кривых роста, приведены в /3/. Поскольку эксперименты проводились в присутствии инертного газа, то кроме уширения контура поглощения, обусловленного резонансным диполь-дипольным взаимодействием, учитывалось столкновительное уширение, связанное с ван-дер-ваальсовым взаимодействием между атомами натрия и инертного газа. Кривые роста $A = A(\lambda_0 l)$ при разных давлениях инертного газа приведены на рис. 1.

Важным вопросом является установление особенности возбуждения резонансных состояний натрия в присутствии инертного газа. С этой целью была определена зависимость концентрации возбужденных 3^2P -атомов от давления аргона при разных температурах ячейки, т.е. при разных концентрациях атомов в основном состоянии (рис. 2). Как видно из рис. 2, основная тенденция состоит в уменьшении эффективности накачки 3^2P -состояний при добавлении аргона (в указанном выше интервале давлений, температур и спектральной ширины линии лазера). Эффективность накачки 3^2P -уровня Na зависит от перекрывания контура лазерной линии и контура линии поглощения, а также от характера планения излучения. В наших экспериментальных условиях возбуждение атомов Na осуществлялось при значительной отстройке частоты лазера от центра D - линии,

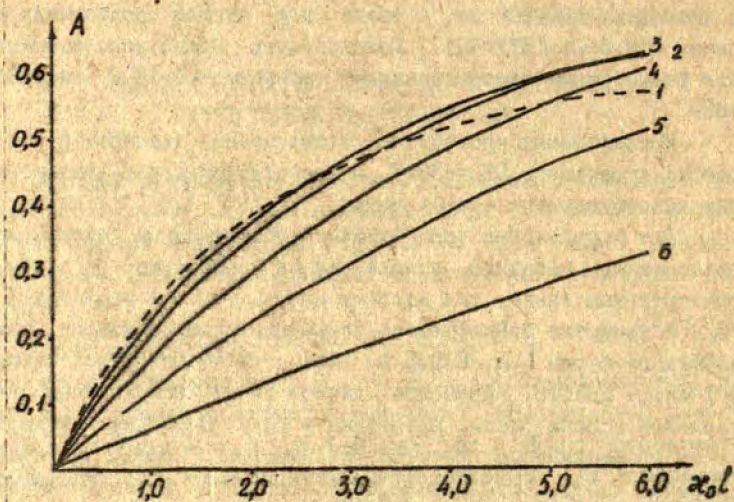


Рис. I. Кривые зависимости относительного поглощения A от оптической плотности $x_0 l$ паров натрия при разных давлениях инертного газа: 1 - без Ar , 2 - 25 мм рт.ст., 3 - 50 мм рт.ст., 4 - 100 мм рт.ст., 5 - 200 мм рт.ст., 6 - 500 мм рт.ст., $T = 625$ К, $\lambda = 819,5$ нм.

т.е. в далеком крыле контура поглощения. Присутствие инертного газа, с одной стороны, увеличивает дисперсионную часть поглощающего контура и тем самым улучшает перекрывание контуров. С другой стороны, инертный газ может повлиять на процесс пленения излучения, поскольку увеличивается лоренцовская часть эмиссионного контура, что может способствовать выходу излучения из объема. Преобладание одного или другого фактора определяет характер зависимости концентрации 3^2P -атомов от давления аргона.

В случае резонансного возбуждения атомов натрия при

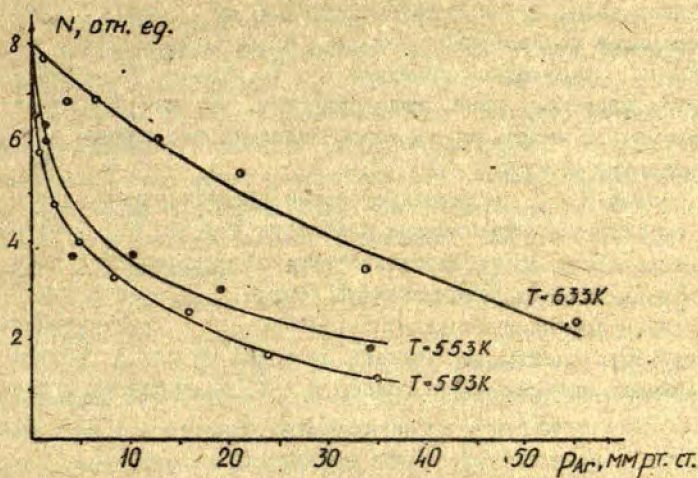


Рис.2. Зависимость концентрации возбужденных 3^2P -атомов от давления аргона при разных температурах ячейки. Концентрация нормирована на единицу мощности лазерного излучения, кривые нормированы на одну величину при $P_{Ar} = 0$.

давлении аргона в несколько десятков мм рт.ст. общая картина спектра флуоресценции несколько изменяется.

Как известно, полоса А - X имеет резкий край со стороны больших длин волн, которому предшествует так называемый классический спутник в области ~ 800 нм. Полоса представляет собой квазисплошной спектр, колебательно-вращательная структура которого не проявляется из-за тесного перекрытия элементов структуры спектра.

При увеличении давления аргона происходит уменьшение интенсивности спектра в районе спутника до полного его исчезновения и одновременное сглаживание и увеличение интенсивности полосы в области 580-720 нм. Вид спектра отвечает проявлению и росту крыльев резонансных D - линий Na . Такое явление в щелочных металлах было описано Геллахером и

др. /4, 5/ при больших давлениях (порядка атмосферного) инертного газа, и оно интерпретируется как переход между электронными состояниями $nS\Sigma_{1/2}$ и $nP\Pi_{1/2}$, $nP\Pi_{3/2}$, $nP\Sigma_{1/2}$ эксимерной молекулы X^*Y , где X^* - атом щелочи, Y - атом инертного газа. Надо отметить, что уже при давлении аргона 10 мм рт.ст. мы могли выделить эксимерную полосу как подложку полосы А - X.

Полоса В - X представляет собой квазисплошной спектр с ярко выраженными максимумами в области 490-520 нм, которые свидетельствуют об относительно высокой заселенности уровней вблизи дна ямы потенциальной кривой $B^1\Pi_u$ -состояния. При добавлении аргона интенсивность полосы В - X увеличивалась, но структура спектра оставалась прежней. На рис.3 показана зависимость интенсивности полосы В - X от давления аргона.

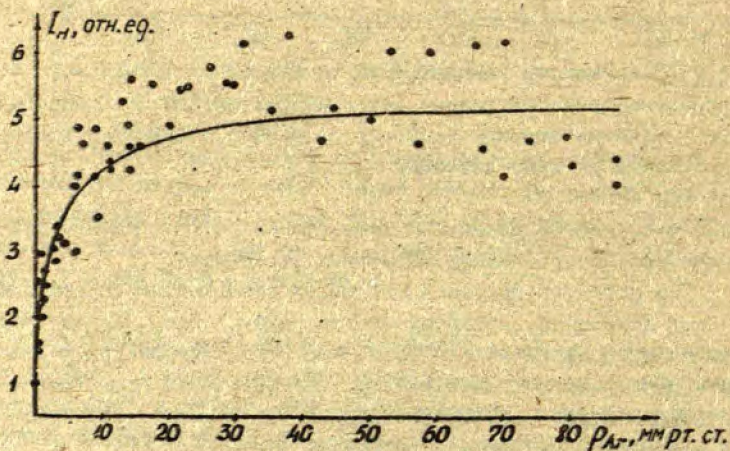


Рис.3. Зависимость интенсивности полосы В - X от давления аргона при температуре ячейки 625 К.

Поскольку с изменением мощности и частоты лазерного излуче-

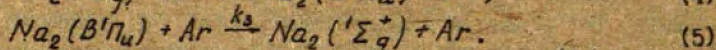
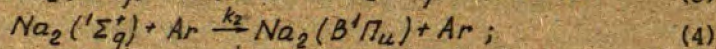
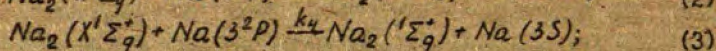
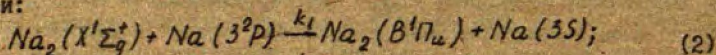
ния или температуры ячейки во время эксперимента концентрация возбужденных атомов натрия менялась, интенсивность по- лосы нормировалась на один возбужденный атом, а также на ин- тенсивность полосы при $p_{Ar} = 0$. Вид зависимости интенсив- ности полосы В - X от давления Ar наводит на мысль, что дополнительное заселение $B^1\Pi_u$ - состояния в присутствии инертного газа может осуществляться через метастабильные молекулярные состояния Na_2 при соударениях с Ar. Засе- ление этих метастабильных состояний может реализоваться также как заселение $A^1\Sigma_u^+$ и $B^1\Pi_u$ - состояний - в процессе (I) переноса энергии от ЗР-атомов к молекуле. Действительно, в работе /6/ при возбуждении полосы В-Х Na_2 линиями Ar^+ - лазера в импульсном режиме в присутствии инертного газа (20-700 мм рт.ст.) наблюдалось затухание мо- лекулярной и атомной флуоресценции, причем молекулярная флу- oresценция характеризовалась двумя компонентами - коротко- живущей (время жизни $B^1\Pi_u$ - состояния ≈ 7 нс /7/) и дли- тельной ($\tau \approx 0,1$ мкс), сильно зависящей от давления инерт- ного газа. Отсюда сделан вывод, что длительная компонента молекулярной флуоресценции подтверждает участие электронных состояний, не связанных разрешенными переходами с основным $X^1\Sigma_g^+$ - состоянием, в перераспределении энергии по внутрен- ним степеням свободы молекулы Na_2 . При возбуждении паров цезия импульсным неодимовым лазером ($\lambda = 1,05$ мкм) в облас- ти молекулярного перехода $X^1\Sigma_g^+ - A^1\Sigma_u^+$ в атмосфере ксено- на ($p \approx 600$ мм рт.ст.) наблюдалась длительная компо- нента молекулярной флуоресценции ($\tau \approx 0,2$ мкс) /8/. Наличие такой компоненты свечения паров Cs было объяснено как пря- мое спектроскопическое проявление метастабильного трип- летного $^3\Pi_u$ - состояния, которое неадиабатически связано спин-орбитальным взаимодействием с синглетным $A^1\Sigma_u^+$ - со- стоянием.

Эти факты подтверждают мысль о том, что в заселении $B^1\Pi_u$ - состояния принимают участие метастабильные состоя- ния. Исходя из схемы термов /9/ (рис.4), такими состояниями могут быть синглетные $^1\Sigma_g^+$, $^1\Pi_g$ и триплетные $^3\Sigma_g^+$, $^3\Pi_g$, $^3\Pi_u$ -состояния.

Чтобы оценить константы скорости процессов переноса

энергии, был выбран упрощенный вариант, когда только одно электронное состояние ${}^1\Sigma_g^+$ принимает участие в обмене энергией с $B^1\Pi_u$ - состоянием Na_2 при столкновении с атомами Ar . Это состояние было выбрано как из энергетических соображений (рис. 4), так и оценивая изменения в спектре полосы В - X при добавлении аргона.

Процессы переноса энергии описываются следующими реакциями:



Уравнения баланса для состояний $B^1\Pi_u$ и ${}^1\Sigma_g^+$ в стационарном режиме выражаются следующим образом:

$$k_1 N_{3P} N_{\text{ом}} + k_2 N_{\Sigma M} N_{Ar} = N_{BM} (A_{B-X} + k_3 N_{Ar}); \quad (6)$$

$$k_4 N_{3P} N_{\text{ом}} + k_3 N_{BM} N_{Ar} = N_{\Sigma M} (A_{\Sigma} + k_2 N_{Ar}), \quad (7)$$

где k_1, k_2, k_3, k_4 - константы скорости реакций (I - 4), $N_{\text{ом}}, N_{\Sigma M}, N_{BM}$ - концентрации молекул в основном ${}^1\Sigma_g^+$, ${}^1\Sigma_g^+$ и $B^1\Pi_u$ - состояниях, соответственно; N_{3P} - концентрация возбужденных 3P-атомов; N_{Ar} - концентрация аргона; A_{B-X}, A_{Σ} - вероятности излучательных переходов из $B^1\Pi_u, {}^1\Sigma_g^+$ - состояний, определяемые исходя из радиационного времени жизни данного электронного состояния. При решении уравнений (6,7) было сделано допущение, что

$$\frac{A_{\Sigma}}{A_{B-X}} \cdot k_3 \ll k_2. \quad (8)$$

Поскольку $A_{B-X} \approx 1,4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}/7$, $A_{\Sigma} = 1,9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}/6$, и маловероятно, что константа k_3 много больше k_2 , то это допущение является оправданным.

Решение уравнений дало следующее выражение:

$$\frac{N_{BM} A_{B-X}}{k_1 N_{\text{ом}} N_{3P}} = f + \frac{k_2 k_4}{k_1} \frac{N_{Ar}}{A_{\Sigma} + N_{Ar} k_2}. \quad (9)$$

Величина в левой части равенства (9) соответствует нормированной интенсивности, отложенной на рис. 3, и это равенство описывает зависимость интенсивности I_H полосы В - X от дав-

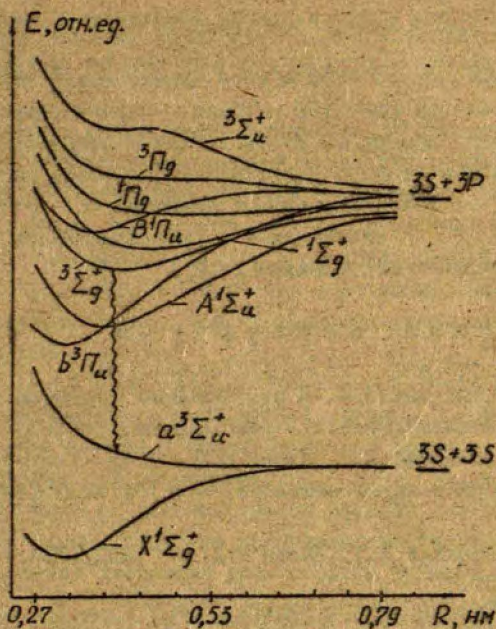


Рис.4. Схема-потенциальных кривых молекулы Na_2 .

ления аргона. Используя при обработке результатов метод наименьших квадратов и значение $k_1 = 1,3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} / 2$, мы определили константы скорости $k_4 = 6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ и $k_2 = 4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Относительно большое отличие полученной нами константы k_2 от константы скорости тушения для Ar $k = 1,02 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ в [6] может быть связано с тем, что значение A_Σ , используемое в расчетах, получено при очень длинной экстраполяции плотности аргона от $1 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-3}$ до нуля. Константа k_4 , характеризующая перенос энергии от $3P$ -атома к молекуле в $1\Sigma_g^+$ -состоянии, в 4 раза больше константы k_1 , которая соответствует такому же процессу при возбуждении молекулы в $B^1\Pi_u$ -состояние. Поскольку оценки сделаны для

упрощенного варианта, различие между константами может указывать на необходимость учета и других молекулярных обстоятельств.

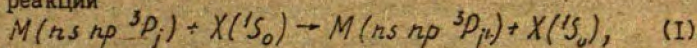
Подтверждающим результатом в этом смысле можно считать тот факт, что в области 850-1100 нм была зарегистрирована молекулярная полоса, которую в соответствии с литературными данными /10-13/ можно отнести к триплет-триплетному переходу ${}^3\Sigma_g^- \rightarrow {}^3\Sigma_u^+$. Это указывает на возможность участия метастабильного ${}^3\Sigma_g^-$ состояния в перераспределении энергии между молекулярными состояниями Na_2 .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Папернов С.М., Швэгжда Ж.Л. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1981, с. 31-41.
2. Папернов С.М., Швэгжда Ж.Л., Янсон М.Л. - В кн.: Процесс переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1983, с. 40-58.
3. Путнина С.Я., Швэгжда Ж.Л., Янсон М.Л. - ЖПС, 1984; т. 40, вып. 5, с. 731-737.
4. Hedges R.E.M., Drummond D.L., Gallagher A. - Phys. Rev. A, 1972, vol. 6, N 4, p. 1519-1544.
5. Gallagher A. - In: Atomic Physics 4. New York and London: Plenum Press, 1975, p. 559-574.
6. König P., Weber H.G. - Z. Phys. A, 1979, vol. 293, p. 351-352.
7. Demtröder W., Stetzenbach W., Stock M. et. al. - J. Mol. Spectrosc., 1976, vol. 61, N 4, p. 382-394.
8. Бонч-Бруевич А.М., Варганян Т.А., Хромов В.В. - ЭТФ, 1982, т. 82, вып. I, с. 101-108.
9. Gwanghi Jeung. - J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1983, vol. 16, p. 4289-4297.
10. Allegrini M., Moi L. - Opt. Commun., 1980, vol. 32, N1, p. 91-95.
11. Vasilakis A., Bhaskar N.D., Harper W. - J. Chem. Phys., 1980, vol. 73, N 4, p. 1490-1493.
12. Weerdman J.P., de Groot J.J. - Chem. Phys. Lett., 1981, vol. 80, N 2, p. 220-224.
13. Konowalov D.D., Julienne P.S. - J. Chem. Phys., 1980, vol. 72, N 11, p. 5815-5818.

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ ВТОРОЙ ГРУППЫ С АТОМАМИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Переходы между компонентами тонкой структуры являются одними из наиболее эффективных неупругих процессов при медленных атомных столкновениях. К настоящему времени такие процессы достаточно хорошо как экспериментально, так и теоретически исследованы для столкновений резонансно возбужденных атомов щелочных металлов с атомами инертных газов (см., например, /1-5/). Другим примером таких процессов являются реакции



где M - возбужденный атом второй группы, X - атом инертного газа. В работах /6-8/ сформулирована полуклассическая теория процессов (1) и получены численные оценки сечений. В указанных работах рассматривался характерный для большинства пар МХ случай "слабого поляризационного взаимодействия", корреляционная диаграмма для которого найдена авторами /9/. В работах /10, 11/ методом сильной связи выполнен расчет сечений переходов $j \rightarrow j'$ при столкновениях $Ca(^3P_j), Mg(^3P_j) + He$. Экспериментально реакции $Ca(^3P_j) + He$ и $Sr(^3P_j) + Ar$ исследовались в работах /12-14/.

Целью данной работы является полуклассический анализ процессов (1) в случае "сильного поляризационного взаимодействия" и оценка сечений для тепловых столкновений $Be(^2^3P_j) + Ar, Kr, Xe$.

В области больших и средних межъядерных расстояний адиабатические термы $U_i(R)$ квазимолекулы $M(ns\ n p\ ^3P) - X(^1S_0)$ выражаются через потенциалы взаимодействия атомов $M(^3P)$ и $X(^1S_0)$ в Σ - и Π - состояниях без учета спин-орбитального расщепления $U_G(R), U_X(R)$ и через спин-орбитальные расщепления $\Delta E_{jj'}$ между компонентами тонкой структуры в свободном атоме $M(^3P)$ /6, 9/. Для большинства пар МХ характерно "слабое поляризационное взаимодействие" /6-8/. В этом случае при больших

значениях R в области преобладания поляризационного взаимодействия ($\Delta H = H_G - H_T < 0$) величина $|\Delta H| < \Delta \epsilon$ так, что для каждой пары состояний одинаковой симметрии $\Omega = 0^-(^3P_2)$, $0^-(^3P_0)$ и $1(^3P_2)$, $1(^3P_1)$ имеется лиг по одной области сильной связи состояний в окрестности межъядерных расстояний R_{ex}^{0-} . $R_{ex}^{1/}$ /6/, где преобладает обменное взаимодействие ($\Delta H > 0$) и достигается условие $\Delta H(R_{ex}^{0-}) = \Delta \epsilon_{02}, \Delta \epsilon_{12}$.

Тонкое расщепление $\Delta \epsilon_{jj'}$ в атоме Be мало, и для пар $Be-Ar, Kr, Xe$ значения $|\Delta H(R)| > \Delta \epsilon$ могут достигаться в области преобладания поляризационного взаимодействия ($\Delta H < 0$), что и соответствует случаю "сильного поляризационного взаимодействия". Выполнение условия $|\Delta H| > \Delta \epsilon$ при $\Delta H < 0$ приводит к появлению дополнительных областей сильной связи состояний одинаковой симметрии (состояния с $\Omega = 0^-$ и состояния с $\Omega = 1$). Центры соответствующих областей определяются условиями /5,6/

$$\begin{aligned} -\Delta H(R_{pol}^{0-}) &= \Delta \epsilon_{02}, \\ -\Delta H(R_{pol}^{1/}) &= \Delta \epsilon_{12}. \end{aligned} \quad (2)$$

Если области сильной связи вблизи R_{pol} и R_{ex} достаточно разделены ($R_{pol} - R_{ex} > \Delta R_{pol}$, $\Delta R_{pol} = R_{pol}/6$, см. ниже), то область сильной связи вблизи R_{ex} представляет собой квазипересечения Ω -компонент $^3\Sigma^-$ и $^3\Pi^-$ -термов ($^3\Sigma_0^-$ и $^3\Pi_0^-$, $^3\Sigma_1^-$ и $^3\Pi_1^-$) с расщеплением между адиабатическими термами $\Delta U_{min} = 2a \sim \Delta \epsilon$. Качественная картина термов для такой ситуации показана на рис. I, причем отмеченные выше квазипересечения $^3\Pi_0^-$ и $^3\Sigma_0^-$ -термов заменены пересечениями.

Рассмотрим неадиабатические переходы при столкновениях $Be(^2^3P_1) + Ar, Kr, Xe$. Переходы между компонентами тонкой структуры в атоме $Be(^2^3P)$ при столкновениях с атомами Ar, Kr, Xe рассматриваются в предположении, что для этих пар реализуется случай "сильного поляризационного взаимодействия", $R_{pol} - R_{ex} > \Delta R_{pol}$ и в области $R \geq R_{pol}$ величины H_G и H_T определяются дисперсионным взаимодействием ($H_{G,T} = C_{G,T}/R^6$). Отметим, что случай "сильного поляризационного взаимодействия" для столкновений резонансно возбужденных щелочных атомов с атомами инертных газов, который реализуется для пар $Li(^2^2P) + Ar, Kr, Xe$, рассмотрен в работах /4,5/.

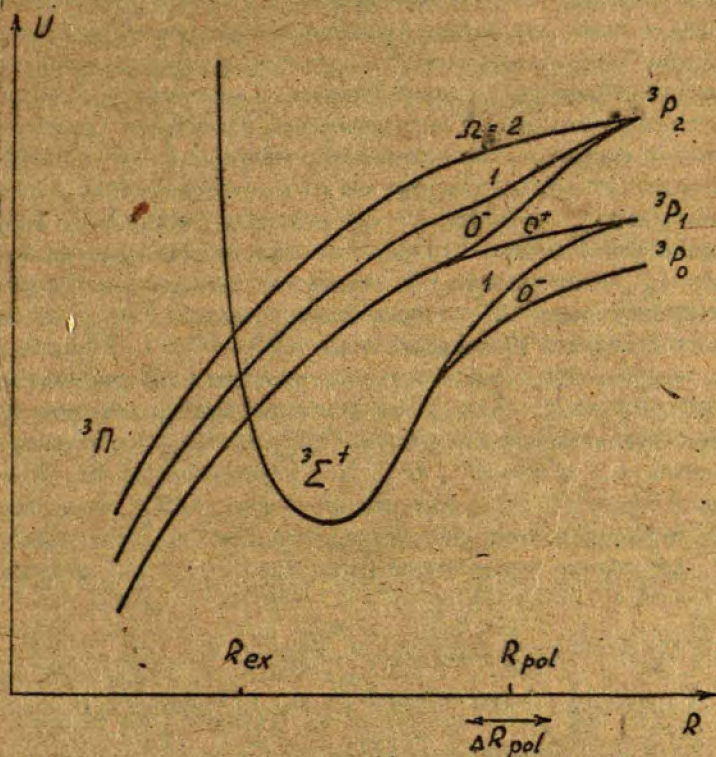


Рис. I. Качественная картина термов квазимолекулы $M(ns np^3 p - X(^1S_0))$ при сильном поляризационном взаимодействии. Квазипересечения Ω -компонент $^3\Sigma^+$ и $^3\Pi$ -термов вблизи R_{ex} заменены пересечениями.

При тепловых столкновениях $Be(2^3P) + X$ ($T \gtrsim 300$ К) параметры Мессе для радиальных и кориолисовых переходов малы:

$$\frac{T \Delta E}{2v} \frac{R_{pol}}{b} \ll 1; \quad (3)$$

$$\frac{\Delta E R_{pol}}{v} \ll 1, \quad (4)$$

так, что реализуются квазирезонансные условия столкновения (такие условия для случая "слабого поляризованного взаимодействия" рассмотрены в /7/). Основным механизмом неадиабатических переходов, которые приводят к изменению тонкого состояния, являются: 1) индуцированные радиальным движением переходы между термами одинаковой симметрии $0^+ - 0^+$ и $1 - 1$ в окрестности R_{rot} с полушириной ΔR_{rot} (вероятности таких переходов $P_{0^+0^+}$ и P_{11}); 2) индуцированные вращением межъядерной оси в области $R < R_{rot}$ кориолисовы переходы $Q - Q'$ между Q -компонентами $^3\Pi$ -терма (их вероятности $^n P_{QQ'}$) и Q -компонентами $^3\Sigma^+$ -терма (их вероятности $^E P_{QQ'}$). Переходы в области квазипересечения термов $^3\Pi_Q$ и $^3\Sigma^+_Q$ вблизи R_{ex} маловероятны, так как параметр модели Ландау-Зинера $2T\alpha^2/\Delta F \psi \ll 1$. Аналогичное адиабатическое прохождение областей квазипересечений термов $^2\Sigma^+_{1/2}$ и $^2\Pi_{1/2}$ при столкновениях $Li (2^2P) + Ar, Kr, Xe$ установлено в /5/. Переходы $^3\Pi_Q - ^3\Sigma^+_Q$, также несутрественны /6, 7/. Таким образом, суммируя по всем возможным последовательностям переходов, для полных вероятностей переходов $^3P_2 - ^3P_1$ получаем

$$P(^3P_2 \rightarrow ^3P_1) = \frac{2}{3} [^n P_{21} P_{11} + ^n P_{20^+}] + \frac{2}{3} [P_{11} {}^E P_{11} (1 - P_{11}) + (1 - P_{11}) {}^n P_{11} P_{11} + (1 - P_{11}) {}^n P_{10^+}] + \frac{1}{3} [P_{0^+0^+} {}^E P_{0^+} (1 - P_{11}) + (1 - P_{0^+0^+}) {}^n P_{0^+} P_{11}]; \quad (5)$$

$$P(^3P_2 \rightarrow ^3P_0) = \frac{2}{3} {}^n P_{20^+} P_{0^+0^+} + \frac{2}{3} [P_{11} {}^E P_{10^+} (1 - P_{0^+0^+}) + (1 - P_{11}) {}^n P_{10^+} P_{0^+0^+}] + \frac{1}{3} [P_{0^+0^+} {}^E P_{0^+0^+} (1 - P_{0^+0^+}) + (1 - P_{0^+0^+}) {}^n P_{0^+0^+} P_{0^+0^+}]; \quad (6)$$

$$P(^3P_1 \rightarrow ^3P_0) = \frac{2}{3} [(1 - P_{11}) {}^E P_{10^+} (1 - P_{0^+0^+}) + P_{11} {}^n P_{10^+} P_{0^+0^+}]; \quad (7)$$

Переходы между состояниями одинаковой симметрии могут быть описаны в рамках экспоненциальной модели Никитина /15/, причем для дисперсионного взаимодействия (I/R^6) параметр модели $\delta = 6/R_{pol}$, $R_{pol} = \left(\frac{C_2 - C_1}{\Delta \epsilon_{02}}\right)^{1/2}$, полуширина области неадиабатичности $\Delta R_{pol} = \frac{R_{pol}}{6}$. Для перехода $\mathcal{Q} = I \rightarrow I$ параметр $\cos \theta = 0$ (модель Демкова /16/), а для перехода $0^- \rightarrow 0^-$ величина $\cos \theta = 1/3$ аналогично переходам в щелочных металлах в случае сильного поляризационного взаимодействия /1/. Вследствие квазирезонансности столкновения (3) вероятности $P_{0^+0^+}$, P_{II} совпадают с предельными значениями приближения внезапных возмущений $p = (1 + \cos \theta)/2$ так, что $P_{0^+0^+} = 2/3$, $P_{II} = 1/2$.

