

СКРЫТАЯ СТРУКТУРА КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО КРЫЛА АТОМНОЙ ЛИНИИ РУБИДИЯ

*Т.А.Вартамян, Ю.Н.Максимов, С.Г.Пржибельский,
В.В.Хромов*

Методом лазерной спектроскопии насыщения исследовано квазистатическое крыло атомной линии Rb, сформированное соударениями Rb с атомами Xe. В нелинейном спектре возбуждения атомной флуоресценции обнаружена скрытая структура, природа которой объяснена в рамках квазиклассической теории неоднородностью ансамбля соударяющихся атомов.

В последние годы существенно возрос интерес к нелинейным оптическим явлениям в системах соударяющихся атомов [1, 2]. Это обусловлено как нетривиальным характером самих явлений [1], так и чисто прикладными потребностями – созданием эксимерных и газодинамических рекомбинационных лазеров, изучением потенциалов межатомных взаимодействий, кинетики газофазных химических реакций и т.д. В настоящем сообщении продемонстрирована эффективность метода спектроскопии насыщения [3] для исследования атомных соударений.

Объектом исследования являлась система Rb + Xe, схема термов которой (рис. 1) хорошо известна [4]. Возбуждение коротковолнового крыла D_2 -линии Rb (переход $X^2\Sigma_{1/2} - B^2\Sigma_{1/2}$) осуществлялось импульсным перестраиваемым лазером на красителе ($\lambda = 750 - 780$ нм, $\tau = 20$ нсек, $\Delta\lambda = 5 - 10$ см $^{-1}$). Интегральная интенсивность свечения линии Rb ($\lambda = 780$ нм) измерялась ФЭУ-84 под прямым углом к направлению возбуждающего луча через монохроматор МДР-2. Давление паров Rb и Xe составляло 10 мтор и 30 тор соответственно.

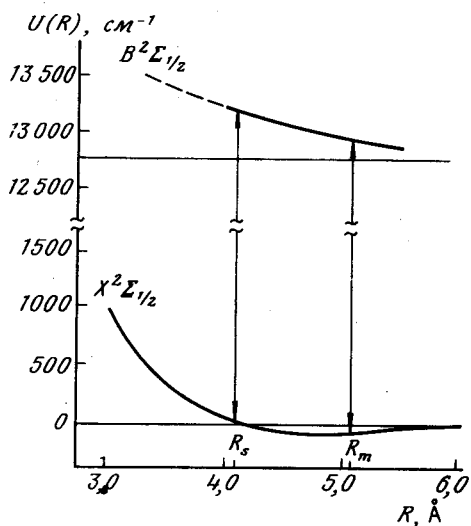


Рис. 1. Схема термов системы Rb + Xe [4]

Линейный спектр возбуждения представлен на рис. 2, а. Спектральная особенность вблизи $\lambda_s = 760$ нм (голубой спутник) и резкий обрыв спектра с коротковолновой стороны объясняется [4] параллельностью термов $X^2\Sigma_{1/2} - B^2\Sigma_{1/2}$ в окрестности $R \approx R_s = 4,1$ Å. (рис. 1). При увеличении мощности возбуждения наблюдалось насыщение интенсивности атомного свечения во всем исследованном интервале длин волн. Вид спектра возбуждения, снятого при мощности лазера $I = 3 \cdot 10^8$ Вт/см 2 , приведен на рис. 2, б. Для наглядности оба спектра нормированы на величину сигнала в одной точке ($\lambda = 765$ нм). Видно, что на длинах волн $\lambda_m = 775$ нм и $\lambda_s = 760$ нм происходит наиболее существенная деформация спектра.