Вероятности кориолисовых переходов ${}^{\Sigma}P_{\mathcal{Q}\mathcal{Q}'}$, ${}^n P_{\mathcal{Q}\mathcal{Q}'}$ при условии (4) определяются углами ϕ_{Σ} и ϕ_n поворота молекулярной оси при прохождении области $R < R_{pol}$ по термам ${}^{\Sigma}\Sigma^+$ и ${}^n \Pi$ /7, 17/:

$${}^n P_{21} = {}^n P_{0^+1} = {}^n P_{0^+1} \cdot {}^n P_{12} = 2 {}^n P_{10^+} = 2 {}^n P_{10^+} \cdot \frac{1}{2} \sin^2 \phi_n;$$

$${}^n P_{\sigma 2} = {}^n P_{0^+2} = 2 {}^n P_{20^+} = 2 {}^n P_{20^+} = \frac{1}{4} [1 - \cos \phi_n]^2;$$

$${}^n P_{22} = {}^n P_{0^+0^+} = {}^n P_{0^+0^+} = \frac{1}{4} [1 + \cos \phi_n]^2;$$

$${}^n P_{II} = \cos^2 \phi_n; \tag{8}$$

$${}^{\Sigma} P_{0^+1} = 2 {}^{\Sigma} P_{10^+} = \sin^2 \phi_{\Sigma};$$

$${}^{\Sigma} P_{0^+0^+} = \cos^2 \phi_{\Sigma}, \quad {}^{\Sigma} P_{II} = \frac{1}{2} [1 + \cos^2 \phi_{\Sigma}].$$

В приближении прямолинейного пролета получаем следующие оценки сечений

$$\sigma({}^{\Sigma}P_2 \rightarrow {}^{\Sigma}P_1) = \frac{29}{90} \mathcal{I} R_{pol}^2, \quad \sigma({}^{\Sigma}P_1 \rightarrow {}^{\Sigma}P_2) = \frac{29}{54} \mathcal{I} R_{pol}^2;$$

$$\sigma({}^{\Sigma}P_2 \rightarrow {}^{\Sigma}P_0) = \frac{16}{135} \mathcal{I} R_{pol}^2, \quad \sigma({}^{\Sigma}P_0 \rightarrow {}^{\Sigma}P_2) = \frac{16}{27} \mathcal{I} R_{pol}^2; \tag{9}$$

$$\sigma({}^n P_1 \rightarrow {}^n P_0) = \frac{2}{27} \mathcal{I} R_{pol}^2, \quad \sigma({}^n P_0 \rightarrow {}^n P_1) = \frac{2}{9} \mathcal{I} R_{pol}^2;$$

Отметим, что выражения (9) совпадают (с точностью до замены R_{pot} на R_{ex}) с полученными в работе /7/ для случая слабого поляризационного взаимодействия, что естественно в приближении прямолинейного пролета в квазирезонансных условиях. Для оценки сечений воспользуемся асимптотическими значениями величины $C_G - C_T = \frac{3}{5} \beta \langle r^2 \rangle$ /18/, где β - поляризуемость атома $X(S_{0,1}) \langle r^2 \rangle$ - средний квадрат радиуса возбужденного p - электрона атома M . Для пар $Be + Ar, Kr, Xe$ получаем следующие значения величины TR_{pot}^2 : 480, 550, 650 а²₀ соответственно.

Основная неточность формул (9) связана с использованием приближения прямолинейного пролета при усреднении по параметрам ρ величины $\sin^2 \phi_{\Sigma, \Pi}$. Влияние отталкивательной части $s\Sigma^+$ -терма можно было бы учесть точнее в приближении рассеяния на твердой сфере /19/. При вычислении Φ_{Π} может оказаться необходимым учет влияния сил притяжения. Отсутствие надежных данных о взаимодействии $Be - Ar, Kr, Xe$ не позволяет выполнить отмеченные уточнения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Nikitin E.E. - Adv. Chem. Phys., 1975, vol. 28, p. 317-377.
2. Дашевская Е.И., Резников А.И. - Опт. и спектр., 1980, т. 48, вып. 4, с. 644-650.
3. Nikitin E.E., Reznikov A.I. - J. Phys. B, 1979, vol. 13, N 3, p. L57-L60.
4. Reznikov A.I. - J. Phys. B, 1982, vol. 15, N 5, p. L157-L161.
5. Reznikov A.I. - Chem. Phys. Lett., 1976, vol. 44, N 1, p. 41-45.
6. Девдариани А.З., Загребин А.Л. - Хим. физика, 1982, т. 1, № 7, с. 947-956.

7. Девдариани А.З., Загребин А.Л. - Хим. физика, 1982, т. 1, № 8, с. 1141-1143.
8. Девдариани А.З., Загребин А.Л. - Хим. физика, 1983, т. 2, № 2, с. 163-167.
9. Voronin A.I., Kvllividze V.A. - Theoret. Chim. Acta, 1967, vol. 8, N 3, p. 334-340.
10. Alexander M.H., Orlikowski T., Straub J.E. - Phys. Rev. A, 1983, vol. A28, N 1, p. 73-82.
11. Orlikowski T., Alexander M.H. - J. Phys. B, 1984, vol. 17, N 11, p. 2269-2279.
12. Yuh J.H., Dagdigian P.J. - Phys. Rev. A, 1983, vol. 28, N 1, p. 63-72.
13. Hale M.O., Leone S.R. - J. Chem. Phys., 1983, vol. 79, N 7, p. 3352-3362.
14. Борисов Е.Н., Редько Т.П. - В кн.: Тезисы докладов IX ВКЭАС, Часть I. Рига, 1984, с. III.
15. Nikitin E.E. - Adv. Quant. Chem., 1970, vol. 5, p. 135-184.
16. Демков Ю.Н. - ЖЭТФ, 1963, т. 45, № 2, с. 195-201.
17. Дашевская Е.И. - Опт. и спектр., 1979, т. 46, вып. 3, с. 423-430.
18. Смирнов Б.М. Асимптотические методы в теории атомных столкновений. М.: Атомиздат, 1973, 294 с.
19. Дагевская Е.И., Масну Ф., Мак-Кэррол Р., Никитин Е.В. - Опт. и спектр., 1974, т. 37, вып. 2, с. 209-215.

РАСЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ АТОМАМИ С НЕСКОЛЬКИМИ ОТКРЫТЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

Вероятности неупругих переходов при атомных столкновениях и радиационных столкновений определяются характером межатомного взаимодействия на больших межъядерных расстояниях. Взаимодействие слабо связанных атомов существенно также в некоторых задачах физики твердого тела. В отличие от большинства квантовохимических задач, в которых основным методом расчета является решение уравнений самосогласованного поля в приближении молекулярных орбиталей, для слабо связанных или отталкивающихся атомов целесообразнее использовать различные модификации метода Гайтлера-Лондона /1-5/. В работах /3,5/ в рамках этого метода найдены выражения матричных элементов электронного гамильтониана двухатомной системы, в которой каждый атом представлен одной оболочкой с эквивалентными электронами. Однако при учете взаимодействия конфигураций, а также вклада ионных состояний появляется необходимость вычисления матричных элементов, не диагональных по конфигурации. Кроме того, хотя матричные элементы /5/, выраженные непосредственно через генеалогическое разложение атомных волновых функций по функциям связанных моментов, обладают однотипностью, удобной для программирования на ЭВМ, высокая кратность суммирования по ионным термам затрудняет вычисление членов, соответствующих высоким степеням одноэлектронных интегралов перекрытия. Поэтому в настоящей работе матричные элементы операторов взаимодействия между двумя оболочками, центрированными на разных атомах, выражены через приведенные матричные элементы операторов U^k и V^{kT} , широко используемых в теории атомных спектров.

Полученные выражения легко распространить на случай взаимодействия двух атомов с несколькими открытыми оболочками, используя формализм обобщенных генеалогических коэффициентов /7-8/.

Электронные термы двухатомной системы вычисляются диагонализацией матрицы $\|H_{ik} - ES_{ik}\|$, где H_{ik} - матричные элементы оператора:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^{N_a} \Delta_i - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{j=1}^{N_b} \Delta_j - \sum_{L=a,b} z^e H e^2 \left(\sum_{i=1}^{N_b} \frac{1}{r_{Li}} + \sum_{i=1}^{N_a} \frac{1}{r_{Li}} \right) + e^2 \left(\sum_{i_1 > i_2} \frac{1}{r_{i_1 i_2}} + \sum_{j_1 > j_2} \frac{1}{r_{j_1 j_2}} \right). \quad (1)$$

Здесь i, i_1, i_2 - номера электронов атома "а", а j, j_1, j_2 - номера электронов атома "б".

Матрица гамильтониана диагонализуется в базисе функций:

$$\psi_i = \hat{A} \sum_{M_{S_1}, M_{S_2}} \begin{bmatrix} S_1 & S_2 & S \\ M_{S_1} & M_{S_2} & M_S \end{bmatrix} \psi_{S_1 L_1 M_{S_1} M_{L_1}}^A \psi_{S_2 L_2 M_{S_2} M_{L_2}}^B, \quad (2)$$

где

$$\psi_{S_1 L_1 M_{S_1} M_{L_1}} = \sum_{\mu, m} G_{\mu m}^{S_1 L_1} \sum_{M'_1, M'_2} \begin{bmatrix} S'_1 & \frac{1}{2} & S \\ M'_1 & \mu & M_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L'_1 & L & L \\ M'_1 & m & M_L \end{bmatrix} \psi_{Lm}(\vec{r}_n) \phi_{\frac{1}{2}\mu}^{(S_2 n)}. \quad (2a)$$

Оператор антисимметризации между атомами

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} N_a + N_b \\ N_a \end{pmatrix}^{-1/2} \left(1 - \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_b} \hat{P}_{ij} + \sum_{i_1 < i_2} \sum_{j_1 < j_2} \hat{P}_{i_1 j_1} \hat{P}_{i_2 j_2} - \dots \right) \quad (3)$$

выражается через операторы парных межатомных перестановок электронов. Поскольку перестановки высокой кратности приводят к появлению матричных элементов, пропорциональных высоким степеням одноэлектронных интегралов перекрытия, в интересующей нас области межъядерных расстояний в выражении (3) можно ограничиться небольшим количеством членов.

Для понижения кратности суммирования по ионным термам в генеалогическом разложении, а также для облегчения перехода к многооболочечному случаю представим в отличие от /3, 5/ матричные элементы оператора $\frac{e^2}{r_{ij}} \cdot \hat{A}$ через приведенные матричные элементы тензорных операторов U^k и V^{kT} , введенных Ракахом. Для этой цели используем разложение двух коэффициентов Клебша-Гордана по произведениям коэффициентов Клебша-Гордана и δ_j - символа:

$$\begin{aligned} & \left[\begin{matrix} L_1 & l_a & L_1 \\ M_1 & m_1 & M_1 \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} L_1 & l_a & L_1^* \\ M_1 & m_1 & M_1^* \end{matrix} \right] = \sqrt{(2L_1+1)(2L_1^*+1)} (-1)^{L_1^*+M_1+l_a-m_1} \times \\ & \times \sum_{kq} (-1)^{L_1+k-l_a+L_1+q} \left\{ \begin{matrix} l_a & L_1 & L_1^* \\ L_1^* & l_a & k \end{matrix} \right\} \left[\begin{matrix} l_a & l_a & k \\ m_1 & -m_1 & q \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} L_1 & L_1^* & k \\ M_1 & -M_1^* & q \end{matrix} \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

Сравнивая правую часть формулы (4) с определением приведенных матричных элементов оператора U^k

$$(l_a^n) S_1 L_1 \| U^k \| (l_a^n)^* S_1 L_1^* \quad (5)$$

$$= N \sum_{\substack{i_1^* S_1 L_1 \\ i_1 S_1 L_1}} G_{i_1^* S_1 L_1}^* G_{i_1 S_1 L_1}^* (-1)^{L_1+k-l+L_1} \sqrt{(2L_1+1)(2L_1^*+1)} \left\{ \begin{matrix} l_a & L_1 & L_1^* \\ L_1^* & l_a & k \end{matrix} \right\}$$

можно получить выражение коэффициента при двухэлектронном кулоновском интеграле $A_{m_1 m_2 m_3 m_4}$, определяемого из равенства:

$$\begin{aligned} & \langle S M_S S_1 L_1 M_1 S_2 L_2 M_2 | \sum_{ij} \frac{e^2}{r_{ij}} | S M_S S_1^* L_1^* M_1^* S_2^* L_2^* M_2^* \rangle = \\ & = \sum_{\substack{m_1 m_2 \\ m_3 m_4}} A_{m_1 m_2 m_3 m_4} \langle m_1(i) m_2(j) | \frac{e^2}{r_{ij}} | m_3(i) m_4(j) \rangle. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь и в дальнейших формулах m_i с нечетным индексом относятся к атому "a", а с четным - к атому "b".

Из формул (2), (4) и (5) следует, что

$$\begin{aligned} A_{m_1 m_2 m_3 m_4} & = (-1)^{L_1^*+M_1+L_2^*+M_2+l_a-m_1+l_b-m_4} \times \\ & \times \sum_{k_a q_a} \sum_{k_b q_b} (-1)^{q_a+q_b} \left[\begin{matrix} l_a & l_a & k_a \\ m_1 & -m_1 & q_a \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} l_b & l_b & k_b \\ m_2 & -m_2 & q_b \end{matrix} \right] \times \\ & \times \left[\begin{matrix} L_1 & L_1^* & k_a \\ M_1 & -M_1^* & q_a \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} L_2 & L_2^* & k_b \\ M_2 & -M_2^* & q_b \end{matrix} \right] (S_1 L_1 \| U^{k_a} \| S_1 L_1^*) \times \\ & \times (S_2 L_2 \| U^{k_b} \| S_2^* L_2^*) \delta_{S_2 S_2^*} \delta_{S_1 S_1^*}. \quad (7) \end{aligned}$$

Запишем многоэлектронный обменный интеграл в виде:

$$\langle S M_S S_1 L_1 M_1 S_2 L_2 M_2 | \sum_{ij} \frac{e^2}{r_{ij}} P_{ij} | S M_S S_1^* L_1^* M_1^* S_2^* L_2^* M_2^* \rangle = \quad (8)$$

$$= \sum_{m_1 m_2 m_3 m_4} B_{m_1 m_2 m_3 m_4} \langle m_1(i) m_2(j) | \frac{e^2}{r_{ij}} | m_3(j) m_4(i) \rangle.$$

Поскольку оператор парной перестановки

где $P_{ij}^{(x)}$ - оператор перестановки координат электронов i и j , коэффициент $B_{m_1 m_2 m_3 m_4}$ содержит матричные элементы оператора V^{kl}

$$P_{ij} = P_{ij}^{(x)} \left(-\frac{1}{2} + 4 \bar{S}_i \bar{S}_j \right), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & (l_a^n \gamma_i S_i L_i \parallel V^{kl} \parallel l_a^n \gamma_i^* S_i^* L_i^*) = \\ & = N_a \sum_{i_1' S_1' L_1'} G_{i_1' S_1' L_1'}^{\gamma_i S_i L_i} G_{i_1' S_1' L_1'}^{\gamma_i^* S_i^* L_i^*} (-1)^{L_1' + S_1' + k + L_1 + S_1 - l_a - \frac{1}{2} + 1} \times \\ & \times \sqrt{\frac{3}{2}(2L_1 + 1)(2S_1 + 1)(2L_1^* + 1)(2S_1^* + 1)} \begin{Bmatrix} l_a & L_1 & L_1' \\ L_1^* & l & k \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & S_1 & S_1' \\ S_1^* & \frac{1}{2} & 1 \end{Bmatrix}. \quad (10) \end{aligned}$$

Так как первый член в уравнении (9) имеет нулевой ранг по спине, а второй член является скалярным произведением двух спиновых тензоров первого ранга:

$$B_{m_1 m_2 m_3 m_4} = -\frac{1}{2} A_{m_1 m_2 m_3 m_4} + B_{m_1 m_2 m_3 m_4}^{(1)}, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} B_{m_1 m_2 m_3 m_4}^{(1)} & = 4(-1)^{S_1^* + S_2 + S} \begin{Bmatrix} S_1 & S_2 & S \\ S_2^* & S_1^* & 1 \end{Bmatrix} \sum_{k_a q_a} \sum_{k_b q_b} (-1)^{q_a + q_b} \times \\ & \times (-1)^{L_1^* + M_1 + l_1 - m_3} \begin{bmatrix} l_a & l_a & k_a \\ m_1 - m_3 & q_a & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L_1 & L_1^* & k_a \\ M_1 - M_1^* & q_a & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} l_b & l_b & k_b \\ m_2 - m_4 & q_b & \end{bmatrix} \times \\ & \times \begin{bmatrix} L_2 & L_2^* & k_b \\ M_2 - M_2^* & q_b & \end{bmatrix} (-1)^{L_2^* + l_2 - m_4 + M_2} (S_1 L_1 \parallel V^{k_a l} \parallel S_1^* L_1^*) (S_2 L_2 \parallel V^{k_b l} \parallel S_2^* L_2^*). \quad (12) \end{aligned}$$

Формулы (11) и (12) совпадают с многоэлектронным коэффициентом при двухэлектронных обменных интегралах, приведенных в работе /6/. Несколько сложнее выразить через U^k и V^{kl} матричные элементы трех- и четырехэлектронных операторов.

Например, в случае произведения гибридного интеграла на интеграл перекрытия необходимо вычислить многоэлектронную часть матричного элемента оператора

$$\sum_{i=1}^{N_b} \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_b} \frac{e}{r_{ij}} P_{ij}, \quad (j_i \neq j).$$

Посредственное отщепление двух электронных состояний на атоме "B" повышает кратность суммирования по ионным термам в генеалогическом разложении. Целесообразно сгруппировать члены в сумме таким образом, чтобы они содержали либо все электронные переменные атомов, либо минимальное количество отщепленных электронов, а именно:

$$\sum_{i=1}^{N_a} \sum_{\substack{j=1 \\ (j+i)}}^{N_b} \sum_{k=1}^{N_b} \frac{e^2}{r_{ij}} \hat{P}_{ij} = \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_b} \sum_{k=1}^{N_b} \frac{e^2}{r_{ij}} \hat{P}_{ij} - \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_b} \frac{e^2}{r_{ij}} \hat{P}_{i, N_b} \quad (13)$$

По аналогии с (6) и (8) введем обозначение

$$\langle S M_S S_1 L_1 M_1 S_2 L_2 M_2 | \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{\substack{j=1 \\ (i+j)}}^{N_b} \sum_{k=1}^{N_b} \frac{e^2}{r_{ij}} \hat{P}_{ij} | S M_S S_1^* L_1^* M_1^* S_2^* L_2^* M_2^* \rangle = \quad (14)$$

$$= \sum_{\substack{m_1 m_2 m_2' \\ m_3 m_4 m_4'}} C_{m_1 m_2 m_2' m_3 m_4 m_4'} \langle m_1(i) m_2(j) | \frac{e^2}{r_{ij}} | m_3(i) m_4(j) \rangle \langle m_2' / m_3' \rangle$$

Рассмотрим сначала вклад второго слагаемого в выражении (13). Это сумма двухэлектронных операторов, аналогичная оператору, порождающему обменный интеграл. Первое слагаемое содержит произведение операторов первого ранга по спину и нулевого ранга по спину, действующих на атом B (координаты соответственно j и j₁).

Таким образом,

$$\begin{aligned} C_{m_1 m_2 m_2' m_3 m_4 m_4'} &= B_{m_1 m_2 m_3 m_4} \delta_{m_2 m_4'} + \\ &+ \sum_{\tau=0}^1 C_{\tau} \sum_{k_a q_a} \begin{bmatrix} l_a & l_a & k_a \\ m_1 - m_3 & q_a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L_1 & L_1^* & k_a \\ M_1 - M_1^* & q_a \end{bmatrix} (-1)^{L_1^* - M_1 + l_a - m_3} \times \\ &\times (S_1 L_1 \| V^{k_a \tau} \| S_1^* L_1^*) \sum_{\bar{S}_2 \bar{L}_2 \bar{M}_2} \sum_{k_b q_b} \begin{bmatrix} l_b & l_b & k_b \\ m_2 - m_4' & q_b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L_2 & \bar{L}_2 & k_b \\ M_2 - \bar{M}_2 & q_b \end{bmatrix} \times \\ &\times (-1)^{\bar{L}_2 + M_2 + l_b - m_4'} (S_2 L_2 \| U^{k_b} \| \bar{S}_2 \bar{L}_2) \delta_{S_2 \bar{S}_2} \sum_{\bar{S}_2 \bar{q}_2} \begin{bmatrix} l_b & l_b & k_b \\ m_2 - m_4' & \bar{q}_2 \end{bmatrix} \times \end{aligned}$$

$$\times \left[\begin{array}{ccc} \bar{L}_2 & L_2^* & \bar{k}_b \\ \bar{M}_2 & -M_2^* & \bar{q}_b \end{array} \right] (\bar{S}_2 \bar{L}_2 \parallel V^{k_b} \tau \parallel S_2^* L_2^*) (-1)^{L_2^* + \bar{M}_2 + L_b - m_2'} \quad (15)$$

Аналогичные формулы в работе /2/ относятся к случаю несвязанных спиновых моментов отдельных атомов.

Действие четырехэлектронного оператора $\sum_{k,l} \sum_{i+k} \sum_{j+l} \frac{e^2}{r_{kl}} \rho_{ij}$ приводит к матричным элементам, которые содержат произведение двухэлектронного кулоновского интеграла на два интеграла перекрытия.

В этом случае удобно вывести выражения матричных элементов, записав оператор в следующем виде:

$$\sum_{\substack{k+i \\ l+j}} \frac{e^2}{r_{kl}} \rho_{ij}^{\wedge} = \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_b} \sum_{k=1}^{N_a} \sum_{l=1}^{N_b} \frac{e^2}{r_{kl}} \rho_{ij}^{\wedge} - \left(\sum_{k=1}^{N_a} \sum_{l=1}^{N_b} \sum_{l=1}^{N_a} \frac{e^2}{r_{kl}} \rho_{i N_b}^{\wedge} + \right. \\ \left. + \sum_{k=1}^{N_a} \sum_{l=1}^{N_b} \sum_{j=1}^{N_b} \frac{e^2}{r_{kl}} \rho_{N_a, j}^{\wedge} - \sum_{k=1}^{N_a} \sum_{l=1}^{N_b} \frac{e^2}{r_{kl}} \rho_{N_a}^{\wedge} \rho_{N_b}^{\wedge} \right). \quad (16)$$

Как и в рассмотренных выше случаях, многоэлектронный множитель при произведении двухэлектронного кулоновского интеграла на два одноэлектронных интеграла перекрытия можно выразить через $(SL \parallel U^k \parallel S^* L^*)$ и $(SL \parallel V^{k\tau} \parallel S^* L^*)$.

В рамках изложенной методики можно получить остальные выражения для коэффициентов при интегралах, соответствующих однократным перестановкам электронов между атомами. В частности, многоэлектронные коэффициенты при произведениях интегралов перекрытия можно выразить через матричные элементы произведения одноэлектронных спиновых операторов. Следует отметить, что при рассматриваемом подходе многоэлектронные функции неортогональны. При этом усеченный базис, в котором фактически осуществляются вычисления, сохраняет свою физическую обоснованность.

Существуют различные способы построения многоэлектронных волновых функций атомов, содержащих несколько открытых оболочек. Наиболее простым и универсальным является детер-

минантный базис, однако в этом случае отдельные базисные функции не являются собственными функциями оператора полного спина.

При другом подходе волновая функция сложной конфигурации строится в виде антисимметризованной функции связанных моментов отдельных оболочек, а волновые функции оболочек строятся с помощью генеалогических коэффициентов. Кроме того, можно распространить понятие генеалогических коэффициентов на несколько оболочек, вводя так называемые обобщенные генеалогические коэффициенты /7-8/.

Хотя связывание моментов и антисимметризацию в случае неэквивалентных электронов можно проводить независимо, преимуществом обобщенных генеалогических коэффициентов является однотипность математических операций при вычислении матричных элементов (суммирование по ионным термам) и создание базисных функций, которые являются собственными функциями моментов количества движения. Использование обобщенных генеалогических коэффициентов освобождает от необходимости программировать разнообразные и сложные выражения недиагональных по конфигурации многооболочечных матричных элементов, существенно различающихся в разных случаях изъятия или добавления электрона в конфигурациях базисных функций.

Недостатком метода обобщенных генеалогических коэффициентов является довольно громоздкое суммирование по термам многих ионных конфигураций.

Для двухатомной системы на больших межъядерных расстояниях целесообразно строить волновые функции отдельных многооболочечных атомов при помощи обобщенных генеалогических коэффициентов в виде разложения:

$$\begin{aligned} \psi^A_{SLM_S M_L}(l_1^{n_1} l_2^{n_2} l_3^{n_3}) &= \quad (17) \\ &= \sum_{r=1}^3 \sum_{L'L'S'} G_{L'L'S'}^{L L S}(r) \sum_{M'_S m_i} \sum_{M'_L m_i} \left[\begin{matrix} S' & \frac{1}{2} & S \\ M'_S & \mu_i & M_S \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} L'_1 & l_i & L \\ M'_L & m_i & M_L \end{matrix} \right] \times \\ &\times \psi_{S'L'M'_S M'_L}(l_1^{n_1-\delta} l_2^{n_2-\delta r} l_3^{n_3-\delta r}) \varphi_{L_r M_r}(\vec{r}_r) \mathcal{O}_{\frac{1}{2} \mu_r}(S_{2r}). \end{aligned}$$

Формула (17) записана для случая трех оболочек, где r - номер оболочки.

Базисные функции (2) содержат антисимметризатор, который можно представить в виде разложения по перестановкам электронов между центрами:

$$\hat{A} = \left(\begin{matrix} N_a & r & N_b \\ & & \end{matrix} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \sum_{r_a} \sum_{r_b} \sum_{i=1}^{n_{r_a}} \sum_{j=1}^{n_{r_b}} \hat{P}_{ij}^{r_a r_b} + \dots \right). \quad (18)$$

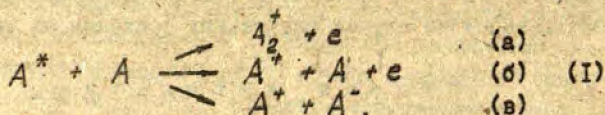
Здесь оператор $\hat{P}_{ij}^{r_a r_b}$ обозначает перестановку i -го электрона оболочки r_a атома "a", и j -го электрона оболочки r_b атома "b". Необходимые матричные элементы гамильтониана легко получить, распространяя приведенные матричные элементы U^k и $V^{k\tau}$ при помощи обобщенных генеалогических коэффициентов на случай нескольких оболочек на каждом атоме.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Дружкин В.В. - ФТТ, 1967, т.9, вып.9, с.2463-2468.
2. Гарифуллин Р.Л., Еремин М.В., Леушин А.М. - ФТТ, 1972, т.14, вып.2, с.382-390.
3. Круглевский В.А. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1981, с.71-79.
4. Gerratt J. - Proc. Roy. Soc., 1976, vol. A350, p.363-380.
5. Круглевский В.А. - Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн., 1984, № 1, с.21-27.
6. Umanskiĭ S. Ja., Nikitin E. E. - Theor. Chim. Acta. (Berlin), 1969, Bd. 13, p.91-105.
7. Левинсон И.Б. - Liet. TSR MA Darbai, B, (Tr. AN ЛитССР, B), 1957, т.4, № 12, с.17-31.
8. Armstrong L. Jr. - Phys. Rev., 1968, vol. 172, p.18-23.

ИОНИЗАЦИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ОПТИЧЕСКИ
ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ В ПУЧКЕ

В настоящей работе с помощью пучковой методики изучались процессы столкновительной ионизации при селективном оптическом возбуждении nP -состояний атома натрия. Процесс ионизации при столкновениях возбужденного атома A^* с атомом в основном состоянии может протекать по следующим каналам:



Канал (Ia) носит название процесса ассоциативной ионизации и является преобладающим для не очень больших значений главного квантового числа $n \leq 20$.

Традиционная методика исследования процессов ассоциативной ионизации атомов щелочных металлов основана на измерении полного ионного тока при селективном оптическом возбуждении паров металла в ячейке. Для повышения чувствительности регистрации ионов иногда используется метод компенсации объемного заряда, позволяющий на несколько порядков увеличить регистрируемый ионный сигнал. В условиях паронаполненной ячейки за последние 15 лет выполнены исследования процессов ионизации (I), а также ассоциативной ионизации при парных столкновениях резонансно возбужденных атомов



для большинства щелочных металлов (см., например, /1/). Расчеты констант скоростей процесса (I), выполненные для цезия и рубидия /2,3/, дали неплохое количественное согласие с результатами экспериментов.

В последние годы для исследования процессов ионизации при атом-атомных столкновениях все более широко применяется методика, основанная на использовании атомного пучка (или

пересекающихся пучков) в сочетании с его оптическим возбуждением (обычно с помощью перестраиваемых лазеров на красителях). Это позволяет проводить эксперименты в более чистых условиях. Кроме того, пучковая методика наилучшим образом приспособлена для регистрации и масс-анализа заряженных продуктов реакций. В частности, для натрия была измерена константа скорости процесса (2) при лазерном возбуждении резонансных ЗР-состояний /4/. В условиях пересекающихся пучков были определены константы скоростей реакции (1) для атомов $Na(nP)$ при $5 \leq n \leq 15$ /5/.

Методика настоящего эксперимента ранее была описана в работе /6/. Схема установки приведена на рис. I. Пучок атомов натрия создавали нагреванием металла в тигле до 700-730 К. При этом максимальная концентрация атомов в зоне оптического возбуждения достигала $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Система диафрагм, определяющая геометрию пучка, при подаче на нее определенных потенциалов использовалась в качестве защиты от проникновения в зону оптического возбуждения ионов, образующихся на горячей поверхности источника атомного пучка. Атомы конденсировались на коллекторе, охлаждаемом жидким азотом. Давление остаточных паров внутри рабочей камеры не превышало 10^{-6} мм рт.ст. Атомы пучка возбуждали излучением ксеноновой лампы ДКШ-3000; селектируемым монохроматором с дифракционной решеткой 1200 штр./мм. Спектральная плотность излучения в интересующей нас области длин волн от 240 до 285 нм составляла 4 - 40 эрг/с.мм. Рабочий ток лампы варьировали в пределах 60-100 А. Абсолютное значение потока возбуждающего излучения измерялось градуированным фотоэлементом Ф-29, включенным на входе электрометрического усилителя ИМТ-05. Ионы, образующиеся в результате столкновительной ионизации, а также прямой фотоионизации атомов Na и молекул Na_2 , регистрировали вторично-электронным умножителем ВЭУ-6, работавшим в режиме счета отдельных ионных импульсов. Эти импульсы детектировали счетчиком FS-3 /7/. Область распространения атомного пучка экранировали медным цилиндром, жестко связанным с охлаждаемой ловушкой (на рис. I цилиндр не показан). Ввод и вывод излучения, вытягивание заряженных частиц осуществляли через отверстия на боковой поверхности цилиндра.

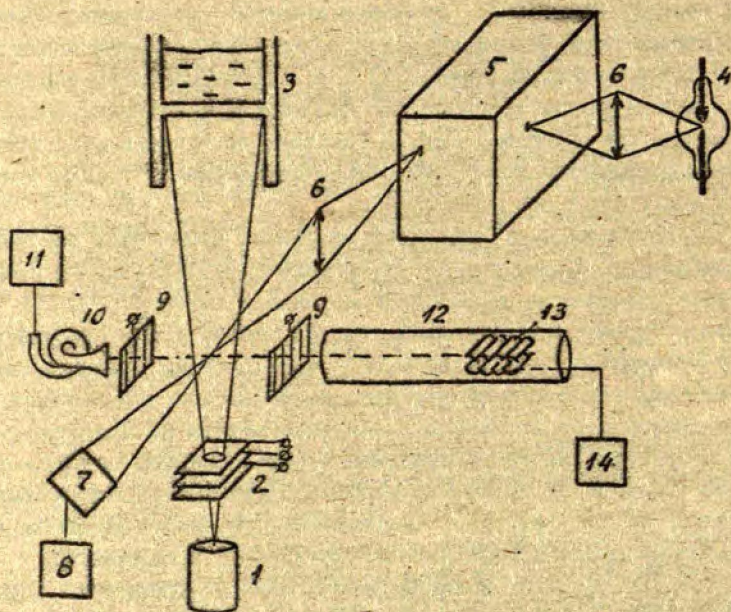


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - источник атомного пучка, 2 - формирующие диафрагмы и защита от термоионов, 3 - ловушка с жидким азотом, 4 - лампа ДКШ-3000, 5 - монохроматор, 6 - фокусирующие кварцевые линзы, 7 - фотозлемент Ф-29, 8 - электрометрический усилитель ИМТ-05, 9 - ионные линзы, 10 - вторично-электронный умножитель ВЭУ-6, 11 - счетчик ФС-3, 12 - времяпролетный масс-спектрометр, 13 - вторично-электронный умножитель ВЭУ-2В, 14 - система регистрации.

На рис. 2, где приведена запись зависимости ионного сигнала на выходе системы регистрации от длины волны возбуждающего излучения при ширине выделяемого спектрального интер-

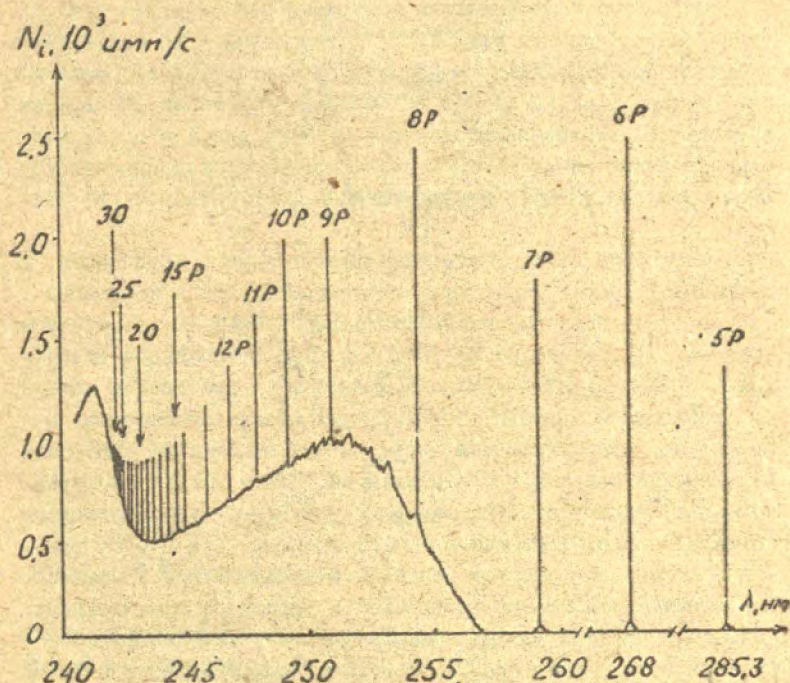


Рис. 2. Зависимость числа регистрируемых ионов натрия от длины волны возбуждающего излучения ($\Delta \lambda = 0,03 \text{ nm}$).

вала $\Delta \lambda = 0,03 \text{ nm}$, отчетливо наблюдаются ионные пики, соответствующие возбуждению отдельных nP -состояний и обусловленные столкновительной ионизацией, а также сигналы прямой фотоионизации атома Na и молекулы Na_2 , видна структура ионного спектра молекулярной полосы.

Для того, чтобы корректно идентифицировать образующиеся ионы с конкретным каналом столкновительной ионизации, была применена простейшая времяпролетная масс-спектрометрическая система, позволяющая разделять ионы Na^+ и Na_2^+ . Особенность системы регистрации заключалась в возможности рабо-

тять в режиме накопления сигнала, что значительно повышало ее чувствительность /8/.

Масс-спектрометрические измерения показали, что при оптическом возбуждении низких nP -состояний в результате процесса ассоциативной ионизации образуются только молекулярные ионы (Ia). С ростом n возрастает вклад и других каналов столкновительной ионизации. Так, для $n = 15$ сигнал, обусловленный ионами Na^+ , уже уверенно регистрируется, хотя и остается заметно меньше сигнала ассоциативной ионизации.

Установим связь между измеряемыми нами величинами и константой скорости процесса столкновительной ионизации. Прежде всего заметим, что образование ионов в результате реакции (I) происходит не только в зоне оптического возбуждения пучка, но и на всем дальнейшем его протяжении вплоть до охлаждаемой ловушки. Концентрация атомов меняется в направлении распространения пучка, и это необходимо учитывать в уравнении баланса числа ионизаций. Чтобы учесть пространственные неоднородности, запишем уравнение ионизационного баланса в виде, явно зависящем от времени. Для этого выделим в поперечном сечении пучка слой толщиной Δh и рассмотрим ионизацию в объеме этого слоя в зависимости от времени. Обозначим через l длину зоны оптического возбуждения, 2φ - расходимость пучка (рис.3). Примем в качестве точки отсчета времени $t = 0$ момент прохождения атомами зоны оптического возбуждения, концентрацию нормальных атомов в этой зоне обозначим $N_1(0)$, объем - $V(0) = S(0)\Delta h = l^2\Delta h$. В момент времени t - $V(t) = S(t)\Delta h = (l + 2\bar{v}t \tan\varphi)^2 \bar{v}t = V(0)(l + 2\bar{v}t \tan\varphi)^2 / l^2$, где \bar{v} - средняя скорость атомов пучка в направлении его оси, и $N_1(t) = N_1(0) l^2 \bar{v}t / (l + 2\bar{v}t \tan\varphi)^2 \bar{v}t = N_1(0) l^2 / (l + 2\bar{v}t \tan\varphi)^2$. Общее число нормальных атомов в рассматриваемом объеме $N_1(t)V(t) = N_1(0)V(0)$. Временная зависимость концентрации возбужденных атомов $N^*(t)$, обусловленная расходимостью пучка, имеет такой же вид. Однако необходимо учитывать изменение концентрации $N^*(t)$ в результате радиационного распада возбужденных состояний. При достаточно больших значениях n могут также сказываться процессы столкновительного тушения возбужденных состояний, роль которых будет рассмотрена ниже.

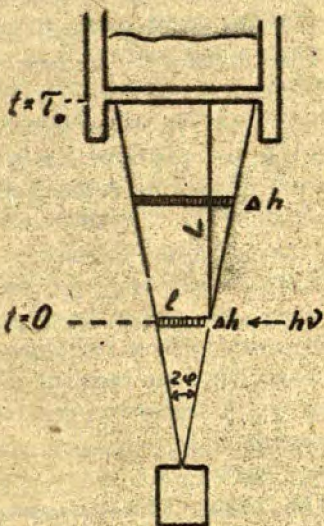


Рис.3. К выводу формулы (3).

Запишем уравнение ионизационного баланса в виде, явно зависящем от времени:

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = N_1(t)N^*(t)V(t)K(\nu p) = N_1(0)N^*(0)V(0)K(\nu p) \frac{l^2}{(l+2\sqrt{t}l \tan \varphi)^2} e^{-\frac{t}{\tau^*}}$$

где τ^* - радиационное время жизни возбужденного атома, $K(\nu p)$ - константа скорости процесса (1), $\frac{dn_i(t)}{dt}$ - число ионов, образующихся в выделенном в момент времени t объеме. Для того, чтобы определить общее число ионов $\frac{dn_i}{dt}$, образующихся во всем объеме столкновительного взаимодействия, необходимо проинтегрировать это уравнение по времени от 0 до τ_0 , где $\tau_0 = \frac{l}{v}$ - время пролета атома от зоны оптического возбуждения до ловушки. В результате интегрирования получим:

$$\frac{dn_i}{dt} = N_1(0)N^*(0)V(0)K(\nu p) \left[t - \frac{l^2}{(l+2L \tan \varphi)^2} e^{-\frac{t}{\tau^*}} \right] \quad (3)$$

Далее мы везде для упрощения будем писать N_1 , N^* , V , подразумевая значения этих величин в зоне оптического воз-

буждения. Таким образом, в отличие от случая паронаполненной ячейки, здесь появляется дополнительный множитель, учитывающий геометрию пучкового эксперимента. Заметим, что этот множитель в наших условиях начинал сказываться на конечном результате лишь для уровней с достаточно большими n , для которых $\tau^* \geq \tau_0$. Максимальная возможная ошибка, вызванная неучетом этого множителя, не превышает 20% для $n = 21$.

Константы скоростей процессов столкновительной ионизации определяли из уравнения (3). Для этого необходимо было измерить число образующихся ионов, определить концентрации атомов в основном и возбужденных состояниях в зоне оптического возбуждения и учесть конкретную геометрию эксперимента.

Концентрацию атомов в основном состоянии N_1 определяли по известным значениям эффективных сечений ионизации атомов натрия электронным ударом, измеренным с высокой точностью в ряде работ [9-11]. Для этого атомный пучок пересекали пучком электронов заданной энергии E , получаемым с помощью электронной пушки. Образующиеся при этом ионы собирали на коллектор и детектировали электрометрическим усилителем ИМГ-05. Ток электронного пучка $I_e = en_e \sqrt{\frac{2E}{m}} S$, ионный ток $I_i = e N_1 n_e \sigma_i(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} V$. Здесь e - заряд и m - масса электрона, n_e - концентрация электронов, $\sigma_i(E)$ - эффективное сечение ионизации [10]. Отсюда

$$N_1 = I_i / I_e \sigma_i(E) l \quad (4)$$

Заметим, что при измерениях ионных токов необходимо было обеспечить надежную экранировку цепи ионного коллектора от внешних помех, а также максимально снизить влияние всевозможных утечек.

По известному значению концентрации атомов в основном состоянии, зная спектральную плотность возбуждающего излучения, определим концентрацию возбужденных атомов N^* . Количество энергии, поглощенное в слое толщиной l в единицу времени $\mathcal{E} = \Phi_0 - \Phi_l$, где Φ_0 - падающий и Φ_l - вышедший из слоя световые потоки. Введем величину $A_G - \Delta \nu \frac{\Phi_0 - \Phi_l}{\Phi_0}$, называемую полным поглощением [12]. Здесь $\Delta \nu$ - выделенный участок сплошного спектра, в пределах которого функция распределения яркости имеет постоянное значение (в нашем случае $\Delta \nu$ - достаточно узкий участок спектра ксеноновой лам -

пы, селективируемый монохроматором). Таким образом, $\varepsilon = A_g \Phi_0 / \Delta \nu$. Число актов оптического возбуждения атомов в единицу времени в единице объема равно числу поглощенных фотонов: $\frac{\varepsilon}{V \Delta \nu} = \frac{A_g \Phi_0 / \Delta \nu}{h \nu \Delta \nu} V$, где $h \nu$ - энергия поглощенного кванта. Если считать, что возбужденные атомы разрушаются лишь вследствие радиационного распада, уравнение баланса заселенности для них можно записать в виде

$$A_g \Phi_0 / h \nu \Delta \nu V = N^* \tau^* \quad (5)$$

Величина A_g однозначно связана с концентрацией атомов N_1 /12/:

$$A_g = \frac{\overline{T} e^2}{m c} l f N_1,$$

где f - сила осциллятора возбуждаемого перехода. Нами использованы значения f из /13/. Отсюда

$$N^* = \frac{\overline{T} e^2}{m c} \frac{\Phi_0}{\Delta \nu} \frac{l f \tau^*}{h \nu V} N_1. \quad (6)$$

Формула (6) получена в предположении малой оптической толщины поглощающего слоя, т.е. $\chi_0 l \ll 1$ (χ_0 - коэффициент поглощения в центре контура линии). Как показали проведенные оценки, для наших условий эксперимента это требование всегда выполняется.

Основными количественными измерениями у нас являлись измерения ионных сигналов с помощью ВЭУ. В связи с этим следует заметить, что даже при работе в режиме счета отдельных ионных импульсов эффективность регистрации ВЭУ не равна единице /14/. Кроме того, она может быть различна для различных регистрируемых частиц. Наконец, необходимо учитывать и возможность того, что не все ионы, образующиеся в объеме столкновений, попадают на вход ВЭУ. Учтем это обстоятельство, введя коэффициенты η_1 и η_2 - эффективность регистрации и сбора ВЭУ соответственно атомарных и молекулярных ионов натрия. Тогда число импульсов, регистрируемых в единицу времени в результате процесса (1а),

$$I = \eta_2 \frac{dn_i}{dt}. \quad (7)$$

Число регистрируемых в единицу времени ионных импульсов в результате фотоионизации атомов I_1 и молекул I_2 на длине волны 241,2 нм, соответствующей порогу фотоионизации атома,

$$I_1 = \eta_1 \cdot \frac{N_1 \sigma_1 l \Phi_{241,2}}{h \nu_{241,2}} ; \quad (8)$$

$$I_2 = \eta_2 \frac{N_2 \sigma_2 l \Phi_{241,2}}{h \nu_{241,2}} . \quad (9)$$

Здесь $\Phi_{241,2}$ - световой поток; N_2 - концентрация молекул; σ_1 и σ_2 - эффективные сечения фотоионизации соответственно атома и молекулы на данной длине волны. Из (8) и (9) получим

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{I_1}{I_2} \left(\frac{N_2}{N_1} \right) \frac{\sigma_2}{\sigma_1} . \quad (10)$$

Отношения концентраций $(N_2/N_1)_T$ оценивали по термодинамике /15/, значения σ_1 и σ_2 брали из работы /16/. Используя уравнения (3), (6)-(10) и переходя от частот к длинам волн, окончательно получим для константы скорости процесса (I)

$$K(n\rho) = \alpha \beta \left(\frac{N_2}{N_1} \right)_T \frac{I}{I_2} \frac{\Phi_{241,2}}{\Phi_0} \frac{\sigma_2}{N_1} , \quad (11)$$

где $\alpha = \frac{\pi c^2}{T e^2}$; $\beta = \frac{\lambda_{241,2} \Delta \lambda}{\lambda^3 f \tau^*} \left[1 - \frac{l^2}{(l+2L \operatorname{tg} \varphi)^2} e^{-\frac{\tau_0}{\tau^*} - 1} \right]$; N_1 определяли из уравнения (4). Значения η_1 и η_2 зависят от времени и режимов работы ВЭУ и могут быть весьма различны для различных используемых экземпляров. В связи с этим при проведении каждой новой серии измерений необходимо было заново определять η_1 и η_2 . Несмотря на большой разброс значений этих коэффициентов от серии к серии, $\eta_2 \geq \eta_1$.

При выведении формулы (II) предполагалось, что в результате столкновительной ионизации образуются только молекулярные ион., т.е. процесс идет по каналу (Ia). Оценки, выполненные с использованием данных /2, 17/, а также результаты масс-спектрометрических измерений показали, что образование атомарных ионов в процессе (I) и изменение в связи с этим эффективности регистрации ионов вторично-электронным умножителем может привести к увеличению константы скорости не более чем на несколько процентов даже для максимальных в наших экспериментах значений n .

Для состояний с большими n возможен процесс иониза -

ции их электрическим полем. Критическое значение поля, необходимое для ионизации атома, $E_{крит.} = \frac{1}{16}(n^*)^4 (n^* - \text{эффективное главное квантовое число})$ при $n^* = 20,14$ (максимальное значение, для которого определялась константа скорости ионизации) равно 2,0 кВ/см. Это значительно больше, чем значение поля в наших условиях.

При селективном оптическом возбуждении nD - состояний возможны последующие радиационные переходы на нижележащие уровни конфигураций S и D . Такие каскадно заселяемые состояния также могут участвовать в процессах столкновительной ионизации. Оценки, выполненные нами с использованием значений f из работы /18/, показали, что заселенность таких S - и D - уровней не превышает 10% от заселенности nD - состояний.

При выведении формулы (11) предполагалось, что разрушение оптически возбужденных nD - атомов происходит только вследствие радиационного распада. Однако с ростом n все более заметную роль начинает играть механизм безызлучательного тушения nD - состояний в результате передачи возбуждения на близлежащие уровни других электронных конфигураций. Этот процесс перемешивания особенно существен в условиях паронаполненной ячейки, где концентрации атомов на два-четыре порядка больше, чем в эффузионном пучке. При наличии интенсивного перемешивания уравнение баланса (5) следует записать в виде

$$\frac{A_2 \Phi_0}{h \nu \Delta V V} = N^* \left(\frac{1}{\tau^*} + N \sum_k \langle Q_k \nu \rangle \right). \quad (12)$$

Здесь $\sum_k \langle Q_k \nu \rangle$ - суммарная константа скорости тушения nD - уровня в результате передачи возбуждения на близлежащие уровни k . Оценим роль безызлучательного тушения в наших условиях. Для этого необходимо сравнить члены в правой части уравнения (12). Для $n = 5-7$ мы использовали значения τ^* из работы /19/, для $n = 8-13$ - результаты теоретической работы /20/, для $n > 13$ проводилась экстраполяция этих данных по формуле, рекомендуемой авторами /20/. Заметим, что данные /19/ и /20/ хорошо согласуются. По известной функции распределения частиц в пучке по относительным скоростям /17/ была найдена средняя скорость их относительного движения

$\bar{v} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$. Она в $2\sqrt{2}$ раз меньше, чем для случая паронаполненной ячейки. Суммарное значение эффективного сечения тушения $Q_T = \sum_k \langle \Omega_k v \rangle / \bar{v}$ можно оценить по формуле [21]:

$$Q_T = \frac{(n^*)^2}{2} [5(n^*)^2 + 1 - 3l(l+1)] a_0^2, \quad (13)$$

где $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-9}$ см - радиус первой боровской орбиты. Оценки показали, что, например, для $n=14$ скорости радиационного и столкновительного тушения оказываются равными уже при $N_T = 6 \cdot 10^{11}$ с⁻³, что соответствует условиям нашего эксперимента. Таким образом, процессы перемешивания играют существенную роль даже при сравнительно небольших концентрациях, характерных для атомного пучка. В этом случае понятие времени жизни отдельного атомного уровня теряет смысл, и следует говорить о времени жизни блока возбужденных состояний. Возьмем вместо использованного нами выше $\tau^*(nP)$ время жизни блока возбужденных состояний для данного значения n [22]

$$\tau^*(n) = \left[\frac{1}{n} \sum_l \frac{2l+1}{\tau^*(nl)} \right]^{-1}, \quad (14)$$

где $\tau^*(nl)$ - время жизни состояния с данными n, l . Проведенные оценки показали, что такая замена в условиях, когда скорость перемешивания больше скорости радиационного распада Р-состояния, а это справедливо в наших условиях при $n \geq 16$, приведет к возрастанию $K(nP)$ не более чем на 20%, причем эта ошибка максимальна при $n=16$.

На рис. 4 приведены полученные из уравнения (II) значения констант скоростей процесса (I) в зависимости от n^* . Отрезки по оси ординат характеризуют систематическую погрешность, соответствующую доверительной вероятности 0,95:

$$\frac{\delta K(nP)}{K(nP)} = \pm \frac{z_{\alpha}}{\sqrt{3}} \left[\left(\frac{\delta N_1}{N_1} \right)^2 + \left[\delta \left(\frac{\Phi_{24,2}}{\Phi_0} \right) / \left(\frac{\Phi_{24,2}}{\Phi_0} \right) \right]^2 + \left(\frac{\delta C_2}{C_2} \right)^2 \right]^{1/2} = [(0,2)^2 + (0,05)^2 + (0,1)^2]^{1/2} = 0,25, \quad (15)$$

где z_{α} - квантиль нормированного нормального распределения /23/. Для $\alpha=0,95$, $z_{\alpha}/\sqrt{3} \approx 1,1$. Первые два члена суммы в формуле (15) содержат систематические погрешности измерений ионного и электронного токов, сечения ионизации атома электронами, калибровки фотозлемента, гесметрические факторы и т.д. Случайные погрешности измерений в наших условиях пренебрежимо малы.

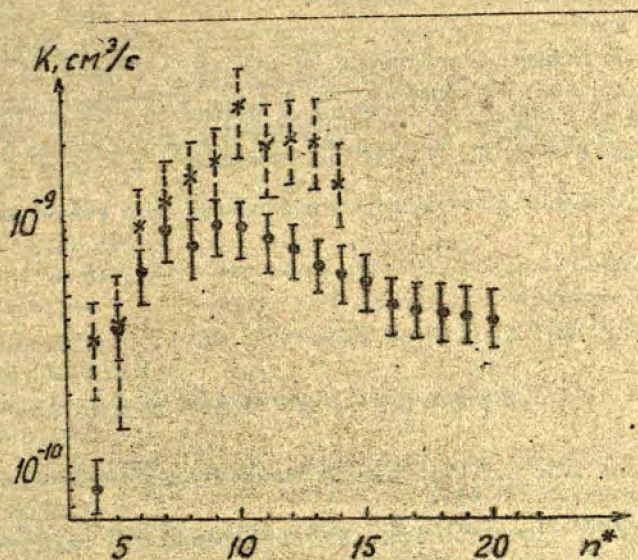


Рис. 4. Зависимость константы скорости реакции (I) от n^* :
I - результаты, полученные в настоящей работе; * - данные работы /5/.

На рис. 4 представлены также результаты, полученные авторами работы /5/, выполненной в условиях пересекающихся пучков. Заметим, что сравнение этих данных с нашими не вполне корректно в силу существенного различия распределений сталкивающихся частиц по относительным скоростям.

Нами выполнены расчеты констант скоростей процесса (I) для различных распределений сталкивающихся частиц на основе теоретической модели, предложенной в работе /2/. Расчеты по-

казали, что для малых n константы скоростей ионизации в пучке должны быть на несколько порядков меньше, чем для случая ячейки и пересекающихся пучков. Это, однако, не согласуется с данными эксперимента, в котором наблюдается весьма значительный ионизационный сигнал при возбуждении нижних nP -состояний (см. рис. 2). Различие констант скоростей, предсказываемое теорией, существенно уменьшается с ростом n .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- 1 . Ключарев А.Н. - В кн.: Химия плазмы. М.: Атомиздат, 1980, вып. 7, с. 109-144.
- 2 . Думан Е.Л., Шматов И.П. - ЖЭТФ, 1980, т. 78, вып. 6, с. 2116-2125.
- 3 . Mihailov A.A., Janev R.K. - J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1981, vol. 14, p. 1639-1657.
- 4 . De Jong A., van der Valk F. - J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1979, vol. 12, N 18, p. L561-L566.
- 5 . Boulmer J., Bonanno R., Weigner J. - J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1983, vol. 16, p. 3015-3024.
- 6 . Загрёбин С.Б., Самсон А.В. - Письма в ЖТФ, 1984, вып. 2, с. 114-118.
- 7 . Вичитис О.Е., Круминьш А.П., Янсон У.В. - ПТЭ, 1982, вып. 3, с. 248.
- 8 . Спигулис Я.А. - Настоящий сборник, с. 58.
- 9 . Brink G.O. - Phys. Rev., 1964, vol. 134, N 2A, p. 345-346.
- 10 . McFarland R.H., Kinney J.D. - Phys. Rev., 1965, vol. 137, N 4A, p. 1058-1061.
- II . Запесочный И.П., Алексахин И.С. - ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. I, с. 76-85.