Детальность сведений о термах Rb + Xe облегчает задачу интерпретации проявившихся особенностей нелинейного спектра. В самом деле, длина волны $\lambda_m = 775$ нм близка к длине волны перехода между основным и возбужденным термами в точке $R_m = 5$ Å (рис. 1), так что образование провала в этой области спектра можно объяснить опустошением нижних состояний сопровождавшимся фотодиссоциацией ван-дер-ваальсовых молекул. Таким образом, глубина провала характеризует число таких молекул, а измерение мощности I_H , при которой начинается его образование, позволяет в принципе определять скорость их образования. Отметим, также, что число ван-дер-ваальсовых молекул мало и их наличие проявляется достаточно отчетливо только в нелинейном спектре возбуждения (рис. 2).

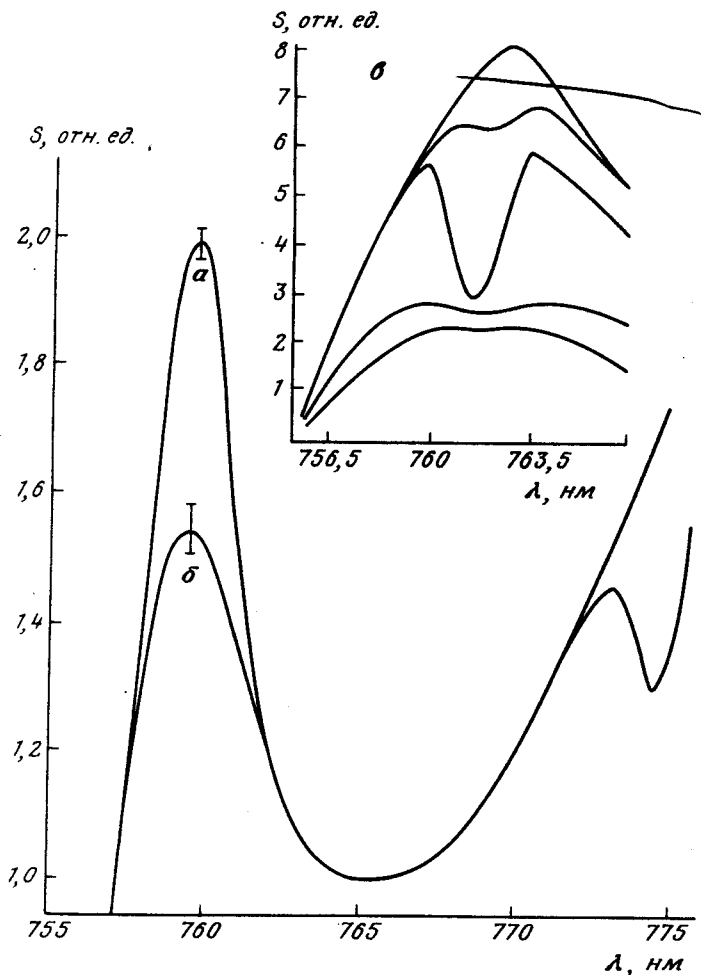


Рис. 2. Спектры возбуждения атомного свечения (*a* – при мощности возбуждения $I = 10^5 \text{ Вт/см}^2$, *б* – при $I = 3 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$)

Причина деформации спектра в области $\lambda \approx \lambda_s$ связана с особенностями соударений. Поскольку в квазистатической области эффективность возбуждения атомной системы определяется длительностью ее "нахождения в резонансе" с полем излучения [5], то качественно ясно, что деформация спутника обусловлена насыщением электронно-поступательных переходов, отвечающих наиболее медленным относительным движениям атомов друг около друга.

Наиболее интересной нам представляется "кинетика" деформации спектра возбуждения в окрестности спутника по мере увеличения мощности лазера (рис. 2, *б*), значение которой увеличивалось в три раза для каждого из последовательных спектров 1 – 5. Видно, что легко деформируемый в целом спутник имеет еще более легко деформируемую узкую сердцевину. Чтобы полнее исследовать это явление неоднородного насыщения, нами была измерена зависимость интенсивности атомной флуоресценции от мощности возбуждения на $\lambda = \lambda_s$. Оба

эксперимента указывают на наличие в неоднородном ансамбле соударяющихся атомов небольшой группы, вероятность возбуждения которой излучением с $\lambda = \lambda_s$ значительно больше, чем остальных. Известно [5], что вероятность перехода максимальна для тех атомов, классическая точка поворота у которых близка к точке R_s , где термы параллельны. С насыщением именно этой части ансамбля мы связываем появление плато на нелинейной зависимости (рис.3) и узкого провала в контуре сателлита (рис.2). Дальнейший ход нелинейной зависимости объясняется медленным насыщением остальной части ансамбля атомов, энергии соударений и прицельные расстояния которых обеспечивают возможность быстрого безостановочного прохождения окрестности точки R_s .