12. Фрил С.Э. Оптические спектры атомов. М., Л.: Физматгиз., 1963. 640 с.
13. Шабанова Л.Н. - В кн.: Фотопроцессы возбуждения и ионизации. Л.: ЛГУ им. А.А. Жданова, 1984, с. 8-12.
14. Айбунд М.Р., Поленов Б.В. Вторично-электронные умножители открытого типа и их применение. М.: Энергоиздат, 1981. 138 с.
15. Несмеянов А.Н. Давление паров химических элементов. М.: АН СССР, 1961, с. 380.
16. Hudson R.D. - Phys. Rev., 1964, vol. 135, N 5A, p. 1212-1217.
17. Ключарев А.Н., Безуглов Н.Н. Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света. Л.: ЛГУ им. А.А. Жданова, 1983. 272 с.
18. Андерсон Э.М., Зилитис В.А. - Опт. и спектр., 1964, т. 16, вып. 2, с. 177-181.

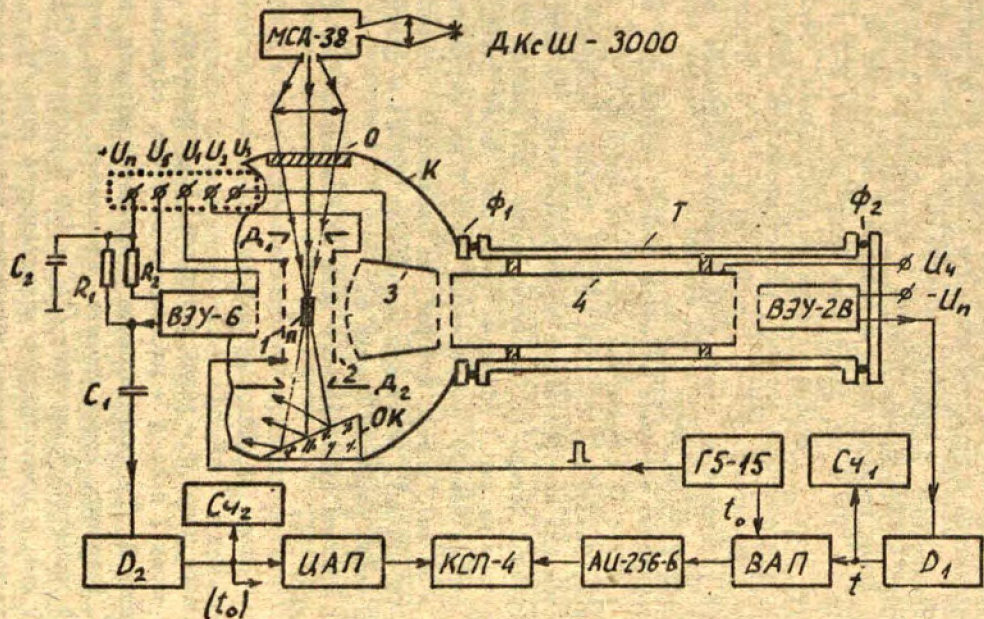
19. Веролайнен Я.Ф., Николаич А.Я. - УФН, 1982, т. 137, вып. 2, с. 305-338.
20. Груздев П.Ф., Афанасьева Н.В. - Опт. и спектр., 1980, т. 49, вып. 4, с. 625-632.
21. Bates D.R., Damgaard A. - Phil. Trans. Roy. Soc. A, 1949, vol. 242, p. 101-122.
22. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматгиз, 1960. 562 с.
23. Рабинович С.Г. Погрешности измерений. Л.: Энергия, 1973. 264 с.

МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНОВ В ПУЧКОВОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

При поглощении оптического излучения парами металлов кроме возбужденных атомов и молекул могут образоваться атомарные и молекулярные ионы и электроны /1/. Фотопроцессы с участием заряженных частиц в последние годы привлекли особый интерес и интенсивно исследуются как в экспериментах с паронаполненными ячейками /1-3/, так и в пучковых экспериментах /4-8/. Множество возможных каналов ионизации (фотоионизация, ассоциативная и пеннинговская ионизация, неупругие соударения с электронами и др.) обуславливает необходимость комплексного подхода к изучению этих процессов. В частности, для полного представления о механизме переноса энергии оптического возбуждения в парах требуются измерения пяти видов спектров - оптического, временного, ионизационного, масс-спектра ионов и энергетического спектра электронов.

В настоящей работе сообщается о методике и некоторых результатах масс-спектрометрического исследования ионов, образующихся в условиях квазимонохроматического некогерентного возбуждения атомного пучка /8/. Для разделения ионов по массам была осадана лабораторная времяпролетная установка, работающая в режиме многоканального счета ионов с время-амплитудным преобразованием /9/.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В качестве источника оптического возбуждения использована ксеноновая лампа непрерывного действия ДКСШ-3000. Излучение лампы, пройдя через монохроматор МСД-36 ($\Delta\lambda \leq 0,4\text{нм}$), кварцевое окно O и диафрагму D_1 , фокусируется на ленточный диффузионный атомный пучок сечением 4×9 мм. Пучок P направлен по оси цилиндрической вакуумной камеры K из нержавеющей стали ($d = 140$ мм) перпендикулярно плоскости рисунка. С



Фиг. I. Схема экспериментальной установки.

обеих сторон области фотовозбуждения пучка. В изоляторах установлены плоские сетки I и 2, расстояние между которыми составляет 18 см. При положительном потенциале сетки I относительно сетки 2 ионы, образовавшиеся в результате фотовозбуждения, отклоняются в эквипотенциальную область 3, ограниченную сетками, а затем в подобную область 4. После этого они попадают на открытый катод вторично - электронного умножителя ВЗУ-2В. Длина пролета ионов в области 3 составляет 40 мм, а в области 4 - 190 ± 10 мм; расстояние между сетками 2-3 и 3-4 не превышает 5 мм. Электроны из области возбуждения, отклоненные в противоположную сторону, регистрировались каналовым электронным умножителем ВЗУ-6. Диафрагмы D_1 , D_2 и отражающий клин ОК установлены, чтобы предотвратить попадание рассеянного излучения на сетки I и 2.

Конструктивно источник атомного пучка, диафрагмы, элементы I-3 и ВЗУ-6 (с элементами схемы включения $R_1 = 9,1$ кОм, $R_2 = 270$ кОм, $C_1 = 330$ пФ, $C_2 = 1500$ пФ), а также "ловушка" с жидким азотом для вымораживания паров закреплены на верхнем фланце вакуумной камеры К. Он служит также для вывода электродов, которые на рис. I обведены пунктиром. Через фланец Φ_1 к боковой стенке камеры присоединена труба Т из нержавеющей стали ($d = 50$ мм), внутри которой на изоляторах закреплен цилиндр 4 ($d = 40$ мм). Электроды умножителя ВЗУ-2В и цилиндра 4 выведены через торцевой фланец Φ_2 .

Время пролета однозарядного иона до приемника (ВЗУ-2В) можно выразить как

$$T = \sqrt{\frac{m}{2eU_{12}}} (2s + l), \quad (1)$$

где m - масса иона; e - заряд электрона; U_{12} - разность потенциалов сеток I и 2; s - расстояние от точки образования иона до сетки 2; l - длина пролета в эквипотенциальном пространстве. Например, время пролета атомарного иона натрия при данной геометрии и значении $U_{12} = 100$ В согласно (1) составляет 9 нс, а время пролета молекулярного иона Na_2^+ - 13 нс. Следовательно, временное разрешение устройства регистрации, требуемое для различения этих ионов, должно быть не хуже 10^{-6} с.

В проведенных экспериментах разность потенциалов U_{12} создавалась импульсами длительностью 1 мкс и частотой следования 6 кГц от генератора Г5-15. Отклоненные импульсами "пакеты" ионов за время пролета до ВЭУ-2В разделялись по массам. В моменты времени t_0 , соответствующие началу отклоняющих импульсов, от Г5-15 подавались синхроимпульсы на вход "старт" время-амплитудного преобразователя ВАП (временное разрешение 10^{-7} с). При регистрации иона, долетевшего до ВЭУ-2В, анодный одноионный импульс преобразовывался дискриминатором Д₁ (быстродействие 10^{-7} с) и подавался на вход "стоп" ВАП-а. Момент поступления стоп-импульса характеризует время пролета иона $T = t - t_0$, пропорциональное его массе (I). На выходе ВАП генерировал пилообразные импульсы с амплитудами $A \sim T$, которые затем, в зависимости от A, фиксировались в тех или иных каналах амплитудного анализатора АИ-256-6. Таким образом, на экране анализатора был накоплен масс-спектр ионов, который далее записывался на ленте самописца КСП-4. Количество зарегистрированных ионов контролировалось счетчиком Сч I.

Кроме ионов, возникающих при фотовозбуждении пучка, установка позволяет регистрировать электроны. Электроны отклоняются с помощью сетки I и под влиянием потенциала $+U_5 > +U_2$ поступают на вход ВЭУ-6. Одноэлектронные сигналы с анода ВЭУ-6 через высоковольтный разделяющий конденсатор С₁ поступают на дискриминатор Д₂, затем подсчитываются счетчиком Сч 2 и через цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП) выводятся на самописец. Выходные импульсы Д₂, кроме измерения электронного сигнала, могут также служить старт-импульсами ВАП-а при масс-анализе ионов, методом, описанным в работе /6/.

Вид получаемого масс-спектра определяется выбором значений потенциалов $U_1 - U_4$. Для иллюстрации на рис. 2 приведены два спектра, полученных при одинаковых условиях образования ионов в пучке атома натрия. В первом случае (рис. 2, а) элементы 2, 3 и 4 заземлены, что обеспечивает полную эквипотенциальность зоны пролета ионов. При этом расположение пиков Na^+ и Na_2^+ хорошо согласуется с расчетом по формуле (I), однако сигналы "размазаны" по времени. Разность

потенциалов между элементами 2, 3 и 3, 4 существенно повысилась, качество масс-спектра (рис. 2, б); интенсивность сигнала в максимумах пиков при этом пятикратно возросла. Большинство экспериментов проведено при следующих значениях потенциалов: $U_1 = +(100-130)$ В (импульсы), $U_2 = 0$, $U_3 = -(30 - 70)$ В, $U_4 = -(100-200)$ В, $U_5 = +(150-250)$ В; напряжения питания ВЭУ: $+U_n = +(2,2 - 2,8)$ кВ, $-U_n = -(3,6 - 4,0)$ кВ.

При облучении пучка паров натрия полным спектром ксеноновой лампы ионы с другими массами, кроме Na^+ и Na_2^+ , не обнаружены. Внимание привлекает полученное (см. рис. 2) соотношение массовых компонент. Молекулярных ионов в области фотовозбуждения оказалось примерно вдвое больше, чем атомарных, даже при низких концентрациях атомов в пучке (когда вероятность соударений возбужденных частиц с невозбужденными пренебрежимо мала и основным каналом образования ионов можно считать фотоионизацию). Учитывая, что невозбужденных димерных молекул в пучке на два порядка меньше, чем атомов /10/, полученное соотношение Na_2^+ / Na^+ свидетельствует о высокоэффективной фотоионизации молекул Na_2 полным излучением лампы. Следовательно, мощные ксеноновые лампы наряду с лазерами /3/ можно использовать в качестве эффективных источников для создания молекулярных ионов натрия при исследованиях их структуры и свойства.

Совсем иное соотношение компонент Na^+ и Na_2^+ наблюдалось при квазимонохроматическом ($\Delta\lambda = 0,3 \pm 0,1$ нм) возбуждении пучка. На участке за порогом фотоионизации атомов натрия более интенсивно образовывались атомарные ионы (рис. 3, а). При длинах волны возбуждения, соответствующих nP -резонансам в ионизационном спектре (рис. 3, г), вид масс-спектра оказался зависящим от главного квантового числа n . При $5 \leq n < 10$ в экспериментах была обнаружена только молекулярная компонента Na_2^+ , как показано на примере уровня 8P (рис. 2, б). Атомарные ионы Na^+ даже при восьмикратном повышении чувствительности при $n < 10$ не обнаружены. Это согласуется с предположением о доминирующей роли ассоциативного процесса



при образовании ионов в nP -резонансах /5,8/. Однако при

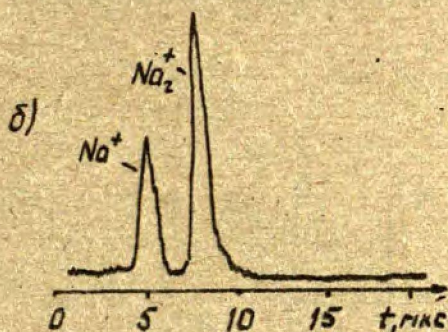
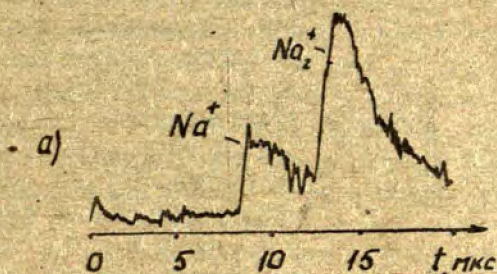


Рис.2. Времяпролетный масс-спектр ионов натрия при облучении атомного пучка полным спектром ксеноновой лампы:

а) $U_2 = U_3 = U_4 = 0$;

б) $U_2 = 0, U_3 = -50\text{В}, U_4 = -150\text{В}$.

$U_1 = +110\text{В}$ (импульс, $\tau = 1,0 \text{ мкс}$), $N(\text{Na}) = 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

$n \geq 10$ в масс-спектрах была констатирована атомарная компонента Na^+ (рис.2, б), что свидетельствует о наличии конкурирующего канала (-ов) ионизации. Таким каналом может быть, например, пеннинговская ионизация [2,4], а также фотони-зация возбужденных атомов [1].

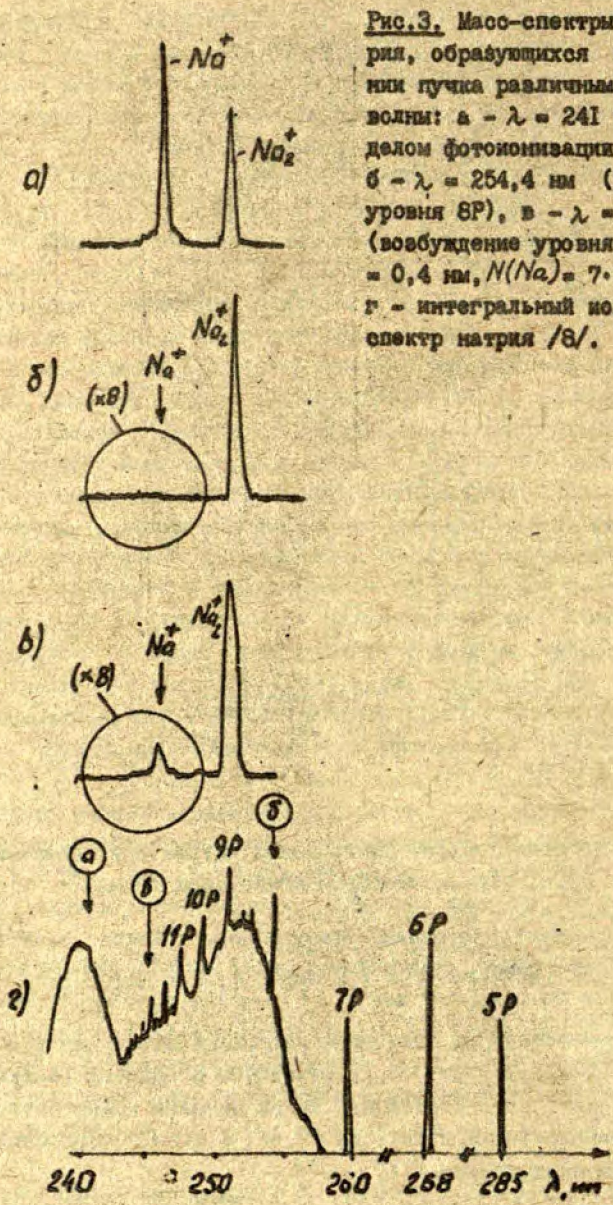


Рис. 3. Масс-спектры ионов натрия, образующихся при облучении пучка различными длинами волны: а - $\lambda = 241$ мк (за пределом фотоионизации атомов), б - $\lambda = 254,4$ мк (возбуждение уровня 8P), в - $\lambda = 245,6$ мк (возбуждение уровня 13P); $\Delta\lambda_{\text{доп}} = 0,4$ мк, $N(Na) = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, г - интегральный ионизационный спектр натрия [8].

Отметим, что измерения проводились при ширине спектральной полосы возбуждения, которая намного больше доплеровского уширения атомных линий. В данных условиях продуктами только ассоциативного процесса (2) можно считать ионы Na_2^+ , зарегистрированные в nP -резонансах при $n = 5, 6$ и 7 . При $n > 7$ конкурирующим (причем более эффективным) каналом образования молекулярных ионов явилась прямая фотоионизация димерных молекул натрия, которая имеет место при $\lambda < 258$ нм и создает фоновую полосу в спектре ионизации. В частности, на фоне этой полосы получены также масс-спектры, представленные на рис.3. В связи с этим оценить относительную эффективность канала (-ов) ионизации, приводящего (-их) к образованию атомарных ионов Na^+ при $n \geq 10$, по полученному соотношению массовых компонент ионов (рис. 3, в) нельзя.

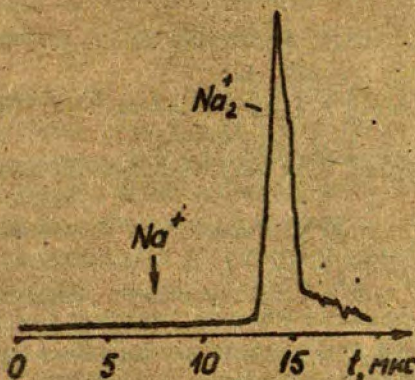
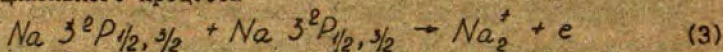


Рис.4. Масс-спектр ионов, полученный при селективном лазерном возбуждении в пучке резонансного подуровня $Na 3^2P_{1/2}$ ($\lambda = 589,6$ нм). $N(Na) = 4 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $\Delta\lambda < 10^{-4}$ нм, $P_{\text{обл}} = 10$ мВт.

Для оптического возбуждения пучка атомов натрия, кроме

ксеноновой лампы, использовался одночастотный сканируемый лазер на красителе (модель 580-01 фирмы "Spectra Physics"). Узкая полоса генерации дала возможность селективно заселять каждый из резонансных 3^2P -подуровней. Образующиеся при этом ионы натрия были проанализированы по массам на описанной выше установке. На рис. 4 приведен масс-спектр, полученный при возбуждении уровня $Na\ 3^2P_{1/2}$ нефокусированным лазерным излучением; идентичный масс-спектр получен при лазерном возбуждении уровня $Na\ 3^2P_{3/2}$. Наличие в масс-спектрах только молекулярной компоненты Na_2^+ подтверждает основную роль ассоциативного процесса



в формировании ионов натрия при данных условиях эксперимента.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Ключарев А.Н., Безуглов Н.Н. Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света. Л.: ЛГУ им. А.А.Жданова, 1983. 272 с.
2. Chéret M., Lindinger W., Barbier L. et al. - Chem. Phys. Lett., 1982, vol. 88, N 2, p. 229-232.
3. Roussel F., Carré B., Breger P. et al. - J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1983, vol. 16, N 10, p. 1749-1765.
4. Kimura M., Saikan S. - Chem. Phys. Lett., 1981, vol. 84, N 2, p. 276-279.
5. Boulmer J., Bonanno R., Weiner J. - J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1983, vol. 16, N 16, p. 3015-3024.
6. Suemitsu H., Samson J.A.R. - Phys. Rev., 1983, vol. A28, N 5, p. 2752-2758.
7. Bizau J.M., Carré B., Dhez P. et al. - In: Abstracts XIII ICPEAC. W-Berlin, 1983, p. 689.
8. Загребин С.В., Самсон А.В. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1983, с. 90-96.
9. Спигулис Я.А., Загребин С.В., Самсон А.В. - В кн.: Фотопроцессы возбуждения и ионизации. Л.: ЛГУ им. А.А.Жданова, 1984, с. 71-74.
10. Несмеянов А.Н. Давление пара химических элементов. М. АН СССР, 1961, с. 392 с.

И. В. Дмитриева, Е. Н. Котликов, О. В. Перчук
ЛГУ им. А. А. Жданова
(Ленинград)

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СИГНАЛОВ С УРОВНЯ $2p_4$ НЕОНА

Использование лазерного излучения в качестве источника возбуждения при исследовании интерференции состояний привело к наблюдению широкого класса нелинейных интерференционных сигналов /1,2/. В ряде случаев их наблюдение позволило получить дополнительную к сигналам пересечения уровней информацию о структуре уровней и о столкновительных процессах.

В настоящей работе приводятся результаты исследования нелинейного интерференционного сигнала, обусловленного двухквантовым процессом перепоглощения. Этот сигнал наблюдался во флуоресценции на частоте модуляции $2f_0$ ансамбля атомов, взаимодействующего с модулированным на частоте f_0 лазерным излучением.

Как известно /3/, линейно-поляризованное лазерное излучение выстраивает ансамбль атомов. Внешнее магнитное поле \vec{H} , направленное под углом к оси выстраивания, разрушает его. В простейшем случае, когда магнитное поле \vec{H} ортогонально вектору поляризации лазерного излучения \vec{E} , зависимость интенсивности флуоресценции от магнитного поля имеет вид Лоренцовского контура, ширина которого при экстраполяции к нулевой мощности лазерного излучения определяется постоянной релаксации выстраивания. Этот эффект носит название эффекта Ханле и проявляется в линейном отклике среды, т.е. при ее возбуждении модулированным на частоте f_0 лазерным излучением сигнал Ханле можно наблюдать в модулированной на той же частоте флуоресценции. При достаточно большой мощности лазерного излучения сигнал Ханле искажается различными нелинейными эффектами.

Если наблюдать отклик среды, модулированный на частоте $2f_0$, то регистрируются только чисто нелинейные эффекты. В частности, при экстраполяции к нулевой мощности лазерного

поля наблюдение сигнала Ханле на удвоенной частоте модуляции позволит разрешить интерференционный сигнал, обусловленный только двухквантовыми процессами перепоглощения. Условимся в дальнейшем называть такой сигнал двухквантовым сигналом Ханле.

Двухквантовый сигнал Ханле описывается теорией возмущений четвертого порядка /5/. При возбуждении монохроматической стоячей лазерной волной его форма описывается /4/ выражением

$$\operatorname{Re} \sum_{\substack{k=a,b \\ q=2,1}} C_{kq} \frac{1}{\Gamma_k(2) - 2i\Omega} \frac{1}{\Gamma_{ab} - i\frac{q+1}{2}\Omega}, \quad (1)$$

где $\Gamma_a(2)$ и $\Gamma_b(2)$ - постоянные релаксации выстраивания верхнего (a) и нижнего (b) уровней генерации, Γ_{ab} - однородная ширина линии перехода, $\Omega = \frac{k_0 l}{\lambda}$ - ларморовская частота. C_{kq} - коэффициент, содержащий $3j$ и $6j$ - символы, определяемые поляризацией лазерного излучения и моментами количеств движений уровней (a) и (b), а также постоянные релаксаций выстраивания и однородную ширину линии излучения.

Формула (1) описывает двухквантовый сигнал Ханле при наблюдении его в разности интенсивностей линейно поляризованных излучений $I(\vec{x}) - I(\vec{y})$ при $\vec{E} \parallel \vec{x}$ и $\vec{H} \parallel \vec{z}$.

Экспериментальная установка для наблюдения двухквантового сигнала Ханле с уровня $2p_4$ неона включала одномодовый гелий-неоновый лазер, генерирующий на длинах волн 0,63 и 1,15 мкм, поглощающую кювету, установленную внутри резонатора лазера, систему модуляции лазерного излучения и систему регистрации. Блок-схема установки приведена на рис. 1. Внутри резонатора лазера, образованного одним плоским и одним сферическим зеркалами 3, помещалась разрядная трубка РТ, обеспечивающая генерацию на линиях 0,63 и 1,15 мкм, кювета К, в которой поддерживался разряд на смеси гелия и неона, а также поглощающая пленка III, обеспечивающая одночастотный режим генерации /4/. Спонтанное излучение наблюдалось через боковые стенки кюветы. Катоды Гельмгольца, управляемые уси-

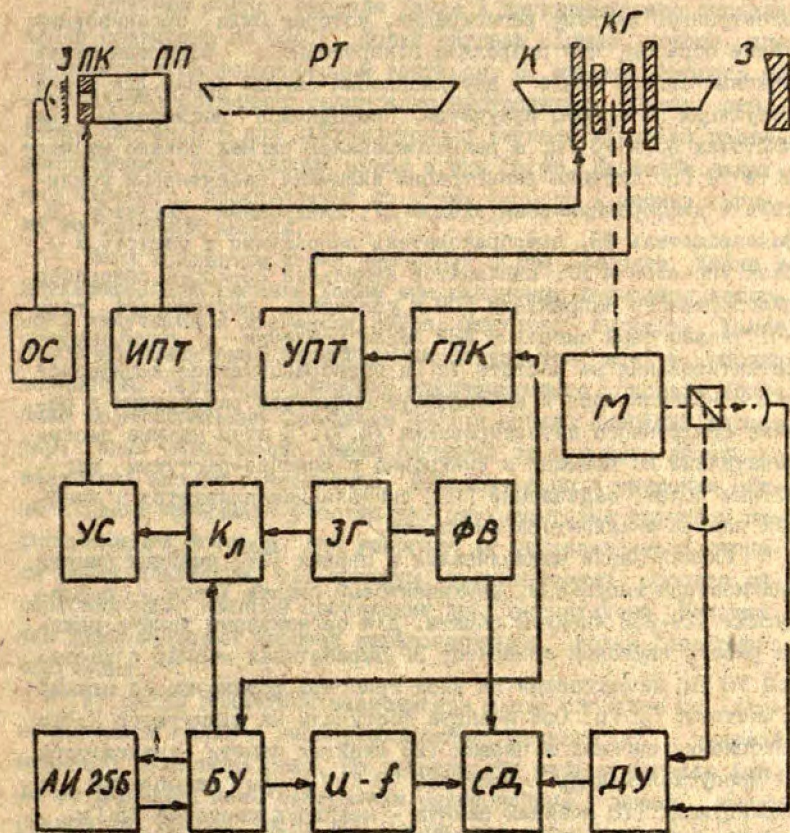


Рис. I. Блок-схема экспериментальной установки.

лителем постоянного тока УПТ и источником постоянного тока ИПТ, создавали необходимое магнитное поле, направленное вдоль оси тазера. Исследуемая линия выделялась монохроматором М и регистрировалась двумя фотозлектрическими умножителями.

лями. В эксперименте регистрировалась величина $I(\bar{x}) - I(\bar{y})$ на линиях, начинающихся с уровня $2p_4$ неона.

Сигналы с фотоэлектрических умножителей поступали на электронную систему регистрации, которая была организована таким образом, что позволяла попеременно регистрировать обычный сигнал Ханле и двухквантовый сигнал Ханле. Для этого модуляция лазерного излучения проводилась поочередно на частотах 35 и 70 Гц, а регистрировался сигнал только на частоте 70 Гц. Система регистрации включала селективный усилитель с дифференциальным входом ДУ, синхронный детектор СД, фазовращатель ФВ, преобразователь напряжения в частоту $\omega - f$, блок управления БУ, анализатор импульсов АИ-256-6, генератор пилообразного напряжения ГПН и усилитель постоянного тока УПТ. Аналоговый сигнал с ФЭУ после усиления и синхронного детектирования на частоте 70 Гц преобразовывался в цифровой код и накапливался в анализаторе импульсов, работавшим в режиме синхронного детектирования /4, 7/. В этом режиме последовательно во времени и синхронно с линейно-растущим магнитным полем, задаваемым ГПН, сигналы накапливаются в ячейках памяти анализатора импульсов.

Сигнал Ханле накапливался в первых 128 ячейках памяти анализатора импульсов, двухквантовый сигнал Ханле - последующих 129-256 ячейках памяти. Для организации такого режима работы звуковой генератор ЗГ вырабатывал меандр с частотой 70 Гц, поступавший на вход триггера, формирующего меандр с частотой 35 Гц. Оба меандра поступали на коммутатор К. При накоплении сигнала в первых 128 ячейках памяти анализатора он пропускал меандр с частотой 70 Гц, а при накоплении в последующих 128 ячейках памяти - меандр с частотой 35 Гц.

После прохождения ключа К меандр усиливался усилителем УС и поступал на пьезокерамику ПК, на которой было закреплено зеркало З. Наличие поглощающей пленки приводило к тому, что при перемещении пьезокерамикой зеркала З происходила 100%-ная модуляция мощности генерации. Подробно такой режим работы лазера описан в работе /6/.

Наблюдение интерференционных сигналов проводилось на линии 667,8 нм неона (переход $2p_4 - 1s_2$) при возбуждении генерациями на длинах волн 0,63 и 1,15 мкм. Состав смеси в

квенте во всех экспериментах поддерживался постоянным - соотношение $Ne/Ne = 4/1$. Общее давление смеси варьировалось от 0,8 до 4 мм рт.ст., ток разряда составлял 15 мА.

Типичная запись сигнала Ханле и двухквантового сигнала Ханле приведена на рис.2. Форма сигнала Ханле хорошо аппроксимируется лоренцовским контуром, из ширины которого мы определяли постоянную релаксации выстраивания. Малое отношение сигнал/шум для двухквантового сигнала Ханле не позволяет сделать однозначный вывод о его форме. Наиболее надежный параметр, определяемый по этому сигналу - ширина сигнала на половине высоты.

Нами проведены серии измерений ширин сигнала Ханле и двухквантового сигнала Ханле при различных мощностях лазерного излучения и давлениях смеси. Уширение сигнала Ханле лазерным полем было значительным (в два-три раза) и носило нелинейный характер, уширение двухквантового сигнала Ханле было незначительным (не более 30%) и носило линейный характер. Такая зависимость ширин сигналов от мощности лазерного излучения вполне естественна. Действительно, в уширении сигнала Ханле принимают участие уже двухквантовые процессы перепоглощения фотонов. Для уширения же двухквантового сигнала Ханле необходим, как минимум, трехквантовый процесс перепоглощения, который происходит при значительно больших, чем двухквантовый процесс перепоглощения, полях лазерного излучения.

На рис.3 приведены зависимости ширин сигналов от давления смеси гелия и неона, экстраполированные к нулевой мощности лазерного поля. По зависимости ширины сигнала Ханле от давления нами определены радиационное время жизни уровня $2p_4$ неона (10 ± 1) МГц и уширение столкновениями равное ($5,5 \pm 1$) МГц/Т. Полученные данные согласуются с известными в литературе.

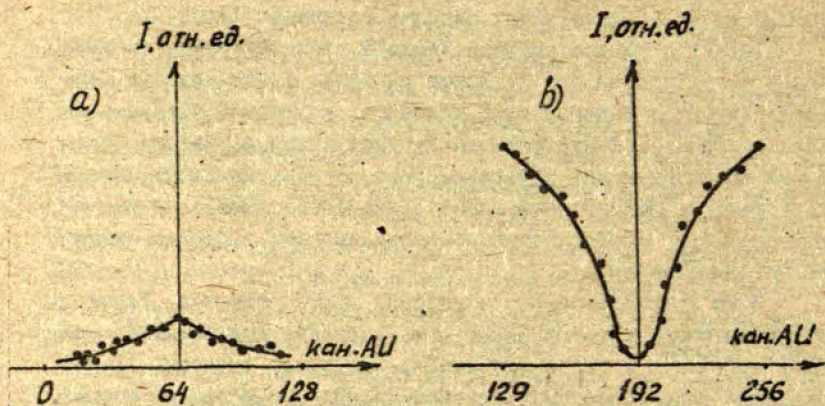


Рис. 2. Экспериментальная запись сигналов: а - двухквантового сигнала Ханле; в - сигнала Ханле.

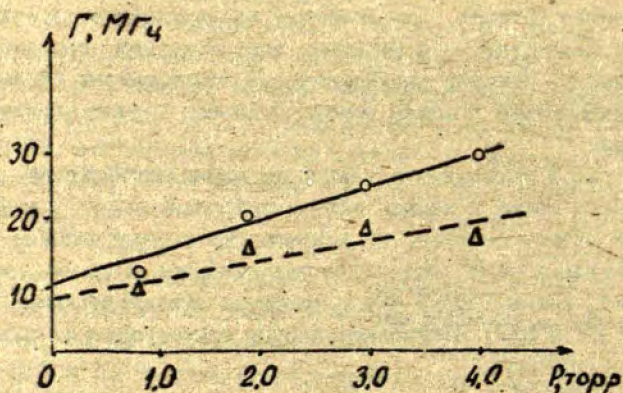


Рис. 3. Зависимость уширения сигналов от давления смеси, экспериментальная - сплошная линия, расчетная - пунктир.

Из (I) следует, что ширина двухквантового сигнала Ханле в общем случае меньше, чем ширина сигнала Ханле. Используя формулу (I), полученные данные по уширению уровня $2p_4$ неона столкновениями, а также данные по уширению линии I, 15 мкм неона (переход $2s_2 - 2p_4$) /8/, мы рассчитали зависимость ширины двухквантового сигнала Ханле от давления. Результаты расчета приведены на рис.3. В пределах погрешности результаты расчета совпадают с данными эксперимента.

Проведенное исследование показывает, что двухквантовый сигнал Ханле может быть использован для определения однородной ширины линии перехода.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Деком Б., Дюмонт М., Дюклей М. Линейные и нелинейные явления при лазерной накачке. - В кн.: Лазерная спектроскопия атомов и молекул. М.: Мир, 1979, с. 325-391.
2. Котликов Е.Н., Кондратьева В.А. - Опт. и спектр., 1980, т. 48, вып. 4, с. 667-674.
3. Чайка М.П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л.: ЛГУ им. А.А. Жданова, 1975. 192 с.
4. Дмитриева И.В., Кондратьева В.А., Котликов Е.Н. и др. - Опт. и спектр., 1983, т. 54, вып. 3, с. 605-611.
5. Lamb W.E. - Phys. Rev., 1964, vol. 134A, p. 1429.
6. Котликов Е.Н., Токарев В.И. - Опт. и спектр., 1979, т. 47, вып. 1, с. 27-32.
7. Котликов Е.Н. - Вестн. ЛГУ, 1976, т. 10, с. 159.
8. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975, 279 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРОВ СЕРЫ, СЕЛЕНА И ТЕЛЛУРА МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ФОТОЛИЗА

Нормальной электронной конфигурацией для серы, селена и теллура является $s^2 p^4$. Эти элементы имеют четыре метастабильных состояния $s^2 p^4 \ ^3P_1, \ ^1D_2, \ ^1S_0$ с энергиями соответственно 0,049, 0,071, 1,143, 2,744 эВ для серы, 0,247, 0,314, 1,187, 2,783 эВ для селена и 0,589, 0,584, 1,309, 2,875 эВ для теллура /1/. Кроме того, двухатомные молекулы этих элементов также имеют метастабильные электронные состояния, аналогичные состояниям молекулы кислорода $\ ^1\Delta$, $\ ^1\Sigma$ и расположенные выше основного состояния на 0,5 - 1,2 эВ /2/. Такая ситуация вызывает повышенный интерес к этим элементам как со стороны фундаментальных исследований, так и с точки зрения прикладных задач лазерной технологии и плазменных приборов. Для решения конкретных задач необходимы детальные исследования активности перечисленных метастабильных частиц в столкновениях с различного рода партнерами.

Известно, что для исследования метастабильных атомов и молекул очень эффективен метод импульсного фотолиза, а в случае использования труднолетучих соединений - высокотемпературный вариант метода /3-5/. Последний оказался полезным и для случая серы, селена и теллура.

Цель настоящей статьи, опираясь на уже известные результаты исследования методом высокотемпературного импульсного фотолиза паров серы, селена и теллура, наметить направления дальнейших исследований.

Среди рассматриваемых элементов методом импульсного фотолиза наиболее полно изучен теллур /6-9/.

Для рассмотрения процессов, протекающих в кювете фотолиза после воздействия импульса фотовозбуждения на пары теллура, разбавленные инертным газом, необходимо проанализировать информацию, приведенную на рис. 1. Из этого рисунка видно, что после импульса фотовозбуждения молекулы теллура

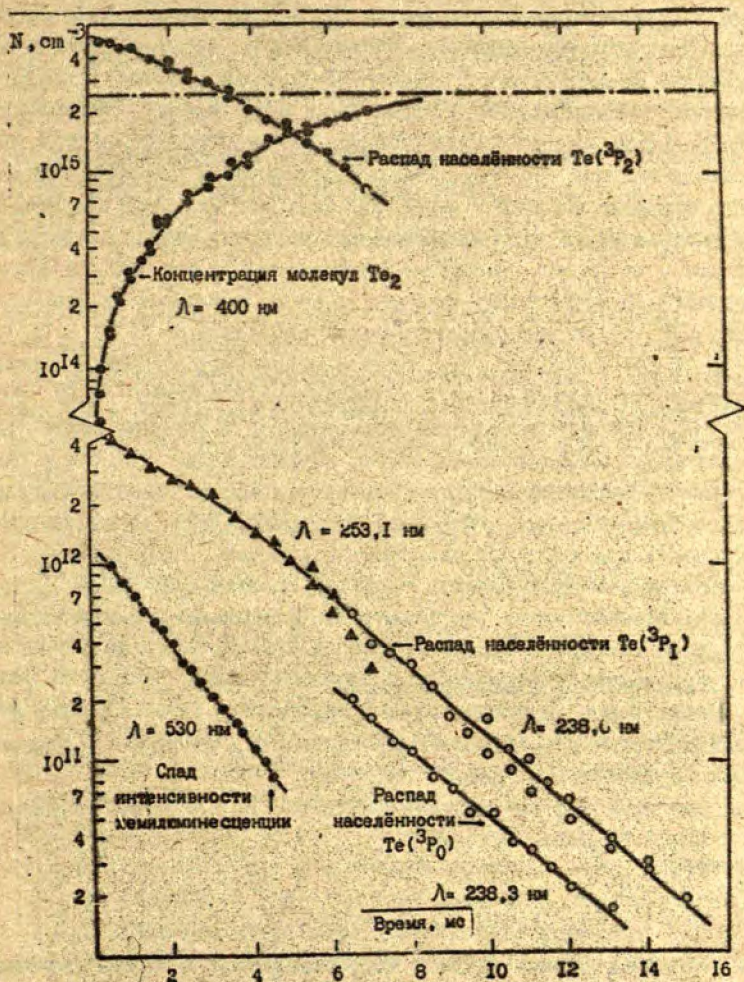
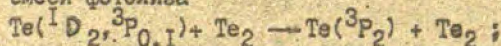


Рис. 1. Кинетика концентрации атомов и молекул теллура по результатам измерения, атомарного (253,1, 238,6, 238,3 нм) и молекулярного поглощения (400 нм) и хемилуминесценции (530 нм) в кювете фотоллиза длиной 30 см при температуре $T_{\text{ков}} = 1000 \text{ К}$, давлении паров теллура 0,26 мм рт.ст., давлении ксенона 20 мм рт.ст. Энергия разряда импульсной лампы 575 Дж.

диссоциированы и атомы теллура находятся в основном, а также в метастабильных состояниях ${}^3P_{0,1}$. Их концентрацию можно измерять методом линейного поглощения на соответствующих линиях Te I. Кроме того, следить за восстановлением молекулярной концентрации Te_2 можно по молекулярному поглощению на полосах, расположенных вблизи 400 нм. Особый интерес вызывает наличие спектра хемилуминесценции (послесвечения). Его кинетика на длине волны 530 нм также отражена на рис. I. В работах /6,8/ показано, что при давлении паров теллура свыше 1 мм рт.ст. населенность состояния 1D_2 теллура становится доступной для измерений, но ее значение на 1,5 - 2 порядка меньше населенности состояний ${}^3P_{1,0}$.

Приведенный на рис. I экспериментальный материал показывает, что созданная и использованная в работах /5-8/ установка позволяет провести эксперимент, в котором можно одновременно следить за кинетикой концентрации атомов в основном и метастабильных состояниях, а также невозбужденных и возбужденных молекул в кювете фотолиза. Это открывает возможности для изучения различных процессов столкновения с участием атомов и молекул теллура. По-видимому, смесь фотолиза, первоначально состоявшая из равновесного молекулярного пара теллура и атомов инертного газа M, после воздействия возбуждающего импульса света оказывается выведенной из равновесия, и его восстановление представляет собой сложную последовательность элементарных процессов, которую условно можно разделить на несколько групп:

а) процессы тушения уровней $Te({}^1D_2, {}^3P_{0,1})$ компонентами смеси фотолиза

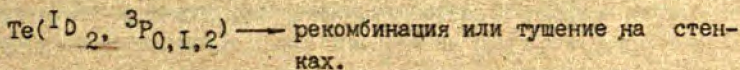


б) процессы рекомбинации в молекулы атомов основного состояния $Te({}^3P_2)$, а также (учитывая относительно небольшое энергетическое расщепление) атомов $Te({}^3P_{0,1})$:

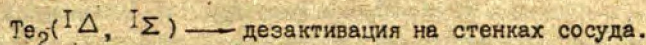
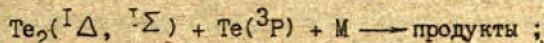
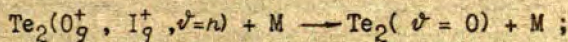




в) процессы тушения или рекомбинации всех перечисленных атомов на поверхности кюветы фотолиза



Большинство перечисленных реакций дезактивации атомов теллура приводит к образованию возбужденных молекул теллура, при этом наряду с колебательно-возбужденными могут образовываться молекулы в низколежащих метастабильных состояниях, дезактивация которых также может протекать по различным каналам:



К сказанному следует добавить, что наличие спектра послесвечения указывает на необходимость вести поиск реакций, в которых образуются электронно-возбужденные молекулы. При этом прежде всего следует выяснить, какие из ранее перечисленных реакций имеют фоторекомбинационные каналы протекания.

К настояще / времени среди множества перечисленных реакций определены константы скорости для процесса тушения атомов $\text{Te}({}^3\text{P}_{0,1,2})$ молекулами теллура и для процессов рекомбинации двух атомов теллура в основном состоянии в присутствии инертного газа и атома в основном состоянии с двухатомной молекулой Te_2 и атомом инертного газа /7,8/. В /7,8/ также выявлена роль гетерогенных процессов тушения и рекомбинации метастабильных атомов теллура на кварцевой поверхности кюветы фотолиза.

Результаты исследования теллура методом импульсного фотолитиза и накопленный опыт работы с теллуrom позволяют наметить пути дальнейших исследований. Логическим продолжением начатых исследований является определение температурных зависимостей полученных констант скорости процессов рекомбинации и тушения, что даст возможность выявить механизмы этих реакций. Примечательно то, что эти работы не требуют изменения созданной ранее установки /5/. Наряду с инертными газами представляется интересным также изучить процессы тушения и рекомбинации атомов теллура с другими газами.

Значительный интерес представляет исследование дезактивации метастабильных атомов теллура 1D_2 , но из-за малой их концентрации в условиях импульсного фотолитиза паров теллура это затруднительно. Приходится работать в области больших давлений паров теллура, когда возникают сложности с учетом степени нагрева смеси фотолитиза.

Большой интерес представляют дальнейшие исследования спектрального распределения фоторекомбинационного послесвечения, что позволит в дальнейшем выяснить механизм фоторекомбинационных реакций и оценить возможности их использования в активных средах оптических квантовых генераторов /10/.

По аналогии с кислородом можно ожидать, что в процессах фотолитиза образуются метастабильные молекулы теллура $Te_2(^1\Delta, ^1\Sigma)$. Интересным представляется поиск способов их детектирования и изучение их роли в различного рода столкновительных процессах.

Часть перечисленных исследований можно провести на уже созданной установке высокотемпературного импульсного фотолитиза /5/, несколько модифицировав ее. Вместе с тем очень интересным и полезным будет развитие метода высокотемпературного лазерного фотолитиза при помощи эксимерных лазеров на инертных газах (ArF^+ - 193 нм, $KrCl$ - 222 нм, $XeBr$ - 282 нм, $XeCl$ - 308 нм). Преимущества этого метода заключаются в возможности селективного фотовозбуждения и фоторазложения исходных молекул. Это позволит изучить первичные процессы фотолитиза молекул Te_2 , до сих пор совсем не изученные.

Селен методом импульсного фотолитиза паров менее изучен, чем теллур. Результаты таких исследований приведены в ра -

ботах /6,7,II/. Авторами этих работ установлено, что после фотовозбуждения паров селена происходит заселение метастабильных состояний $^3P_{0,1}$, 1D_2 селена и имеет место послесвечение, связанное с реакциями фоторекомбинации атомов селена. Восстановление нарушенного импульсом фотовозбуждения равновесия, по-видимому, происходит, так же как и в случае теллура, в столкновительных процессах, и в приведенной ранее схеме процессов необходимо заменить теллур селеном. В указанных ранее работах изучены только процессы рекомбинации атомов селена с молекулами селена в присутствии атомов инертных газов, в которых образуются полимерные молекулы Se_3 . В работе /II/ изучалось также спектральное распределение послесвечения. При дальнейшей работе с селеном актуальны все те задачи, которые перечислены для теллура. Постановка экспериментов, очевидно, будет очень сходной, поскольку в случае селена, так же, как в случае теллура, после импульса фотовозбуждения можно измерять линейное поглощение на атомарных линиях селена, молекулярное поглощение на молекулярных полосах Se_2 , а также спектр послесвечения.

С точки зрения проведения эксперимента работа с селеном представляется более простой, поскольку опыты можно проводить при меньших температурах. С другой стороны, интерпретация результатов в ряде случаев может быть затруднительна из-за сложного молекулярного состава паров селена, в которых наряду с двухатомными молекулами селена присутствуют молекулы с числом атомов до восьми включительно.

Пары серы методом импульсного фотолиза изучались только в одной работе /IO/. Целью этих исследований было установление наличия спектра послесвечения в условиях импульсного фотолиза паров серы. Спектр послесвечения оказался расположенным в области 280-550 нм, имел более выраженную структуру, по которой можно было установить, какие электронные состояния молекулы серы заселяются в результате реакции фоторекомбинации атомов серы. Измерения заселенности метастабильных состояний атома серы не проводились и кинетика ее распада не изучалась, поскольку все пригодные для этих измерений линии серы расположены в области вакуумного ультрафиолета. Насколько можно судить по результатам этой ра-

боты, в перспективе на уже имеющейся установке /5/ придется ограничиться изучением процессов фоторекомбинации. Для проведения комплексного эксперимента, аналогичного случаю теллура (рис.1), необходимо преодолеть значительные трудности, связанные с созданием установки высокотемпературного импульсного фотолиза, работающей в области вакуумного ультрафиолета.

В заключении отметим, что в последние годы исследования газовой фазы серы, селена и теллура различными экспериментальными методами становятся все более интенсивными, и одним из наиболее подходящим для развития этих работ является метод высокотемпературного импульсного фотолиза.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Moore Ch. E. Atomic Energy Levels. Washington: Natl. Bur. Stand. Circular. USA, 1958, vol. 3, p. 96-97.
2. Хькбер К.-П., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул. М.: Мир, 1984, ч. I - 408 с.; ч. II - 365 с.
3. Ip J. K. K., Burne G. - Disc. Farad. Soc., 1967, vol. 44, p. 241-251.
4. Trainor D. W., Ewing J. J. - J. Chem. Phys., 1976, vol. 64, N 1, p. 222-227.
5. Убелис А. П., Силиньш Ю. А. - ЖПС, 1979, т. 31, № 4, с. 755-757.
6. Убелис А. П., Силиньш Ю. А. - Опт. и спектр., 1975, т. 33, вып. 3, с. 479-485.
7. Убелис А. П. - Изв. АН ЛатвССР, 1978, № 2, с. 20-35.
8. Убелис А. П. Спектроскопические исследования газообразного теллура методом импульсного фотолиза. Дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук. Рига, 1983. 185 с.
9. Убелис А. П. Спектроскопические исследования газообразного теллура методом импульсного фотолиза. Автореферат на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук. Ленинград, 1983. 16 с.
10. Кочелап В. Л., Измайлов И. А. - Укр. физ. журнал, 1981, т. 26, № 6, с. 881-903.
11. Лездинь А. Э., Убелис А. П. - Х.м. физ., 1984, т. 3, № 6, с. 833 - 835.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА АППРОКСИМАЦИИ ДЛЯ АНАЛИЗА КОНТУРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ СО СЛОЖНОЙ СТРУКТУРОЙ

Задача определения характеристик спектральной линии значительно усложняется, если исследуемый участок спектра содержит линию с перекрывающимися сверхтонкими или изотопными компонентами.

Одним из распространенных методов определения характеристик спектральных линий является аппроксимация контура линии с помощью модельных функций. Наиболее часто используется функция Фойгта /1-3/. Сопоставление модельных функций с экспериментальными данными и оценка параметров профиля линии обычно осуществляется посредством метода максимального правдоподобия /4,5/. Метод аппроксимирующих функций обладает устойчивостью относительно экспериментальных погрешностей, позволяет анализировать и перекрывающиеся линии. При этом оценки параметров функции профиля содержат информацию о расположении центра линии, ширине ее профиля и интенсивности.

Для аппроксимации сложного участка спектра используем модель в виде выражения

$$I(\nu) = \varphi(\nu) + \sum_{i=1}^m f_i(\nu - \nu_i), \quad (1)$$

где $I(\nu)$ - распределение суммарной интенсивности по ν ; $\varphi(\nu)$ - функция, аппроксимирующая фон; $f_i(\nu)$ - функция формы контура i -й составляющей; ν_i - положение центра i -й составляющей; m - количество компонентов, формирующих суммарную интенсивность на данном участке спектра. В качестве функции профиля отдельных компонентов используем функцию Фойгта. Для описания фона в ограниченном участке спектра достаточно использовать линейную функцию.

Подгонку модели (1) к экспериментальному участку спектра следует проводить по методике нелинейного оценивания параметров /6/ для минимизации целевой функции:

$$\Phi = \sum_{j=1}^N \frac{1}{\sigma_j^2} [I_j - I(\nu_j)]^2, \quad (2)$$

где N - количество экспериментальных точек; I_j - измеренная интенсивность, $I(\nu_j)$ - интенсивность по модели (1) в точке ν_j ; σ_j^2 - дисперсия, характеризующая точность измерений. Если измерения проводятся с помощью счетчика квантов, то можно принять, что $\sigma_j^2 = I_j$. При правильно выбранной дисперсии минимум целевой функции (2) имеет распределение χ^2 с $N-l$ степенями свободы (l - общее количество оцениваемых параметров) и может применяться для статистического анализа качества аппроксимации.

При такой постановке задачи для описания участка спектра, содержащего m компонентов, необходимо определить $2+4m$ параметров - два параметра фона и четыре параметра для каждой компоненты (расположение, интенсивность, гауссовскую и лоренцовскую доли уширения). С увеличением числа параметров задача становится плохо обусловленной. На практике часто используются соотношения между параметрами, например, известные отношения интенсивностей, одинаковость формы отдельных компонентов. В работе [7] предложены такие линейные соотношения между параметрами ввести в матричной форме:

$$\vec{q} = A\vec{p} + \vec{b}, \quad (3)$$

где \vec{q} - вектор полного набора $(2 + 4m)$ параметров; \vec{p} - вектор $l \leq 2 + 4m$ независимых параметров, которые должны варьироваться в процессе подгонки; A - матрица $(2+4m) \times l$ трансформации; \vec{b} - вектор $2 + 4m$ смещений.

Выражение всех параметров через независимые уравнения (3) также позволяет постепенно анализировать весьма сложные участки спектра, если невозможно оценить одновременно все интересующие нас параметры, путем введения жестких соотношений и ограничений, вплоть до фиксации отдельных параметров.

На основе изложенной методики создана программа анализа сложных участков спектра, рассчитанная на использование ЭВМ типа ЕС и работающая под управлением операционной системы ОС ЕС. В программе применен комплекс подпрограмм нелинейной регрессии REGEST [8]. Для расчета функции Фойг-

та использовались рациональные аппроксимации /9,10/.

Проиллюстрируем возможности изложенной методики при анализе контуров спектральных линий с перекрывающейся сверхтонкой и изотопной структурой, зарегистрированных при помощи интерферометра Фабри-Перо. Анализ усложняется перекрыванием соседних порядков интерференции вследствие периодичности аппаратной функции. Степень перекрывания определяется константой интерферометра $\Delta \sigma$ и коэффициентом отражения зеркала R . Если линия имеет сложную структуру, то перекрывание дает сложное распределение интенсивности, даже если $\Delta \sigma$ выбрана так, чтобы все компоненты находились в пределах одного порядка интерференции. Исследования нами задачи определения параметров контура единичной спектральной линии с использованием дискретного преобразования Фурье /12/ показали, что обусловленность определения параметров возрастает при увеличении $\Delta \sigma$ и R , т.е. при уменьшении степени наложения порядков. Учитывая это, исследуем возможность восстановления параметров контура со сложной структурой без применения преобразования Фурье.

На машине моделировали контур спектральной линии 546,1 нм изотопа ртути-202 по методике /11/. В табл. I приведены данные об относительной интенсивности сверхтонких и изотоп-

Т а б л и ц а I

Относительные интенсивности и расположение сверхтонких и изотопных компонентов спектральной линии 546,1 нм обогащенного изотопа ртути-202

Компон. Парам.	201-f	201-g	204	202	200	198	201-c	201-e
Относит. интенсив- ность	1,97	0,78	13,95	74,34	1,98	1,0	3,76	1,02
Располо- жение, см. ⁻¹	-0,227	-0,157	-0,061	-0,031	0	1,0	3,76	1,02

ных компонент и расположений их на шкале волновых чисел. Обозначения компонент и значения расщепления взяты из работы /13/.

Форма контура каждой компоненты описывается функцией Фойгта. Дисперсионная часть уширения регистрируемого конту-

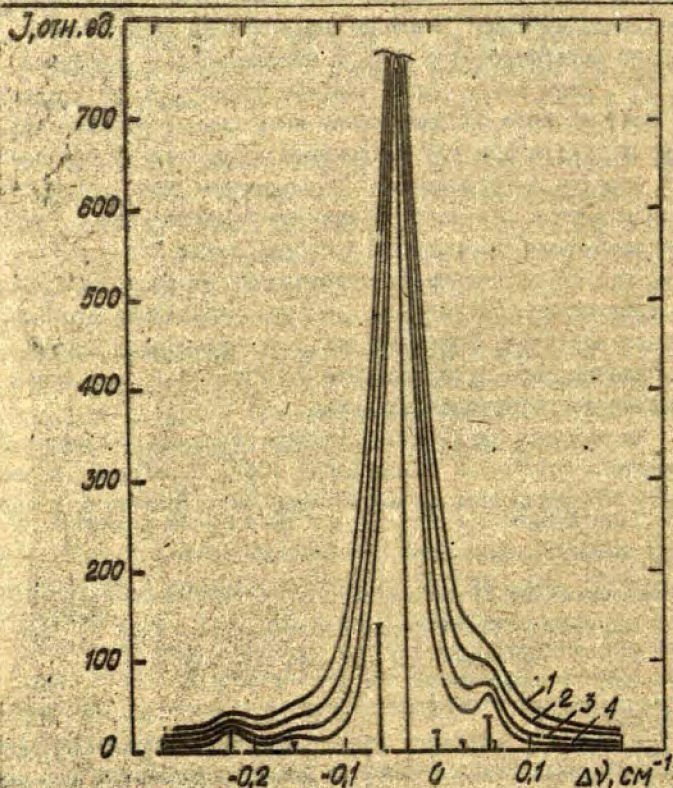


Рис. 1. Рассчитанная интерферограмма линии 546,1 нм ртути, обогащенной изотопом 202, при $\Delta\nu_0 = 0,018 \text{ см}^{-1}$, $\Delta G = 0,5 \text{ см}^{-1}$ и разных значениях коэффициента отражения зеркал R : 1 - $R = 0,75$, 2 - $R = 0,80$; 3 - $R = 0,85$, 4 - $R = 0,90$. Вертикальными отрезками показаны интенсивности и расположение составляющих компонент.