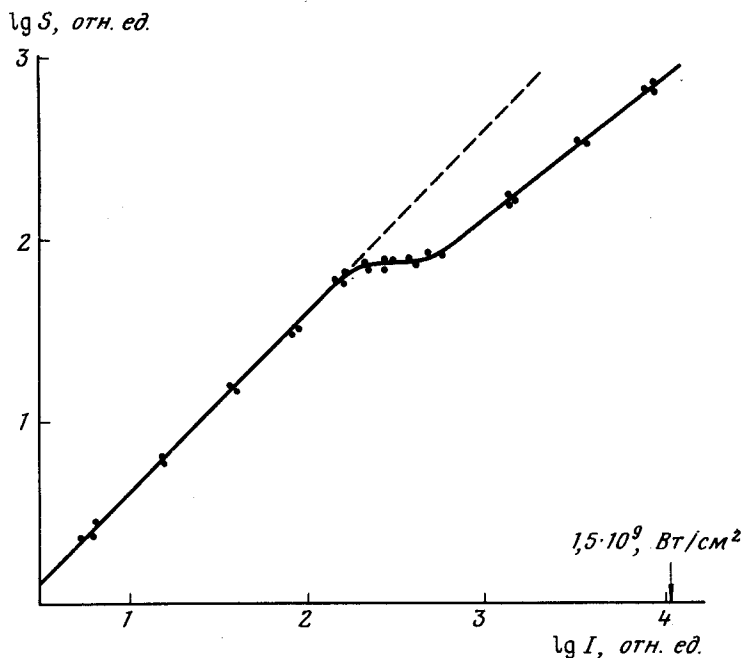


Рис.3. Зависимость интенсивности атомного свечения от мощности возбуждения ($\lambda_{\text{возб}} = 760 \text{ нм}$)

Теоретический анализ картины насыщения сателлита выполнен в рамках квазистатической теории крыла атомной линии. Линейная по интенсивности вероятность перехода, происходящего в окрестности R_s имеет вид [6]:

$$w = \left(\frac{dE}{\hbar (kg^2)^{1/5}} \right)^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp i \left\{ \gamma^5/5 - 2\gamma^3/3 (R_s - R_p)(g/k^2)^{-1/5} - (\omega - \omega_s) \gamma (kg^2)^{-1/5} + (R_s - R_p)^2 \gamma (g/k^2)^{-2/5} \right\} \right|^2 \quad (1)$$

здесь E — напряженность лазерного поля, d — дипольный матричный элемент электронного перехода, $2gk = U_2''(R_s) - U_1''(R_s)$ — скорость раз-

бегания термов и $2mg = -U'_{1,2}(R_s)$ — сила межатомного взаимодействия в точке R_s , а R_p — точка поворота на нижнем терме и m — приведенная масса. Выражение (1) является функцией двух параметров $X = (R_s - R_p)(g/k^2)^{-1/5}$ и $C = (\omega - \omega_s)(kg^2)^{-1/5}$. Это обстоятельство является определяющим в объяснении неоднородности спектральной структуры сателлита.