ра в основном определяется коэффициентом отражения зеркал интерферометра: $\Delta \nu_L = \Delta \sigma / N_R$, где $N_R = \frac{T/R}{1-R}$ - эффективное число интерферирующих лучей. В нашем случае $\Delta \sigma = 0,5 \text{ см}^{-1}$, $R = 0,75; 0,80; 0,85; 0,90$, $\Delta \nu_G = 0,018 \text{ см}^{-1}$, что соответствует температуре разряда 100°C . Модель экспериментального контура показана на рис.1.

В табл.2 приведены данные об относительных смещениях

Т а б л и ц а 2

Относительные систематические смещения оценок параметров уширения

R	Относит. смещение, %		χ^2	Примечание
	$\Delta \nu_G$	$\Delta \nu_L$		
0,75	+34,7	-9,6	8,9	Без учета наложения порядков.
0,80	+20,4	-7,5	7,8	
0,85	+ 9,4	-5,5	6,0	
0,90	+ 3,9	-4,0	3,9	
0,75	- 8,3	-	11,1	С фиксацией $\Delta \nu_L$.
0,80	- 4,3	-	9,1	
0,85	- 1,5	-	6,6	
0,90	- 0,4	-	4,1	
0,75	+ 1,9	-0,4	0,009	С учетом наложения самых близких линий из соседних порядков.
0,80	+ 1,1	-0,3	0,007	
0,85	+ 0,5	-0,2	0,004	
0,90	+ 0,3	-0,2	0,002	

от истинных значений параметров уширения при восстановлении их. Значение χ^2 характеризует суммарное значение систематических отклонений аппроксимации, что во всех случаях оказывается меньше возможных случайных отклонений (верхняя 95 %-ная доверительная граница $\chi^2 = 33$). Из данных табл.2 видно, что неучет наложения порядков вызывает значительные относительные смещения оценок параметров уширения $\Delta \nu_G$ и $\Delta \nu_L$ в

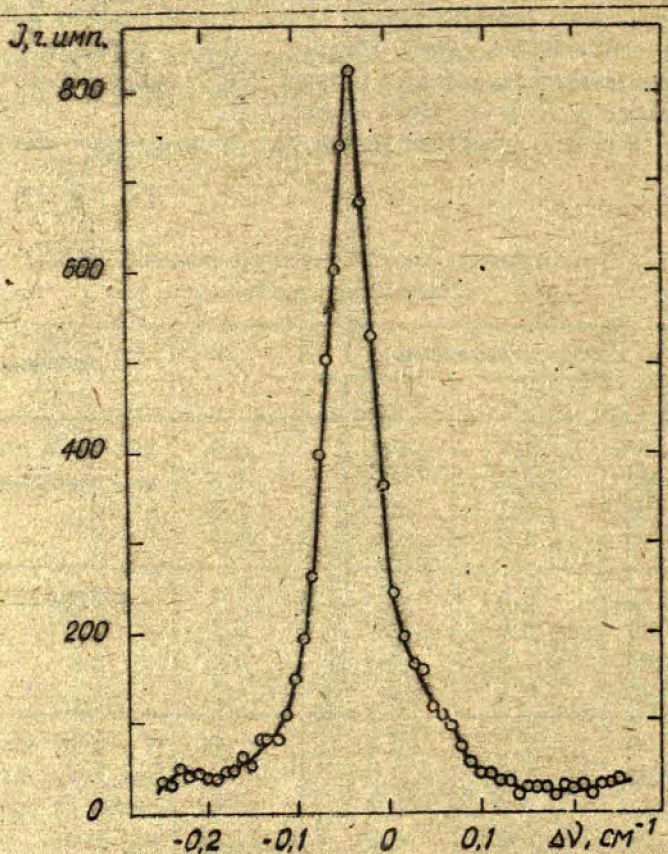


Рис. 2. Результат подгонки распределения интенсивности с учетом наложения порядков (сплошная линия) к данным машинного эксперимента (кружки).

противоположные стороны, уменьшающиеся при увеличении R . По-видимому, противоположность сдвигов параметров уширения связана со значительной отрицательной корреляцией между их оценками [2], поэтому фиксация $\Delta\nu_L$ увеличивает точ-

ность определения $\Delta \nu_G$ даже без учета наложения порядков.

Для проверки работоспособности метода обработки результатов измерений интерферометром Фабри-Перо в реальных условиях проведен машинный эксперимент по моделированию измерений одного порядка интерференции с $\Delta \mathcal{B} = 0,5$, $R = 0,75$ и $\Delta \nu_G = 0,018 \text{ см}^{-1}$, искаженного случайным разбросом по закону распределения Гауссона (рис. 2). Оценки параметров уширения, полученные после обработки моделированных данных, приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

Оценки параметров уширения по данным
машинного эксперимента

$\Delta \nu_D, \text{ см}^{-1}$	$\Delta \nu_L, \text{ см}^{-1}$	Общая полу- ширина, см^{-1}	Примечание
$0,029 \pm 0,005$	$0,041 \pm 0,003$	$0,056 \pm 0,002$	Без учета наложения.
$0,022 \pm 0,003$	-	$0,055 \pm 0,002$	С фиксацией $\Delta \nu_L$.
$0,020 \pm 0,006$	$0,047 \pm 0,003$	$0,055 \pm 0,002$	С учетом наложения.
0,018	0,045	0,053	Истинные значения.

Итак, нами разработаны алгоритм и программа анализа контуров спектральных линий со сложной структурой, регистрированных с помощью интерферометра Фабри-Перо. Численным анализом модельной интерферограммы продемонстрированы возможности восстановления исходных параметров сложной спектральной линии. По сравнению с методом /II/, применяющим Фурье-разложение интерферограммы, нами разработанная методика позволяет непосредственно сравнивать результаты анализа с экспериментальными данными и более широко применять априорную информацию при анализе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Armstrong В.Н. - JQSRT, 1967, vol. 7, N 1, p. 61-88.
2. Kielkopf J.F. - JOSA, 1973, vol. 63, N 8, p. 987-995.
3. Puerza J., Martin P. - Appl. Opt., 1981, vol. 20, N 22, p. 3923-3928.
4. Nomura H., Koda, Sh. - Appl. Spectr., 1979, vol. 33, N 3, p. 248 - 253.
5. Holl R.J., Pores A. - Appl. Spectr., 1980, vol. 34, N 3, p. 351 - 360.
6. Бард Я. Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика, 1979. 350 с.
7. Hayakawa M., Oka M. - J. Appl. Cryst., 1981, vol. 14, N 2, p. 145-148.
8. Лейтас А.М., Лукс И.Ю. Комплекс программ *REGEST* для построения и анализа нелинейных многофакторных моделей по данным эксперимента. - Информ. листок науч.-техн. достиж. ЛатНИИТИ, 1982, № 82-14. 4 с.
9. Hui A.K., Armstrong В.Н., Gray A.A. - JQSRT, 1978, vol. 19, N5, p. 509-516.
10. Namliček J. - JQSRT, 1982, vol. 27, N 4, p. 437-444.
11. Донцов Ю.П., Завенягин Ю.А. - ЖПС, 1978, т. 24, вып. 5, с. 886-892.
12. Лукс И.Ю. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1983, с. 123-131.
13. Blaise J., Chantrel Н. - J. de Phys. Rad., 1957, vol. 18, p. 193-200.

А. С. Агапов, А. А. Матвеев,
В. И. Хуторщиков
(Ленинград)

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ БЕЗЭЛЕКТРОДНЫХ ЛАМП

Высокочастотные безэлектродные спектральные лампы (ВБЛ) с парами металла в настоящее время весьма широко используются как в промышленности, так и во всевозможных экспериментах по оптической накачке, по исследованию и наблюдению сенсibilизированной флуоресценции, в различных вариантах спектрального анализа. Широкий диапазон применения диктует и разнообразие в требованиях к характеристикам спектральных ламп. Обычно от них ожидают возможно большей плотности оптического излучения в заданных линиях, иногда нужна высокая экономичность источника света, в некоторых случаях важнее повышенная долговечность и стабильность. Кроме того, в разных экспериментах предъявляются сильно отличающиеся требования по интегральной интенсивности излучения этих ламп. Правильный обоснованный выбор конструкции и режима лампы возможен лишь в результате анализа модели, адекватной реальным процессам в лампе. В данной работе дан краткий обзор методов, которые разработаны нами и в настоящее время используются при расчете таких характеристик ВБЛ, как распределение атомов и электронов по объему лампы, баланс мощности, контур линии излучения, и для определения по интерферограммам исходного профиля излучаемых линий. Их же предполагается использовать для оптимизации режимов и конструкций ВБЛ. Для определенности в работе исследовали разряд в смеси паров рубидия и криптона, причем давление криптона менялось в пределах от 0,7 до 7,5 торр, температура конденсированного рубидия от 357 до 440 К, а радиус ламп варьировался от 0,1 до 5 см.

При расчете распределений атомов и электронов по объему лампы и баланса мощности в ней мы решали две задачи: с учетом и без учета возбуждения атомов криптона. Первоначально исследовалась модель, в которой были учтены упругие стол-

кровения электронов с атомами и ионами рубидия и криптона, а неупругие - лишь с атомами рубидия. Подобные режимы, внешне характеризующиеся отсутствием излучения спектральных линий криптона, легко реализуются при достаточно высокой упругости пара рубидия. Кроме того, нами были сделаны следующие предположения:

1) ионизация атомов происходит лишь в объеме при столкновении электронов с атомами рубидия, а рекомбинация - лишь на стенке баллона ламп;

2) электронная температура во всех точках лампы одинакова;

3) атомы металла описываются трехуровневой моделью (основное, возбужденное и ионизованное состояние).

Первое условие достаточно хорошо выполняется в исследованном диапазоне давлений. Лишь при наибольших давлениях можно ожидать ассоциативную диссоциацию, которую мы, однако, в данной работе не учитывали. Остальные предположения не требуют пояснений.

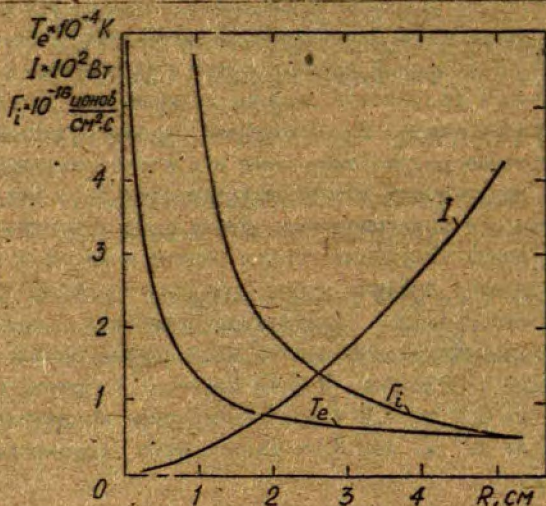


Рис. 1. Зависимость температуры электронов T_e , интенсивности излучения I и потока ионов на стенку лампы Γ_i от радиуса лампы.

Некоторые из полученных результатов приведены на рис. 1, 2, подробное изложение метода и результатов можно найти в /2/. Здесь же мы хотим обратить внимание на то, что в силу сделанных предположений решение оказалось существующим в сравнительно узком диапазоне условий. В частности, при уменьшении концентрации атомов рубидия в случае сохранения других характеристик решение перестает существовать, что естественно, так как в использованной модели электроны возникают лишь при ионизации атомов рубидия.

При анализе полученных результатов бросается в глаза весьма высокая при некоторых режимах температура электронов, что неизбежно должно вызывать возбуждение атомов криптона и нарушать исходное условие отсутствия неупругих столкновений электронов с атомами криптона. Учет возбуждения и ионизации атомов криптона приводит к возрастанию концентрации электронов и увеличению мощности, выделяющейся в разряде, а также к уменьшению температуры "хвоста" функции распределения электронов по скоростям. Однако пространственные распределения атомов рубидия и обусловленные ими параметры, в том числе

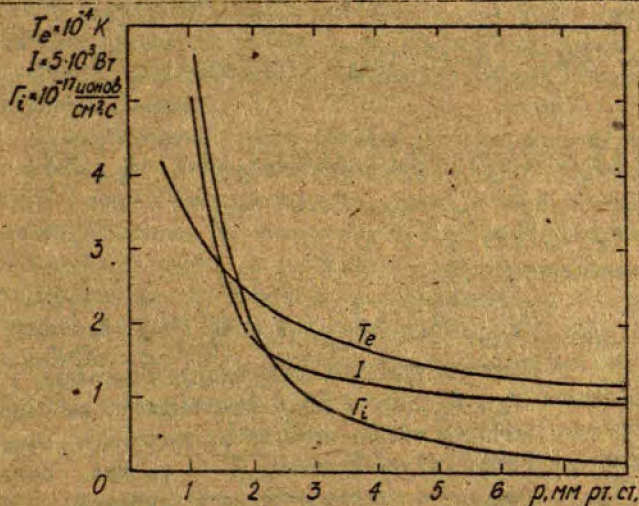


Рис. 2. Зависимость T_e , I и Γ_i от давления газа в лампе.

потоки ионов и спектральные характеристики, определяются концентрацией и температурой электронов, обладающих энергией меньшей, чем потенциал возбуждения атомов криптона, и поэтому не должны существенно изменяться при заданной концентрации и температуре электронов. Для более точного описания процессов в разряде в ВБЛ необходимо учесть возбуждение атомов криптона, что должно позволить более корректно описывать процессы в наиболее интересных для практики режимах в ВБЛ с одним переменным возбуждением атомов рубидия и криптона. Составлена система уравнений баланса концентраций электронов n , атомов рубидия в основном n_1 и возбужденном n_2 состояниях, атомов криптона в основном n_4 и возбужденном n_5 состояниях, а также баланса мощности W :

$$D_a \Delta_r n + k(1,3)n_1 n + k(2,3)n_2 n + k(4,5)n_4 n + k(5,6)n_5 n = 0; \quad (1)$$

$$D_1 \Delta_r n - k(1,2)n_1 n - k(1,3)n_1 n + k(2,1)n_2 n + \frac{n_2}{T_{эф2}} = 0; \quad (2)$$

$$k(1,2)n_1 n - k(2,1)n_2 n - k(2,3)n_2 n - \frac{n_2}{T_{эф2}} = 0; \quad (3)$$

$$D_4 \Delta_r n_4 - k(4,5)n_4 n + k(4,6)n_4 n + k(5,4)n_5 n + \frac{n_5}{T_{эф5}} = 0; \quad (4)$$

$$D_5 \Delta_r n_5 + k(4,5)n_4 n - k(5,4)n_5 n + k(5,6)n_5 n - \frac{n_5}{T_{эф5}} = 0; \quad (5)$$

$$W = -\frac{5}{2} k T_e \int_0^R [k(1,3)n_1 + k(2,3)n_2 + k(4,6)n_4 + k(5,6)n_5] 4\pi r^2 dr + \quad (6)$$

$$+ \int_0^R (P_{уп} + P_{неуп}) n 4\pi r^2 dr; \quad (7)$$

$$\int_0^R (n_4 + n_5 + n_6) 4\pi r^2 dr = N;$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{dn}{dr} \right|_{r=0} = \left. \frac{dn}{dr} \right|_{r=R} = 0; \quad n_1|_{r=R} = N_W; \quad n_2|_{r=R} = 0; \quad n_5|_{r=R} = 0, \quad (8)$$

где k_{ij} - скорость процесса возбуждения состояния i из j состояний; D_a, D_1, D_4, D_5 - коэффициенты амбиполярной диффузии, диффузии атомов металла и инертного газа и ионов инертного газа соответственно; R - радиус баллона лампы; $P_{уп}, P_{неуп}$ - мощность упругих и неупругих столкновений соответственно; N_W - концентрация атомов рубидия у

стенки лампы; N - концентрация атомов криптона в лампе. Численные значения констант приведены в /2/. Функция распределения электронов по скоростям использована двухтемпературная в соответствии с критерием в /3/, а упругость пара определяется температурой капли металла и меняется независимо от условий разряда, что имеет место при использовании ламп с удлиненным резервуаром в термостате /4/.

Система уравнений решалась численно методом пристрелки с варьированием начальных концентраций атомов и электронов, температур и эффективных времен жизни $\tau_{эф2}$ и $\tau_{эф5}$. Результаты решения этой системы обсуждены в /5/. На рис. 3 приведены характерные распределения атомов и электронов в ВБЛ, полученные при расчете. Найти решение этой системы оказалось значительно сложнее, чем в случае отсутствия возбуждения криптона из-за большого числа переменных параметров. Полученные распределения атомов и электронов и их зависимости от мощности разряда, температуры и давления газа качественно близки измеренным экспериментально /4/. Для уточнения модели, для ее совершенствования необходимы более качественные и систематические эксперименты по определению распределений атомов по объему лампы при одновременном измерении концентрации электронов, мощности разряда, интенсивности спектральных линий.

Конечной целью любого расчета источника света является определение его оптических характеристик. Для расчета формы контура и интенсивности линий излучения нужно, наряду с распределением атомов по объему лампы, также знать исходный профиль линии излучения. С этой целью нами проводилось восстановление исходного профиля по экспериментально снятым на мультиплексе в ЛГУ им. А.А. Жданова доцентом М.С. Фриш интерферограммам. Для этого решалось интегральное уравнение

$$\int_A^B k(x, s) y(s) ds = f(x). \quad (9)$$

Здесь $k(x, s) = \frac{\Delta \nu^2}{x^2 + 4(x-s)^2}$ - ядро, описывающее аппаратную функцию мультиплекса, причем $\Delta \nu = 140$ МГц - экспериментально определенная ее ширина. A, B - числа, определяемые машинным "нулем" подинтегральной функции.

Уравнение (9) решали с помощью специально разработан-

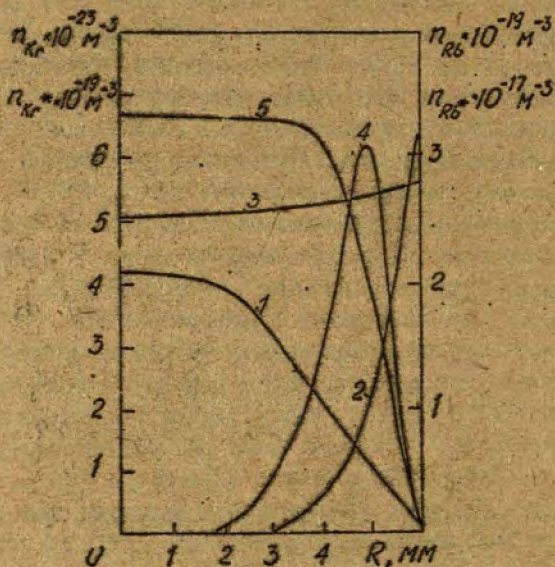


Рис.3. Распределение атомов и электронов по объему лампы при $n_e = 1 \cdot 10^{19}$ эл.м⁻³, $T = 367$ К, $W = 0,589$ Вт. 1 - распределение электронов, 2 - атомы рубидия в основном состоянии, 3 - атомы криптона в основном состоянии, 4 - возбужденные атомы рубидия, 5 - возбужденные атомы криптона.

ного итеративного метода

$$y_{i+1}(x) = \lambda_i(x) f(x),$$

где

$$\lambda_i(x) = \frac{y_i(x)}{\int_A^B k(x,s) y_i(s) ds},$$

$$i = 0, 1, \dots, n,$$

$$y_0(x) = \dots$$

Параметром регуляризации метода является число итераций. Метод быстро сходится и дает при $n = 15$ гладкое решение с невязкой

$$\varepsilon_n = \left\{ \frac{\sum_{k=1}^{200} \left[\int_A^B k(x,s) y_k(s) ds - f(x_k) \right]^2}{200} \right\}^{1/2} < 0,01$$

При использовании методов /6,7/ получить решение с невязкой менее $\varepsilon_n < 0,1$ не удалось. Заметим, что гладкое решение $y_n(x)$ с невязкой $\varepsilon_n < 0,03$ удастся также получить путем аппроксимации решения кубическими сплайн-функциями с 25 узлами на промежутке (A, B) .

Полученный в результате контур аппроксимировался набором контуров Фойгта, относительное положение и интенсивность которых предполагались соответствующими теоретическим для линии рубидия 794,76 нм. Лоренцовская часть контура считалась известной и складывалась из естественного и столкновительного уширений, а гауссова - варьировалась. Одновременно варьировалась величина оптической плотности паров, через которые проходит излучение до выхода из лампы. Критерием качества аппроксимации являлись величины среднеквадратического отклонения, чебышевского отклонения и сдвига расчетных контуров по отношению к измеренным. В процессе поиска решения эти величины минимизировались, и в конечном итоге удавалось получить среднеквадратическое отклонение менее 5%.

В результате удалось определить атомную температуру в ряде режимов, которая при изменении мощности разряда от I до 3 Вт в лампах диаметром 13 мм, наполненных криптоном при давлении 3 мм рт.ст., составила от 400 до 510 К.

Следует отметить, что метод восстановления контуров оказался в случае атомов рубидия, обладающего сверхтонкой структурой, ограниченно применимым, так как в некоторых режимах определенно наблюдалось отклонение соотношения сверхтонких компонент от теоретического из-за явлений самонакачки /8/, которое в будущем будем стремиться учесть в расчете.

В дальнейшем рассчитанные распределения и исходные профили использовались для определения контура линии излучения в однолучевом приближении.

Было обнаружено, что форма контура линии излучения из разных областей ВВЛ сильно различается, и это надо учесть - вать при интерпретации экспериментов с этими лампами. Более подробный анализ полученных результатов приведен в /9/.

Для оценки границ применимости методов расчета параметров ламп рассмотрим кратко особенности ВВЛ, отличающие их от источников света, работающих на более низких и более высоких частотах возбуждающего поля. В отличие от СВЧ - разрядов в ВВЛ толщина скин-слоя существенно больше или сравнима с радиусом лампы. В результате неоднородность физических условий в ВВЛ значительно меньше, чем в СВЧ - разрядах, и это позволяет не рассматривать процесс введения мощности в разряд при моделировании ВВЛ. Специфической особенностью высокочастотных емкостных разрядов является возникновение значительного потенциала плазмы из-за периодического смещения электронов по отношению к ионам в условиях высокочастотного разряда /10/, причем потенциал плазмы сравним с потенциалом внешнего электрода. В случае безэлектродных разрядов потенциал плазмы существенно меньше, но все же достаточно велик. В ВВЛ подобные плазменные поля всегда присутствуют и в Е -, и в Н - разрядах, и их проявление несложно наблюдать. Так, при наличии резервуара для избытка металла в последнем иногда наблюдается разряд, который является причиной нестабильности спектральных ламп на уровне 0,5 - 2%. Условием для его возбуждения является наличие проводящих поверхностей вблизи резервуара, например, при креплении лампы за резервуар /4/. Возникновению нестабильности излучения может способствовать и слишком большое количество металла (более 0,2 мг) в лампе. Отдельные капли металла заряжаются электронами отрицательно, и это приводит к появлению разности потенциалов между каплями металла и телом разряда, в результате чего появляются потоки ионов, которые испаряют капли металла и вызывают флуктуации светового потока из-за локального повышения температуры жидкой фазы металла (на это явление, по-видимому, впервые обратил внимание при исследовании ВЧ разрядов Левитский /11/. Эти процессы должны учитываться также при исследовании долговечности спектральных ламп. Они более существенны должны быть в Е - разряде, но важны и в Н - разряде, так как мы всегда в ВВЛ имеем дело со смешанным Е + Н раз-

рядом. Учет этого явления может сделать понятным и случаи невоспроизводимости параметров ламп по напряжению поджига, по интенсивности и долговечности, их ускоренный выход из строя в некоторых случаях. Но, несмотря на все это, основным фактором, определяющим особенности характеристики ламп в E- и H-разрядах, в том числе и старение спектральных ламп, остается концентрация заряженных частиц. Это связано с тем, что E-разряд в ВБЛ используется обычно в маломощных источниках света и возникающий в них потенциал оказывается сравнимым или меньшим, чем потенциал плазмы в обычных H-разрядах, даже без учета смешанного характера реального H-разряда. Практически удается подобрать такое расположение витков или пластин индуктора, при котором существенно уменьшается разность потенциалов в плазме, и в результате удается избавиться от возникновения связанной с этим нестабильности. Таким образом, при сопоставлении результатов расчета с результатами эксперимента следует иметь в виду, что в эксперименте возможны распределения потенциалов, существенно влияющие на характеристики ВБЛ, но имеющие в каждой конкретной конструкции свою величину и распределение, что делает в настоящее время их учет не совсем для нас ясным. При сопоставлении данных расчета с реальными данными эксперимента необходимо создать минимальные потенциалы в плазме. Границы применимости модели по давлению буферного газа у нас были оговорены выше, и они существенны для использования модели амбиполярного режима. При наибольших мощностях, давлениях газа и размерах лампы следует, по-видимому, учитывать возможность ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации, которые могут привести к существенно иному характеру распределения атомов рубидия по объему лампы.

Таким образом, можно провести полный расчет параметров спектральной лампы при заданных ее размерах, наполнении и конструкции и использовать полученные результаты в дальнейшем для оптимизации режима и правильного выбора конструкции при заданных требованиях к характеристикам источника света. В целом получаемые при расчетах результаты качественно согласуются с данными эксперимента, а о количественном совпадении говорить трудно из-за отсутствия надежных эксперимен-

тальных данных, в которых были бы известны набор исходных параметров и основные характеристики ламп. Дальнейшее совершенствование методики расчета ВБЛ требует проведения углубленного экспериментального исследования этих ламп, но уже сегодня результаты расчета используются нами при разработке источников света с заданными характеристиками и при изучении особенностей их работы.

Приведенные методы расчета были опробованы лишь для случая смеси паров рубидия и криптона. Однако представляется возможным использовать их для анализа и других смесей в спектральных лампах.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Van Tongeren. - Phil. Res. Rept. Suppl., 1975, N 12, p. 5-130.
2. Агапов А. С., Калашникова А. И., Матвеев А. А., Семенов С. В., Хуторщиков В. И. - *Вопр. радиоэлектроники. Сер. ОВР*, 1984, вып. 8, с. 80-88.
3. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов К. Т. - *УФН*, 1979, т. 128, вып. 2, с. 233-270.
4. Калашникова А. И., Хуторщиков В. И. - В кн.: *Процессы переноса энергии в парах металлов*. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1961, с. 164-173.
5. Агапов А. С., Хуторщиков В. И. - *Вопр. радиоэлектроники. Сер. ОВР*, 1983, вып. 9, с. III-IIIВ.
6. Верлань А. Ф., Сизиков В. С. *Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. Справ. пос.* Киев: Наукова думка, 1978. 291 с.
7. Полак Э. *Численные методы оптимизации*. - М.: Мир, 1974. 376 с.
8. Александров Е. В., Якобсон Н. Н. - *УФН*, 1980, т. 131, с. 721-722.
9. Агапов А. С., Смирнова Г. М., Хуторщиков В. И. - В кн.: *Процессы переноса энергии в парах металлов*. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1983, с. 152-161.
10. Райзер Д. П. *Основы современной физики газоразрядных приборов*. М.: Наука, 1980, с. 208.
11. Левитский С. М. - *ЭТФ*, 1957, т. 27, с. 970.

А. Э. Лездинь, С. Я. Путьня,
А. Я. Скудра
ЛГУ им. П. Стучки
• (Рига)

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГЕЛИЯ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ

Высокочастотная безэлектродная лампа (ВБЛ) представляет собой цилиндрическую или сферическую колбу, заполненную определенными химическими элементами или их соединениями и инертным газом. Для зажигания разряда лампу помещают в индуктор высокочастотного генератора. Работ, содержащих описание ВБЛ на чистых инертных газах, мало, хотя для решения ряда научных и прикладных задач эти лампы необходимы (например, как источник света при измерении преломления оптического стекла с помощью гониометра-спектрометра).

В настоящей работе исследованы цилиндрические гелиевые ВБЛ /1/, для возбуждения разряда в которых использовался генератор ППБЛ-3М. Выявлено оптимальное давление гелия в лампе, измерялись температура баллона, интенсивности и контуры спектральных линий в зависимости от наполнения и режима работы лампы.

Из рис. I видно, что при токе генератора 100 мА (кривые I) максимумы интенсивности излучения спектральных линий гелия 728,1 нм ($3^1S \rightarrow 2^1P$) и 587,6 нм ($3^3D \rightarrow 2^3P$) наблюдаются при различных давлениях гелия в лампе: для 728,1 нм при 0,6-0,9 мм рт.ст., а для 587,6 нм при 1,0-1,8 мм рт.ст. При увеличении тока генератора максимумы интенсивности сближаются: для 728,1 нм максимальная интенсивность отмечена при 0,7-0,9 мм рт.ст., а для 587,6 нм при 0,8-1,1 мм рт.ст. Это свидетельствует о различном возбуждении синглетных и триплетных уровней. При больших токах возбуждающего генератора увеличивается концентрация атомов гелия на метастабильном уровне 2^3S , что и способствует возбуждению других триплетных уровней при меньших давлениях, чем в случае маленького тока генератора. Аналогичные зависимости максимума интенсивности излучения инертного газа от давления наблюдались для аргона, криптона и ксенона в области давлений 0,1-0,5

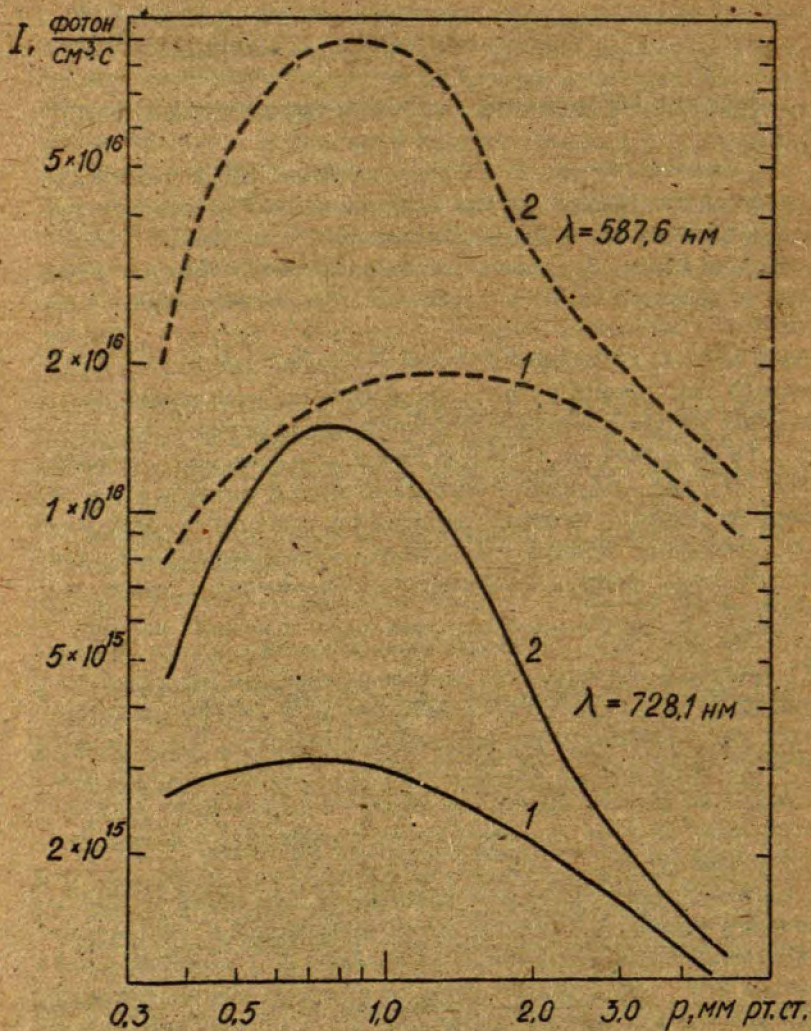


Рис. I. Абсолютная интенсивность спектральных линий гелия в зависимости от давления газа в лампе при токе генератора 100 мА (1) и 210 мА (2).

мм рт.ст./2/, причем оптимальное давление уменьшалось с увеличением атомной массы газа.

Измерена интенсивность линии 728,1 нм в зависимости от тока возбуждающего генератора для ламп с различным давлени-

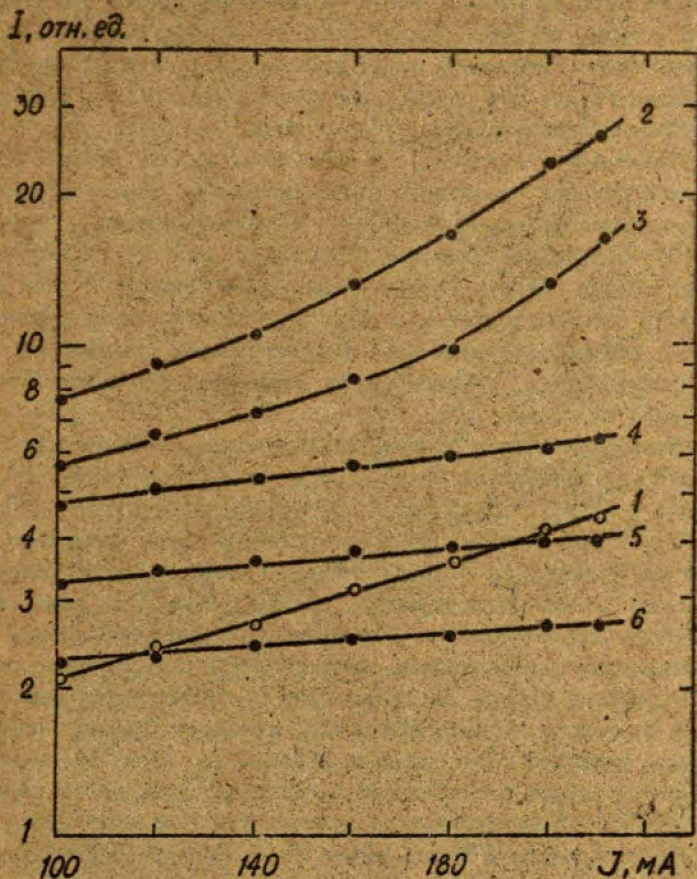


Рис. 2. Интенсивность спектральной линии 728,1 нм в зависимости от тока возбуждающего генератора для ламп с различным давлением гелия: 1-0,35 мм рт.ст.; 2- 0,66 мм рт.ст.; 3- 1,35 мм рт.ст.; 4- 2,20 мм рт.ст.; 5- 3,15 мм рт.ст.; 6-5,10 мм рт.ст.

ем гелия (рис.2). С уменьшением давления гелия в лампе интенсивность-возрастает при всех режимах возбуждающего генератора (наклон кривых увеличивается). При давлении гелия 0,35 мм рт.ст. (кривая 1) уменьшается интенсивность линии 728,1 нм по сравнению с лампой, в которой давление газа составляет 0,65 мм рт.ст., из-за малой концентрации электронов и атомов. Из рис.2 видно, что в случае больших мощностей возбуждающего генератора лучше использовать лампы с меньшим давлением гелия, что обусловлено уменьшением роги тушащих столкновений возбужденных атомов гелия.

Температура наружной стенки баллона лампы, которую измеряли с помощью термпары, в зависимости от тока возбуждающего генератора изменяется, подобно интенсивности линий (рис.3). Только при давлении больше 2 мм рт.ст. электроны теряют больше энергии в термических столкновениях, и реже получается энергия, достаточная для возбуждения атомов (кривые 4,5,6), поэтому с увеличением давления гелия повышается и температура лампы, и одновременно уменьшается интенсивность спектральных линий.

Нами исследованы контуры спектральных линий ряда синглетных переходов атома гелия - 728,1 нм ($3^1S_0 - 2^1P_1$), 667,8 нм ($3^1D_2 - 2^1P_1$), 501,6 нм ($3^1P_1 - 2^1S_0$) и 492,2 нм ($4^1D_2 - 2^1P_1$). Контуры снимали при помощи сканирующего интерферометра Фабри-Перо. На зеркала интерферометра фокусировалось излучение только от центральной области лампы. В качестве математической модели для аппроксимации экспериментальной интерферограммы использовали интеграл Фойгта. Разделение регистрируемого контура на гауссовскую и лоренцовскую составляющие проводили на мини-ЭВМ ДЗ-28, используя метод, предложенный в работе /3/. Принятые специальные меры позволили аппаратный контур спектральной линии аппроксимировать перекрывающимися лоренцовскими контурами. Тогда ширина лоренцовской составляющей экспериментального контура представляет собой сумму:

$$\Delta \nu_L^{сум.} = \Delta \nu_R + \Delta \nu_{ест.} + \Delta \nu_{L.}$$

где $\Delta \nu_R$ - ширина аппаратного контура, $\Delta \nu_{ест.}$ - естественная ширина линии, $\Delta \nu_{L.}$ - уширение при соударениях с возбужденными атомами гелия.

Температура внутри лампы была определена по гауссовской части контура спектральной линии 728,1 нм (рис. 4). Таким образом, получается на 60–80°С выше, чем температура на-

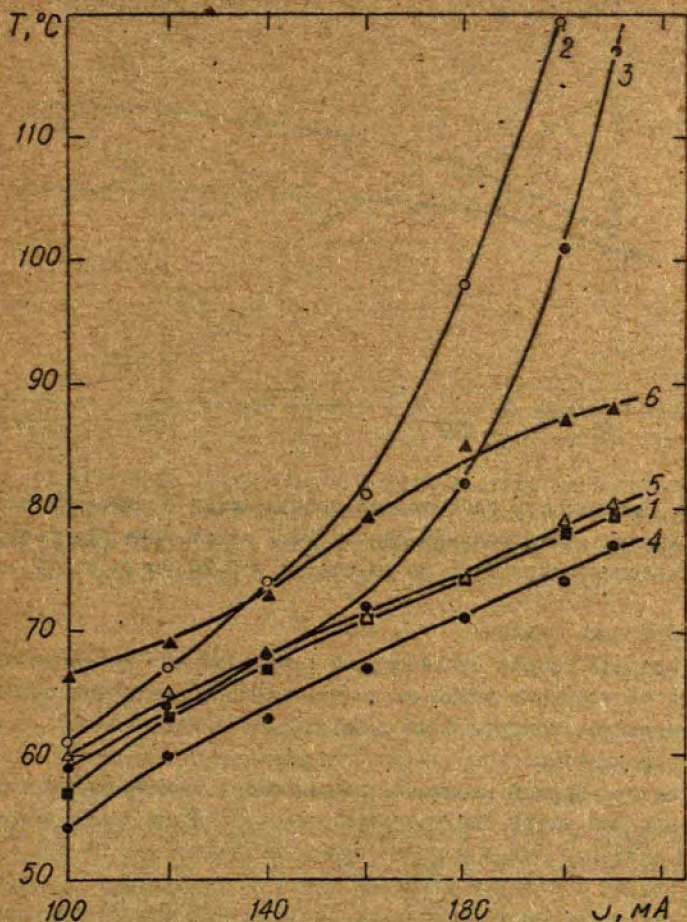


Рис. 3. Температура наружной стенки баллона лампы в зависимости от тока возбуждающего генератора для ламп с различным давлением гелия: 1- 0,35 мм рт.ст.; 2- 0,65 мм рт.ст.; 3- 1,35 мм рт.ст.; 4- 2,20 мм рт.ст.; 5- 3,15 мм рт.ст.; 6- 5,10 мм рт.ст.

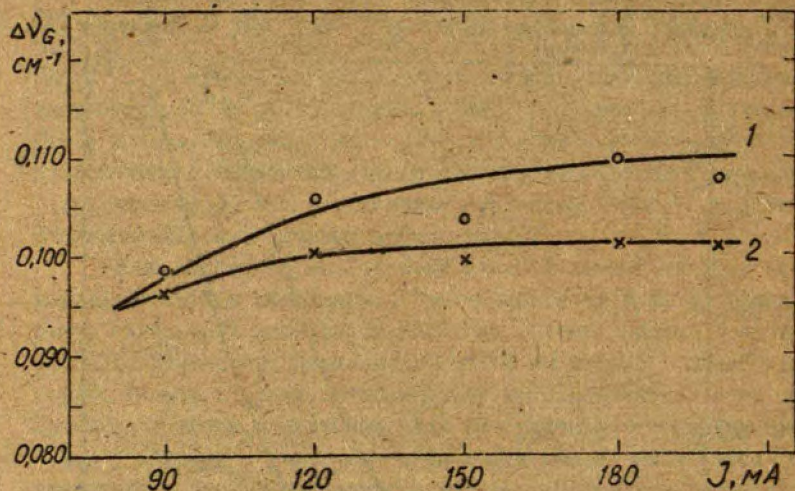


Рис.4. Зависимость гауссовской составляющей экспериментального контура спектральной линии 728,1 нм от тока генератора при давлении гелия 0,65 мм рт.ст.(1) и 2,20 мм рт.ст.(2).

ружной стенки баллона.

Ударная теория столкновений предсказывает линейную зависимость уширения линии от концентрации возмущающих частиц. Исследовались контуры ламп с разным давлением гелия - от 0,2 до 5 мм рт.ст.

Наклон прямой на рис.5, где показано изменение ширины лоренцовской части спектральной линии 492,2 нм в зависимости от давления гелия в лампе при токе генератора 90 мА, характеризует константу уширения линии в соударениях с атомами гелия в основном состоянии. Точка пересечения проведенной прямой с осью ординат соответствует сумме ширины аппаратного контура и естественной ширины линии. Естественную ширину линий рассчитывали по известным вероятностям перехо-

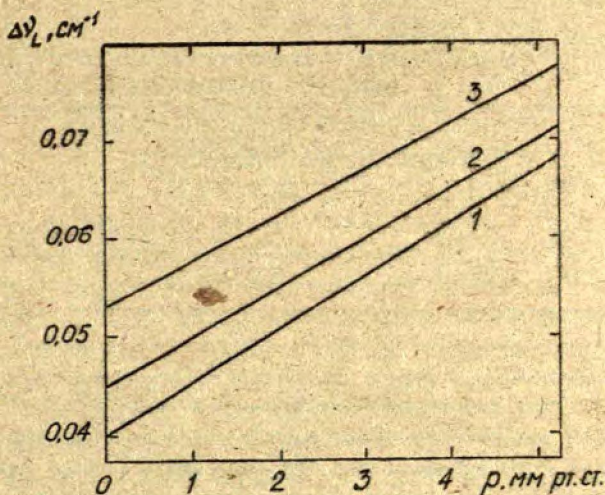


Рис. 5. Изменение ширины лоренцевской составляющей спектральной линии 492,2 нм в зависимости от давления гелия в лампе при разных константах интерферометра и токе генератора 90 мА. (1- 0,313 см^{-1} ; 2- 0,417 см^{-1} ; 3- 0,500 см^{-1}).

дов /4/. Данные, приведенные на рис. 5, получены при трех разных константах интерферометра. Длина отсекаемого отрезка $\Delta\nu_L = \partial\nu_R$ характеризуют изменение ширины аппаратного контура при различных константах интерферометра $\partial\nu_R = \Delta\sigma/N_R$, где $\Delta\sigma$ - константа интерферометра, N_R - эффективное число интерферирующих пучков.

Полученные нами константы уширения измеренных линий гелия, приведенные в таблице, определены как ударное уширение в расчете на один атом ($\text{см}^{-1}/\text{см}^{-5}$).

Т а б л и ц а I

Константы уширения линий гелия в столкновениях
с атомами гелия

λ , нм	Переход	Константа уширения $\text{см}^{-1} \cdot \text{см}^3 \cdot 10^{-20}$
501,6	$3^1P_1 - 2^1S_0$	$10,1 \pm 0,7$
492,2	$4^1D_2 - 2^1P_1$	$12,0 \pm 1,2$
728,1	$3^1S_0 - 2^1P_1$	$8,8 \pm 1,3$
667,8	$3^1D_2 - 2^1P_1$	$9,2 \pm 2,2$

Результаты работы показывают, что для достижения максимальной интенсивности спектральных линий оптимальное давление гелия в высокочастотной безэлектродной лампе должно составлять 0,7-1,2 мм рт.ст. Уменьшение интенсивности при давлениях, меньших, чем оптимальное, обусловлено уменьшением концентрации электронов, а при больших давлениях - снижением температуры электронов. Интерферометрические исследования позволили определить температуру разряда, которая превышает температуру стенки баллона лампы. Аппроксимацией контура излучающей спектральной линии функцией Фойгта определены константы уширения в столкновениях с атомами гелия для ряда синглетных линий.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Краулина Э.К., Путнина С.Я., Скудра А.Я. - В кн.: XIX Всесоюзный съезд по спектроскопии, ч.У1. Томск, 1983, с.63-65.
2. Семенов С.В., Смирнова Г.М., Хуторщиков В.И. - Вopr. радио - электроники. Сер. OBP, 1983, вып. 2, с.95-99.
3. Kielkopf J.F. - JOSA, 1973, vol. 63, N 8, p. 987-995.
4. Wiese W.L. - Int. Progress in Atomic Spectroscopy, Part B. New York-London, 1979, p. 1101-1155.

А. П. Бреховецкий, А. П. Круминьш,
Э. В. Пипин, И. И. Книпшис
ЛГУ им. П. Стучки
(Рига)

ИЗМЕРИТЕЛЬНО-УПРАВЛЯЮЩИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА ХАНЛЕ

При исследовании эффекта Ханле (подробно схема эксперимента рассмотрена в /1,2/) информация о двух интенсивностях флуоресценции со взаимно перпендикулярными векторами поляризации (I_{\parallel} и I_{\perp}) накапливается двумя частотомерами ЧЗ-38. Магнитное поле измеряется либо по показанию миллиамперметра, включенного последовательно в цепь с обмотками магнита, либо по падению напряжения на образцовом сопротивлении при измерении цифровым вольтметром В7-23 с последующим пересчетом по известным формулам /1/. В упомянутых работах показания частотомеров и информация о магнитном поле снимались вручную, затем все табулировалось, вводилось в ЭВМ и обрабатывалось обычно спустя довольно значительное время после эксперимента.

В настоящей работе сообщается о создании для исследования эффекта Ханле измерительно-управляющего комплекса на базе ЭВМ "Электроника ДЗ-28". Ранее /3/ уже сообщалось о сопряжении ДЗ-28 с периферийными устройствами (ПУ) "Оргтекста"-перфоратором EP-35 (П), фотосчитывателем ER-40 (ФС) и дисплеем (Д). Сопряжение было осуществлено в интерфейсной системе, в основу которой положено расширение шин ввода и вывода машины /4/. Эта же система использовалась нами и в дальнейшем при подключении ПУ к ДЗ-28. Вычислительный комплекс на базе ДЗ-28 и ПУ "Оргтекста" с его возможностями обработки информации вошел составной частью в измерительно-управляющий комплекс. В основу системы сопряжения положен модульный принцип. Блок сопряжения /3/, включавший в себя магистральный расширитель (МР), дешифратор адреса (ДИА I), интерфейсные карты перфоратора (ИКП), фотосчитывателя (ИКФ), дисплея (ИКД), а также блок питания (БП) были первыми модулями крейта (К).

Для облегчения процесса наладки новых интерфейсных узлов и ускорения поиска ошибок при отладке программ, предусматривающих обмен информацией между различными ПУ, был разработан блок индикации (БИ) состояния шин управления (X3, U3), ввода (Ввв, Ввв), вывода (X2, U2) и прерывания. Этот блок также конструктивно выполнен в виде отдельного модуля и размещен в крейте (К1).

Четвертый модуль в К1 - магистральный расширитель (MP2) - разработан с целью подключения к вычислительному комплексу трех экспериментальных установок. Посредством MP2 магистраль "ввод-вывод" преобразуется в три канала, каждый из которых содержит по 8 линий управления (X3, U3), 8 линий ввода (Ввв, Ввв), 8 линий вывода (X2, U2), 4 линии прерывания (ПР1, ПР2, ПР4, ПР8) и 3 линии синхронизации (Вв, СИМ, СИП).

К одному из каналов подключен крейт (К2), удаленный от ДЗ-28 на 40 м и максимально приближенный к экспериментальной установке по исследованию эффекта Ханле. В К2 размещены: модуль - дешифратор адреса (ДША 2), два модуля с интерфейсными картами частотомеров (ИКЧ-1 и ИКЧ-2, ИКЧ-3 и ИКЧ-4), модуль с интерфейсной картой вольтметра (ИКВ), модуль с интерфейсной картой цифроаналогового преобразователя (ИЦАП) и три модуля - блоки питания. К каждой из ИКЧ можно одновременно подключить два частотомера ЧЗ-36, интерфейсным картам частотомеров присвоены адреса: 01 I5, 01 I4, 01 I3, 01 I2. К ИКВ подсоединяется цифровой вольтметр В7-23 (адрес 01 II). Интерфейсные карты ИКЧ и ИКВ содержат преобразователи параллельного двоично-десятичного кода частотомера и вольтметра в параллельно-последовательный код, а также согласователи логических уровней выхода частотомера и ДЗ-28.

ИЦАП предназначена для управления генератором тока (ГТ), который далее будет питать обмотки магнита в эксперименте по исследованию эффекта Ханле. Этот блок сейчас на стадии разработки, и ток, а вместе с тем и магнитное поле тока, выставляется вручную.

На рис. I представлена схема подключения ПУ к ЭВМ ДЗ-28. При обмене информацией с ПУ, присоединенными к крейту К2, для адресации используются шины управления (X3, U3). Старшие биты (U13, U23, U43, U83) используются для адреса-

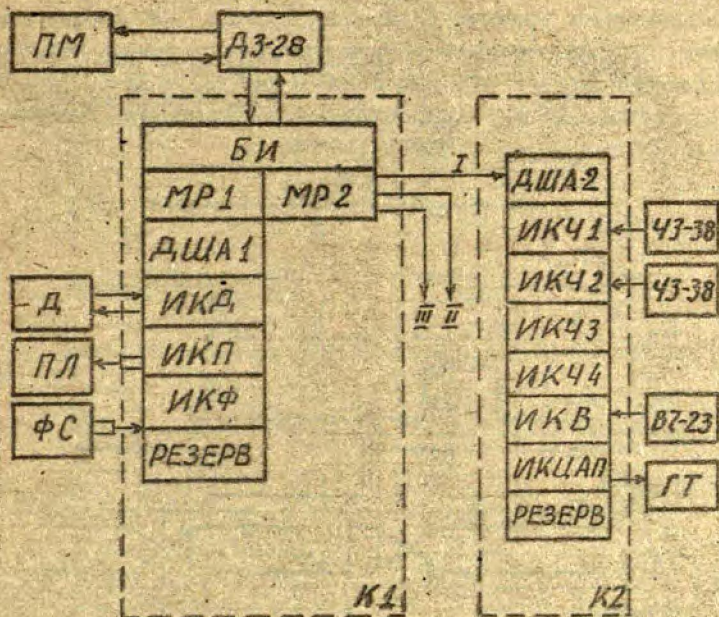


Рис. 1. Блок-схема измерительно-управляющего комплекса.

ции крейта, а младшие (X13, X23, X43, X83) — для адресации ПУ. Таким образом, по одному каналу можно к машине подсоединить 16 крейтов, каждый из которых может содержать интерфейсные карты 16 ПУ. Ввод информации в Д3-28 с ПУ крейта К2 происходит по следующей схеме. По команде обмена (с клавиатуры Д3-28 или по программе) на шинах управления выставляется адрес ПУ. В дешифраторе ДША 2 происходит сравнение старшего бита адреса с предварительно присвоенным крейту адресом и далее вырабатывается сигнал разрешения для преобразователя кода интерфейсной карты с адресом, соответствующим младшим битам на шине управления. После команды обмена на шине синхронизации выставляется сигнал "Готовность" (Вс) и формируется сигнал СИ (длительность 5 мкс), после чего один байт информации с преобразователя кода, для которого

есть разрешение, поступает на шины ввода (Вва, Ввв) ДЗ-28. Через промежуток времени τ_2 после сигнала СИ формируется сигнал СИП. За это время данные поступают в память ЭМ. После прихода сигнала СИП снимается сигнал Вв, и ДЗ-28 подготавливается к приему следующего байта. Временная диаграмма ввода информации представлена на рис. 2.

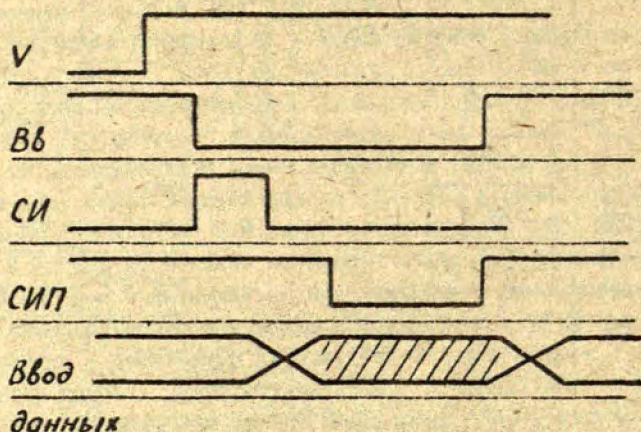


Рис. 2. Временная диаграмма ввода информации с ЦУ в ДЗ-28.

Разработанная программа предусматривает съем с двух частотеров ЧЗ-38 информации об интенсивностях излучения со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации, съем с В7-23 информации о магнитном поле, обработку всех данных и вывод окончательных результатов на ПМ. Программой предусмотрено несколько режимов работы:

режим 1 - расчет темного фона в двух информативных каналах регистрации I_1 при закрытых входных окошках регистрирующих ФЭУ I_{T1} и I_{T2} ;

режим 2 - определение нормировочного коэффициента K для двух информативных каналов при одинаковой засветке обоих ФЭУ;

режим 3 - определение степени поляризации P и погрешности измерения ΔP с учетом темного фона и нормировоч-

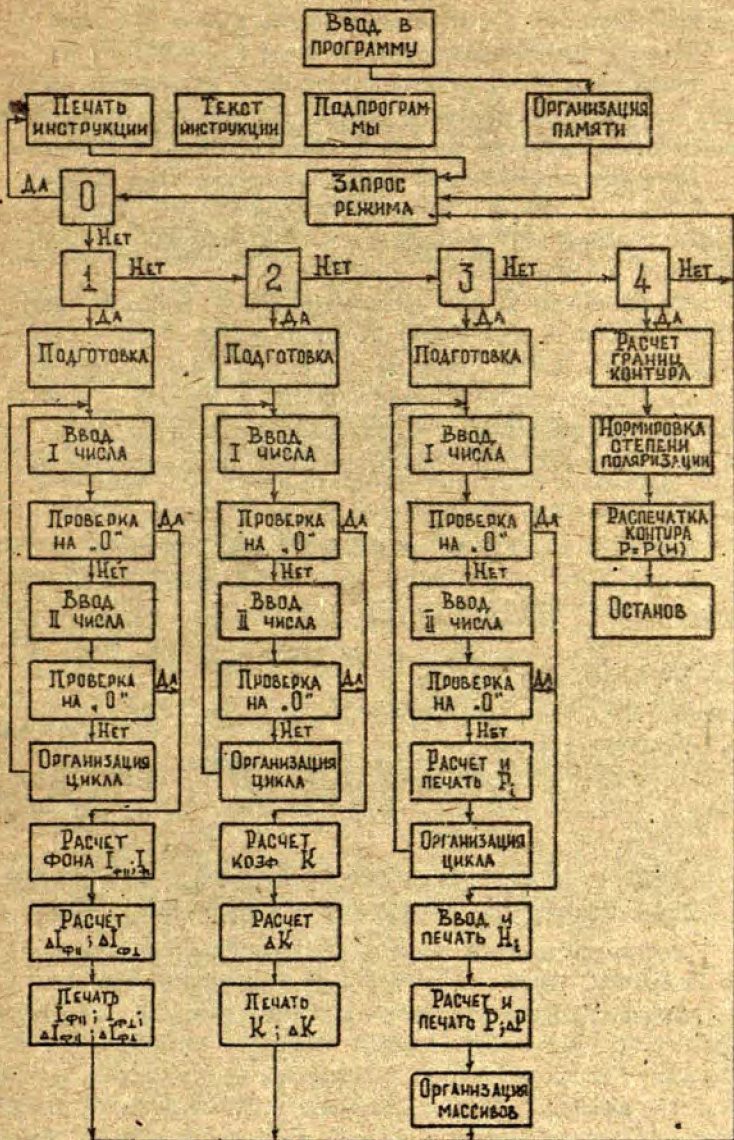


Рис. 3. Алгоритм программы управления и обработки результатов эксперимента при исследовании эффекта Ханле.