Основную часть сателлита формируют соударения с тепловой энергией T . Для таких соударений $R_s - R_p \approx T/mg$ и, так как в исследуемой системе $T/mg \gg (g/k^2)^{1/5}$, параметр $X \gg 1$ для основной части ансамбля. Для этой области параметра X асимптотическое выражение вероятности перехода

$$w(c, X) = 2^{2/3} \pi (kg^2)^{-2/5} (dE/\hbar)^2 X^{-2/3} \cos^2 \left(\frac{8}{15} X^{5/2} \right) \Phi^2 \{ C(4X)^{-1/3} \} \quad (2)$$

показывает, что условие $C \approx X^{1/3}$ (здесь Φ — функция Эйри) определяет ширину сателлита $\Delta_s \approx X^{1/3} (kg^2)^{1/5}$, а условие $w(C \approx X^{1/3}) \approx 1$ минимальную амплитуду насыщающего сателлит поля $E_s \approx \hbar \Delta_s / d$.

Область максимальных значений w в (1) расположена в окрестности $X = 0,96$ и $C = 1,08$. "Спектральная" ширина области максимума $\Delta C \approx 1$ определяет ширину провала в сателлите $\Delta_h \approx (kg^2)^{1/5}$, а выражение для максимальной вероятности перехода $w_m \approx \pi (dE/\hbar \Delta_h)^2$ позволяет оценить ($w_m \approx 1$) минимальную амплитуду поля, образующего провал: $E_h \approx \hbar \Delta_h / d$. С "координатной" шириной области максимума $\Delta X = 1$ связана относительная глубина провала.

При правдоподобных значениях параметров системы $k = 10^{30} \text{сек}^{-1} \text{см}^{-2}$, $g = 10^{15} \text{см} \cdot \text{сек}^{-2}$ и $d = 3 \cdot 10^{-18} \text{CGSE}$ величины, определенные выше, соответствуют $\Delta_s = 120 \text{см}^{-1}$, $\Delta_h = 30 \text{см}^{-1}$ и $E_h = 300 \text{CGSE}$ ($I_h \approx 10^7 \text{Вт/см}^2$), и, несмотря на грубость оценки, удовлетворительно согласуются со значениями соответствующих измеренных величин.

Дальнейшее, после плато, насыщение сателлита (см. рис. 2) также можно описать в рамках линейной квазиклассической теории. Оценка зависимости w в (1) от скорости v прохождения атомами окрестности R_s дает $w \sim v^{-4/3}$, что является более резкой, чем ландау-зинеровская зависимость $w \sim v^{-1}$ при малых v . Это обстоятельство качественно объясняет более рельефное проявление нелинейности в зависимости $S(I)$, чем в ландау-зинеровских условиях.

В заключение отметим, что обнаружение скрытой структуры в квазистатическом крыле атомной линии, обусловленном столкновениями атомов является прямым доказательством неоднородности его уширения. Это уширение, в отличие от доплеровского, связано с неоднородностью ансамбля относительных энергий и прицельных параметров соударяющихся атомов. Отметим также, что возникновение узких провалов в нелинейных спектрах возбуждения (поглощения) возможно только в ситуациях, когда наклоны термов в окрестности точки классического перехода близки. Спектральные характеристики такой скрытой в линейном спектре структуры, как показано в работе, определяются тонкими параметрами межатомного взаимодействия и могут быть использованы для определения последних.

Авторы благодарят А.М.Бонч-Бруевича за обсуждение результатов и внимание к работе.

Государственный
оптический институт

Поступила в редакцию
20 января 1979 г.

Литература

- [1] С.И.Яковленко. Квантовая электроника, **5**, 259, 1978.
 - [2] С.В.Витлина, А.В.Чаплик. Препринт №5 Межинститутского семинара СО АН СССР и НГУ, Новосибирск, 1978.
 - [3] В.А.Ходовой, В.В.Хромов. Оптика и спектроскопия, **40**, 1098, 1976.
 - [4] A. Gallager. In Atomic Physics, **4**, 559, 1975. N.Y.London.
 - [5] А.М.Бонч-Бруевич, С.Г.Пржибельский, В.В.Хромов. Известия АН СССР, в печати.
 - [6] Б.М.Смирнов. Асимптотические методы в теории столкновений. М., Атомиздат, 1973.
-