ного коэффициента, формирование массива данных P_i ; ΔP_i ; N_i ;
режим 4 - построение контура Ханле $P = P(N)$.

Выбор режима работы осуществляется с клавиатуры дисплея. Программа обработки построена по пакетному принципу и в любой необходимый момент может быть дополнена и изменена.

Алгоритм разработанной программы представлен на рис.3.

Работа по режиму 3 пока осуществляется при ручном изменении значения магнитного поля H . В дальнейшем магнитное поле будет выставляться по команде с ДЗ-28.

Разработанный измерительно-управляющий комплекс легко адаптировать ко многим спектроскопическим экспериментам путем разработки соответствующих программ взаимодействия ПУ и обработки результатов. Большая гибкость комплекса станет возможной при подключении к нему блока управления реле и таймера, что значительно облегчит задачи по управлению экспериментом.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Таманис М.Я., Фербер Р.С., Шмит О.А. - В кн.: Сенсibilизированная флуоресценция в смеси паров металлов. Рига: ЛГУ им.П.Стучки, 1979, с.52-67.
2. Ferber R.S., Shmit O.A., Tamanis M.Ya. - Chem.Phys. Lett., 1979, vol.61, p.441-445.
3. Бреховецкий А.П., Круминьш А.П., Пипин Э.В. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П.Стучки, 1981, с.175-179.
4. Устройство специализированное управляющее вычислительное "Электроника ДЗ-28". Техническое описание. 1981. 126 с.

ОБ ОТБОРЕ ФОТОПРИЕМНИКОВ ДЛЯ УГЛОМЕРНЫХ УСТРОЙСТВ

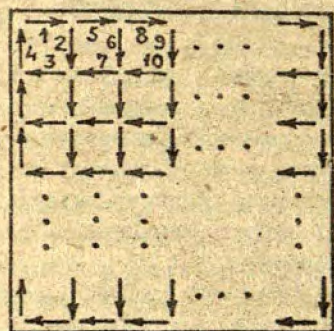
В угловых дискриминаторах угломерных устройств и в трактах автоматического сопровождения цели по направлению в качестве фотоприемников используются фоточувствительные матрицы /1/, имеющие множество элементов, часть из которых может быть непригодна для приема информации. Например, матрица МФ-14 имеет 1024 элемента. По ТУ матрица считается работоспособной, если исправны 1000 элементов.

В настоящей статье обсуждается возможность отбора матриц по следующему признаку: матрица применима, если нет по меньшей мере двух рядом стоящих неисправных элементов (влево, вправо, вверх, вниз, по диагоналям). Отбор можно произвести, используя ЭВМ. Неисправные элементы запоминаются и в последующем проверяется, не являются ли они рядом стоящими. Если это так, то по указанию ЭВМ срабатывает сигнализация и матрица бракуется.

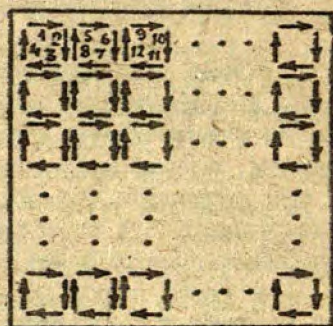
Однако временные затраты на составление программы для ЭВМ относительно большие, поэтому предпочтительнее аппаратные средства.

Возможно экономичное по времени сканирование, показанное на рис. 1а. Но, так как время проверки составляет доли секунды, можно упростить алгоритм сканирования, а вместе с тем и электронные схемы за счет некоторого увеличения времени сканирования. Как видно из рис. 1б, проверка происходит по четверкам элементов, т.е., если в какой-либо четверке больше одного неисправного элемента, матрица бракуется.

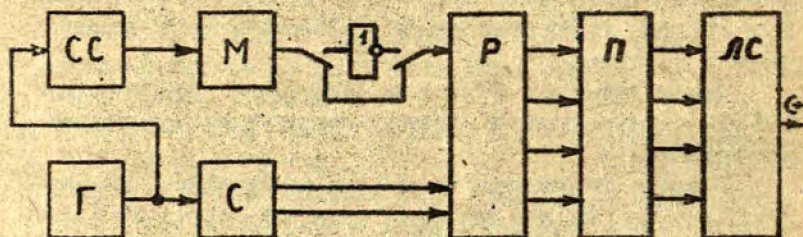
На рис. 1в показана функциональная схема проверки по четверкам. Допустим, что при полном облучении матрицы на выходах исправных элементов выдается логическая "1", а при полном затемнении логический "0". С генератора (Г) подается первый импульс на схему сканирования (СС), которая обеспечивает подачу логического состояния выхода элемента матрицы (М) i -й строки и j -й колонки на выход М. Если матрица об-



а



б



в

Рис. 1. Сканирование, экономичное по времени (а) и по аппаратным средствам (б), и функциональная схема устройства проверки (в).

лучена, выход М подключен к инвертору, выход которого подсоединен к информационному входу распределителя (Р). Если матрица затемнена, инвертор обходится. Первый импульс подается также на счетчик (С), выходы которого подключены к адресным входам Р. Состояние элемента i -й строки и j -й колонки записывается в первую ячейку памяти (П). Далее с Г подается второй импульс, который обеспечивает подачу состояния элемента i -й строки и $(j + 1)$ -й колонки на выход М, а записывается это состояние во вторую ячейку П. Подобным образом опрашиваются элементы $(i \pm 1)$ -й строки и $(j + 1)$ -й колонки, затем $(i + 1)$ -й строки и j -й колонки. Состояния элементов записываются в П. На выходе П подключена логическая схема (ЛС), которая выдает логическую "1", если любые две или более ячеек П содержат логическую "1".

Иногда пучок принимаемого излучения невозможно сузить до размеров двух элементов матрицы. Тогда проверку следует проводить с девятью или еще большим количеством рядом стоящих элементов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Наймарк С.И. Многоэлементные МДП интегральные фотодиодные преобразователи оптических сигналов. Часть I. Многоэлементные преобразователи на МДП фотодиодных решетках: Обзоры по электронной технике. Сер.3. Микроэлектроника, - М.: ЦНИИ "Электроника", 1983, вып. I (936). 60 с.

А. П. Круминьш, У. В. Янсон
 ЛГУ им. П. Стучки
 (Рига)
 О. Е. Вилитис
 ФЭИ АН ЛатвССР
 (Рига)

СЧЕТЧИК ФОТОНОВ FS-4

Счетчик фотонов FS-4 предназначен для измерения слабых световых потоков в физике, астрономии, биологии, химии, медицине и других областях науки и техники.

Блок-схема счетчика фотонов показана на рис. 1. Свет от источника света (ИС) через прерыватель (ПР) попадает на ка-

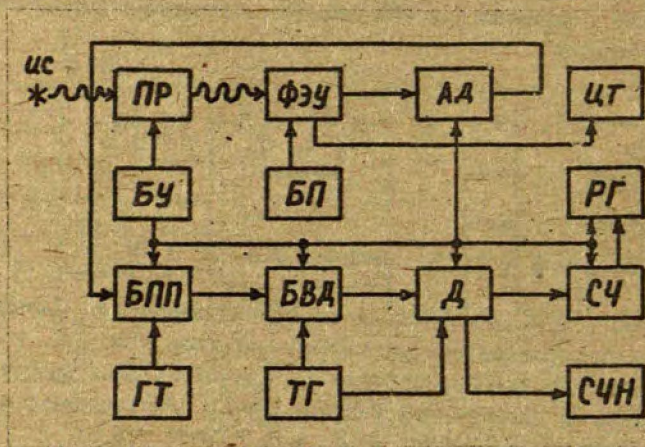


Рис. 1. Блок-схема счетчика фотонов FS-4. ИС - источник света, ФЭУ - фотоэлектронный умножитель, АД - амплитудный дискриминатор, ЦТ - цифровой термометр, БУ - блок управления, БП - блок питания, БПП - блок подавления помех, БВД - блок выбора диапазонов, Д - делитель, СЧ - счетчик, РГ - регистр, ГТ - генератор теста, ТГ - тактовый генератор, СЧН - счетчик номера измерения.

тод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Импульсы с анода ФЭУ поступают на амплитудный дискриминатор (АД), который выделяет одноэлектронные импульсы и нормирует их по амплитуде и длительности. Одноэлектронные импульсы от дискриминатора по согласованному 50 Ом кабелю поступают на вход блока подавления помех.

Счет фотонов производится по принципу счета суммы сигнальных и шумовых импульсов с последующим вычитанием шумовых импульсов. Цикл счета состоит из 4 тактов (рис.2). В пер-

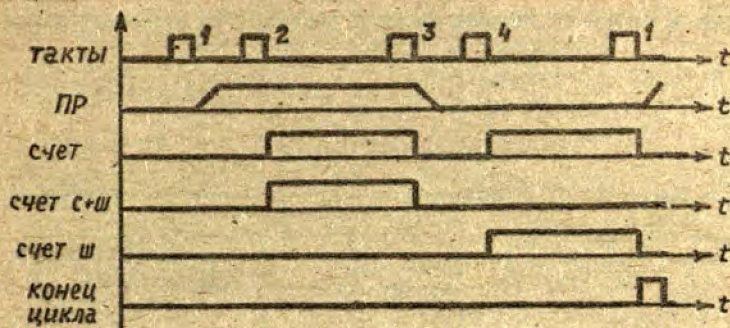


Рис.2. Временная диаграмма цикла счета фотонов.

вом такте открывается прерыватель света ПР. Во втором такте импульсы сигнала и шума поступают на суммирующий вход реверсивного счетчика. В третьем такте прерыватель света закрывается. В четвертом такте вычитаются шумовые импульсы. Одному такту соответствует время измерения 1 с. После каждого импульса формируется импульс "Конец цикла".

В конце каждого цикла блок выбора диапазонов (БВД) определяет необходимое количество циклов от 1 до 1024 так, чтобы относительная погрешность не превышала заданное значение. Принцип работы БВД описан ранее [1]. БВД устанавливает коэффициент деления делителя (Д), равный количеству циклов. Содержимое реверсивного счетчика БВД пересылается через дели-

тель в счетчик (Сч) после установления коэффициента деления и в конце последующих циклов.

После завершения необходимого количества циклов делитель Д формирует сигнал "Конец измерения", при помощи которого результат измерения записывается в регистр (РГ) и увеличивается содержимое счетчика номера измерения на единицу. Генератор теста (ГТ) формирует определенное число сигнальных и умовых импульсов для проверки работоспособности счетчика фотонов.

Блок подавления помех (БПП) предназначен для подавления внешних случайных электромагнитных помех. Блок содержит счетчик и схему сравнения кодов и работает по принципу, пред-

Т а б л и ц а I

Максимально допустимый шум

L_M	$C_M + \Psi_M$	D_M	Ψ_M
0	БПП выключен	0	БПП выключен
1	10	1	10
2	20	2	20
3	40	3	40
4	100	4	100
5	200	5	200
6	400	6	400
7	1000	7	1000
8	2000	8	2000
9	4000	9	4000
10	10000	10	10000
11	20000	11	20000
12	40000	12	40000
13	100000	13	100000
14	200000	14	200000
15	400000	15	400000

ложенному в работе /3/. Одноэлектронные импульсы от дискри-

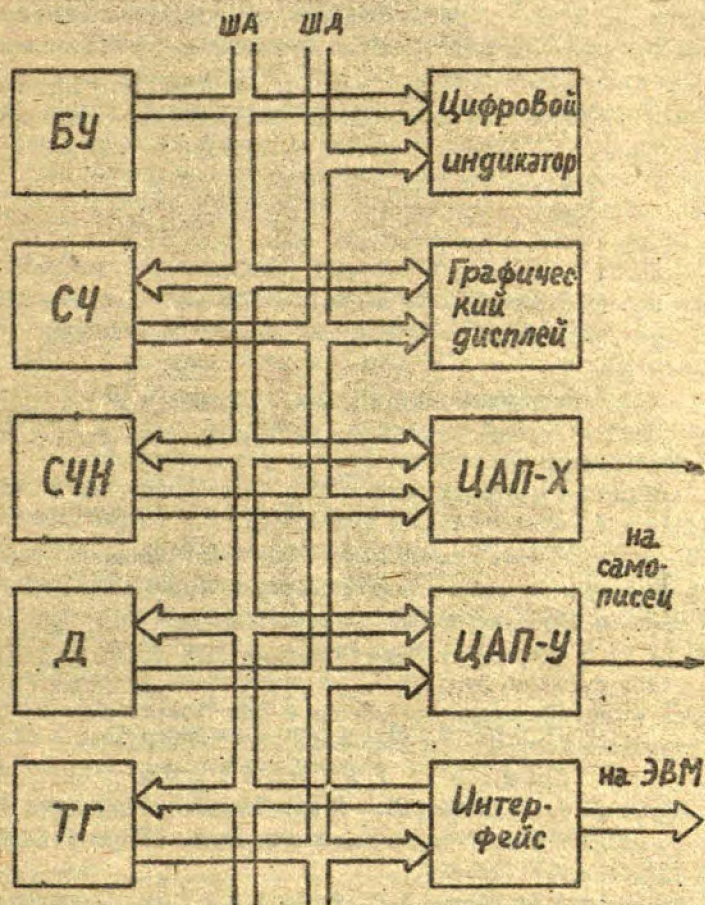


Рис. 3. Шина данных ШД и шина адреса ША счетчика фотонов FS-4.

минатора поступают на счетчик. Результат счета суммы сигнальных и шумовых импульсов $C + \text{Ш}$ и шумовых импульсов Ш в каждом цикле счета сравнивается с максимально доступными значениями $C_M + \text{Ш}_M$ и Ш_M , которые устанавливаются переключателями L_M и D_M , расположенными на передней панели счетчика фотонов. При превышении максимально допустимых значений в конце цикла счетчики в БПП и БВД устанавливаются на ноль, информация от БВД через делитель не проходит. Таким образом, цикл, содержащий случайную помеху, из общего результата исключается, а время измерения увеличивается на один цикл. Зависимость максимально допустимых значений $C_M + \text{Ш}_M$ и Ш_M от положения переключателей L_M и D_M показана в табл.1.

Вывод информации в счетчике фотонов $FS-4$ осуществляется по общей шине данных в параллельно-последовательном коде. Шина состоит из четырех линий данных ШД и четырех линий адреса ША .

Блок-схема общей шины данных показана на рис.3. Счетчик, счетчик номера измерений, делитель, тактовый генератор ТГ последовательно опрашиваются по шине адреса ША .

В режиме цифровой индикации и аналогового вывода адрес задается блоком управления индикатора, а в режиме вывода на ЭВМ - интерфейсом. К шине данных подключены цифровой индикатор (выполнен на светодиодах), цифроаналоговые преобразователи ЦАП-Х и ЦАП-У, интерфейс и графический дисплей, построенный на базе матричного газоразрядного индикатора ИМГ-1-02.

Для счетчика фотонов $FS-4$ разработаны два вида интерфейса - интерфейс для сопряжения с ЭВМ "Электроника ДЗ-28" и стандартный приборный интерфейс ГОСТ 26.003.-80.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Круминьш А.П., Янсон У.В. - В кн.: Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1979, вып. 7, с. 126-131.
2. Круминьш А.П., Стродс А.Г., Янсон У.В. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1981, с. 182-184.
3. А.с. № 968624 (СССР). - Открытия, изобретения, пром. образцы, товарн. знаки, 1982, № 39, с. 232.

С о д е р ж а н и е

Лузиньш М.П., Фербер Р.С. Квантовые биения в основном электронном состоянии двухатомных молекул	3
Грушевский В.Б., Янсон М.Л. Эффект резонанса в передаче энергии возбуждения при столкновении двухатомной щелочной молекулы с атомом	13
Лиенкаула М.А., Папернов С.М., Шведжда Ж.Л. Оптическое возбуждение паров натрия в присутствии инертных газов	20
Девдариани А.З., Загребин А.Л. Неадиабатические переходы при столкновениях возбужденных атомов второй группы с атомами инертных газов	29
Круглевский В.А. Расчет взаимодействия между атомами с несколькими открытыми оболочками	36
Загребин С.Б., Самсон А.В. Ионизация при столкновениях оптически возбужденных атомов в пучке	44
Спигулис Я.А. Масс-спектрометрическое исследование ионов в пучковом эксперименте	58
Дмитриева И.В., Котликов Е.Н., Перчук О.В. Исследование нелинейных интерференционных сигналов с уровня $2p_4$ неона	67
Убелис А.П. Исследование паров серы, селена и теллура методом импульсного фотолиза	74
Лукс И.Ю. Использование метода аппроксимации для анализа контуров спектральных линий со сложной структурой	81
Агапов А.С., Матвеев А.А., Хуторчиков В.И. Методы расчета параметров высокочастотных безэлектродных ламп	89

Лездинь А.Э., Путьня С.Я., Скудра А.Я. Спектральные параметры гелия в высокочастотном разряде	99
Брюховецкий А.П., Круминьш А.П., Птин Э.В., Книшис И.И. Измерительно-управляющий комплекс для исследования эффекта Ханле	107
Орлов Р.В. Об сборе фотоприемников для угломерных устройств	113
Круминьш А.П., Янсон У.В., Вилитис О.Е. Счетчик фотонов FS-4	116

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Сборник научных трудов

Рецензенты: О.Бочкова,	мл. науч. сотр. НИИФ ЛГУ им. А.Эданава;
А.Хахаев,	доп. кафедры физической электроники Петрозаводского ун-та им. О.В.Куусинена;
Я.Эйдус,	доп. кафедры экспериментальной физики ЛГУ им. П.Стучки.

Редакторы: Э.Крауля, Н.Сарамонова
Технический редактор М.Лиешкаула
Корректор И.Балоде

Подписано в печать 25 февраля 1985 года.	ЛТ 13016.
Ф/б 60x84/16. Бумага № 1. 8,0 физ.печ.л.	7,4 усл.печ.л.
6,3 уч.-изд.л. Тираж 400 экз. Зак. № 292	Цена 1 р.

Латвийский государственный университет им. П.Стучки
226098 Рига, б. Райниса, 19
Отпечатано в типографии, 226050 Рига, ул.Вейденбаума, 5
Латвийский государственный университет им. П.Стучки

УДК 539.196

Аузиньш М.П., Фербер Р.С. Квантовые биения в основном электронном состоянии двухатомных молекул. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 3-12.

Рассмотрена возможность регистрации магнитных квантовых биений уровня J^u, J^s основного электронного состояния двухатомных молекул в кинетике переходного процесса после ослабления опустошающего лазерного луча до пробного. В аппарате поляризационных моментов рассчитаны ожидаемые сигналы биений. Приведен результат эксперимента для ($J^u=3, J^s=43$) $X^1 \Sigma_g^+$ -состояния Na_2 при оптической накачке линией 488,0 нм аргонового лазера.

Ил. 5, библиогр. 9 назв.

УДК 539.196, 539.198

Грушевский В.Б., Янсон М.Л. Эффект резонанса в передаче энергии возбуждения при столкновении двухатомной щелочной молекулы с атомом. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 13-19.

В приближении эффективного потенциала Рабица рассчитано эффективное сечение передачи энергии от возбужденной молекулы к атому в предположении диполь-дипольного взаимодействия. Объясняется зависимость сечения от дефекта резонанса и факторов Франка-Кондона.

Табл. I, библиогр. 7 назв.

УДК 539.186.1, 539.196

Лиепкаула М.А., Папернов С.М., Шведжда Ж.Л. Оптическое возбуждение паров натрия в присутствии инертных газов. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 20-28.

Исследованы механизмы заселения молекулярных состояний

Na_2 при оптическом возбуждении уровней $Na(3^2P)$ в присутствии инертного газа Ar . Показано, что в перераспределении энергии между возбужденными молекулярными состояниями Na_2 могут принимать участие и метастабильные состояния молекулы Na_2 , роль которых проявляется при соударениях с Ar .

Ил. 4, библиогр. 13 назв.

УДК 19.196

Девдариани А.З., Загребин А.Л. Неадиабатические переходы при столкновениях возбужденных атомов второй группы с атомами инертных газов. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 29-35.

Рассмотрены переходы между компонентами тонкой структуры возбужденных атомов второй группы $M(n_s n_p^3P)$ при столкновениях с атомами инертных газов $X(^1S_0)$ в случае сильного поляризационного взаимодействия. Показано, что при тепловых энергиях ($T \sim 300$ К) случай сильного поляризационного взаимодействия реализуется совместно с квазирезонансными условиями столкновения. Получены оценки сечений внутримultipлетных переходов для столкновений $Be + Ar, Kr, Xe$.

Ил. 1, библиогр. 19 назв.

УДК 539.186

Круглевский В.А. Расчет взаимодействия между атомами с несколькими открытыми оболочками. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 36-43.

Метод Гайтлера-Лондона обобщен на случай двухатомной системы с несколькими открытыми оболочками на каждом атоме. Атомные волновые функции строятся в виде генеалогического разложения с использованием обобщенных генеалогических коэффициентов. Даны выражения двух- и трехэлектронных матричных элементов через приведенные матричные элементы тензорных операторов U^k и V^k в неортогональном базисе.

Библиогр. 8 назв.

УДК 539.186

Загребин С.Б., Самсон А.В. Ионизация при столкновениях оптически возбужденных атомов в пучке. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 44-57.

Определены константы скоростей процесса столкновительной ионизации высоковозбужденных атомов натрия с атомами в основном состоянии при селективном оптическом возбуждении nP -уровней для $5 \leq n \leq 21$. Эксперимент проводился в условиях атомного пучка. Подробно рассматриваются вопросы, связанные с получением констант скоростей столкновительной ионизации из пучковых экспериментов.

Ил. 4, библиогр. 23 назв.

УДК 539.186.22 , 621.384.8

Спигулис Я.А. Масс-спектрометрическое исследование ионов в пучковом эксперименте. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 58-66.

Описана экспериментальная установка для времяпролетного масс-анализа ионов, возникающих вследствие оптического возбуждения атомного пучка. Приводятся и обсуждаются масс-спектры ионов, полученные при облучении пучка атомов натрия ксеноновой лампой (через монохроматор) и одночастотным лазером на красителе.

Ил. 4, библиогр. 10 назв.

УДК 539.184

Дмитриева И.В., Котликов Е.Н., Перчук О.В. Исследование нелинейных интерференционных сигналов с уровня $2p_4$ неона. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 67-73.

Приводятся результаты исследования нелинейного интерференционного сигнала, обусловленного двухквантовым процес-

сом перепоглощения. Этот сигнал наблюдался во флуоресценции неона с уровня $2p_4$ на удвоенной частоте модуляции лазерного излучения 0,63 и 1,15 мкм. Показано, что такой сигнал может быть использован для определения однородной ширины линии перехода генерации.

Ил. 3, библиогр. 8 назв.

УДК 539.16 , 539.19

Убелис А. П. Исследование паров серы, селена и теллура методом импульсного фотолиза. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 74-80.

На примере Te проанализирован ряд элементарных процессов в виде реакций дезактивации атомов с метастабильных состояний, возвращающих смесь паров теллура и инертного газа к равновесному состоянию после воздействия возбуждающего импульса света. Намечены направления дальнейших исследований паров Te, Se и S для получения констант скоростей процессов рекомбинации и тушения, изучения метастабильных молекул в различного рода столкновительных процессах. Наряду с экспериментами для проведения которых возможно успешное использование созданной в лаборатории установки высокотемпературного импульсного фотолиза, намечается развитие метода лазерного фотолиза при помощи эксимерных лазеров.

Ил. 1, библиогр. II назв.

УДК 543.42

Лукс И. Д. Использование метода аппроксимации для анализа контуров спектральных линий со сложной структурой. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 81-88.

Разработан алгоритм и программа анализа контуров спектральных линий со сложной структурой. Рассчитаны экспериментальные интерферограммы обогащенного изотопом 202 ртутной линии 546,1 нм при заданных параметрах уширения. Проведен

машинный эксперимент по восстановлению параметров уширения.
Табл. 3, ил. 2, библиогр. 13 назв.

УДК 621.32 , 535.33

Агапов А.С., Матвеев А.А., Хуторщиков Э.И. Методы расчета параметров высокочастотных безэлектродных ламп. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 89-98.

Рассмотрены методы расчета основных параметров высокочастотных безэлектродных ламп с парами металлов. Возможности методов проиллюстрированы на примере ламп, наполненных парами рубидия и криптоном. Обсуждены особенности физических процессов в ВЭЛ, отличающих их от источников света на более высоких и низких частотах.

Ил. 3, библиогр. 11 назв.

УДК 621.327.535

Лездинь А.Э., Гутинья С.Я., Скудра А.Я. Спектральные параметры гелия в высокочастотном разряде. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 99-106.

Исследовано изменение абсолютных интенсивностей и контуров спектральных линий в высокочастотных безэлектродных лампах (ВЭЛ) гелия в зависимости от наполнения и режима работы лампы с целью определения оптимальных условий изготовления и эксплуатации.

Табл. 1, ил. 5, библиогр. 4 назв.

УДК 621.317

Броховецкий А.П., Круминьш А.П., Пипин Э.В., Книпис И.И. Измерительно-управляющий комплекс для исследования эффекта Ханле. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 107-112.

Описывается сопряжение экспериментальной установки по

исследованию эффекта Ханле с ЭВМ "Электроника ДЗ-28". Разработанная программа позволяет производить съем, обработку и отображение результатов эксперимента, объединяя периферийные устройства и ДЗ-28 в единый измерительно-управляющий комплекс. Комплекс легко может быть адаптирован по многим спектроскопическим экспериментам, что достигается разработкой соответствующих программ.

Ил. 3, библиогр. 4 назв.

УДК 621.383.8.049.77.004

Орлов Р. В. Об отборе фотоприемников для угломерных устройств. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 113-116.

Обсуждается возможность отбора фоточувствительных матриц, не имеющих двух рядом стоящих неисправных элементов. Предлагается функциональная схема устройства отбора.

Ил. 1, библиогр. 1 назв.

УДК 621.383 , 53.082.52

Круминьш А. П., Янсон У. В., Вилитис О. Е. Счетчик фотонов F5-4. - В кн.: Процессы переноса энергии в парах металлов. Рига: ЛГУ им. П. Стучки, 1985, с. 116-120.

Описана блок-схема счетчика фотонов с блоком автоматического выбора времени измерения и блоком подавления случайных электромагнитных помех. Счетчик фотонов имеет стандартный приборный интерфейс ГОСТ 26.003-80.

Табл. 1, ил. 3, библиогр. 3 назв.

80374

LU bibliotēka



958008581

476

