

к эффективному заряду атома по отношению к аннигиляции позитрония ${}^2\text{Zer}\text{p}$ [2].

Авторы выражают признательность И.Т. Якубову за многочисленные полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Храпак А.Г., Якубов И.Т. Электроны в плотных газах и плазме, М.: Наука, 1981. 282 с.
- [2] I a k u b o v I.T., K h r a p a k A.G. - Rep. Prog. Phys., 1982, v. 45, N 7, p. 697-751.
- [3] K a w a r a t a n i T., N a k a y a m a Y., M i z o g a w a T. - Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto Univ., 1985, v. 63, N 3, p. 177-185.
- [4] M c N u t t J.D., S h a r m a S.C. - J. Chem. Phys., 1978, v. 68, N 1, p. 130-133.
- [5] N i e m i n e n R.M. - Phys. Rev. A, 1980, v. 21, N 4, p. 1347-1349.
- [6] P o l i s c h u k A.Yu. - J. Phys. B, 1983, v. 16, N 1, p. 131-139.
- [7] I a k u b o v I.T., P o l i s c h u k A.Ya. - J. Phys. B, 1982, v. 15, N 21, p. 4029-4041.

Институт высоких температур
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
8 сентября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ДВУХКВАНТОВОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ

А.Ю. Е л и з а р о в, Н.А. Ч е р е п к о в

Хотя атомы Ba уже свыше 10 лет служат объектом исследований с помощью лазеров, до сих пор, насколько нам известно, никем не было проведено измерение абсолютных сечений нерезонансного двухфотонного возбуждения дискретных состояний. Таким измерениям и посвящена настоящая работа. Двухфотонное возбуждение определенного резонансного состояния регистрировалось по появлению ионного тока, обусловленного поглощением третьего фотона.

Экспериментальная установка включает два лазера на красителях, накачиваемых одним ИАГ: Nd^{3+} лазером. Область перестройки $18500\text{--}15600\text{ см}^{-1}$, ширина линии генерации 3 см^{-1} , энергия в импульсе составляла 1 мДж, длительность импульса 18 нс. Источником атомного

пучка служил танталовый тигель, нагреваемый вольфрамовой спиралью. Концентрация атомов в пучке могла изменяться в пределах от 10^{10} до 10^{12} см⁻³. Область взаимодействия лазерного излучения с пучком атомов располагалась между сетками ускоряющего зазора времяпролетного масс-спектрометра. Детектором ионов служили две расположенные последовательно микроканальные пластины диаметром 46 мм с общим коэффициентом усиления 10^8 .

Для нерезонансной трехфотонной ионизации мощность лазеров была недостаточна, поэтому ионный ток наблюдался только тогда, когда поглощение первых двух фотонов приводило к возбуждению резонансного состояния, либо при ступенчатых процессах, когда поглощение первого и второго фотонов было резонансным. В первом случае использовался один лазер, во втором – два, причем один из них настраивался на частоту резонансного перехода $\delta s \rightarrow 6p ({}^1P_1)$ (18060 см⁻¹), а второй сканировался по частоте.

На рис. 1 приведена зависимость ионного сигнала от энергии фотона при одном включенном лазере. Помимо линий, соответствующих известным двухфотонным резонансам [1], наблюдаются и дополнительные линии, которые в работе [2] приписывались возбуждению автоионизационных резонансов. В действительности, однако, эти линии возникают за счет суперфлюоресценции лазера на резонансной частоте 18060 см⁻¹ и соответствуют двухступенчатому возбуждению тех же состояний, что и в двухквантовом процессе, но через промежуточный резонанс $\delta s \delta p ({}^1P_1)$. (Для наглядности линии, обусловленные наличием суперфлюоресценции лазера, отмечены на рисунке звездочками, а стрелки связывают линии, соответствующие возбуждению одного и того же состояния атома).

Используя возможность возбуждения одного и того же дискретного состояния с помощью двухквантового (нерезонансного) и двухступенчатого (резонансного) процессов, можно определить абсолютное сечение $\sigma^{(2)}$ двухквантового возбуждения. Действительно, при двухквантовом возбуждении число ионов, образовавшихся за время импульса в единице объема, определяется из соотношения

$$n^{(2)} = n_0 \cdot W^{(2)} \cdot \frac{\tau}{2} \cdot \sigma \cdot N_\omega,$$

где n_0 – концентрация атомов в основном состоянии, τ – длительность лазерного импульса, N_ω – плотность потока фотонов, σ – сечение ионизации возбужденного состояния, $W^{(2)}$ – вероятность двухфотонного возбуждения резонансного состояния, определяемая формулой (23) работы [4]. Удобно ввести сечение двухфотонного возбуждения резонансного состояния $\sigma^{(2)}$ по формуле

$$W^{(2)} = \sigma^{(2)} \cdot N_\omega \cdot N_\omega(\omega),$$

где $N_\omega(\omega)$ – спектральная плотность излучения [4]. В случае двухступенчатого процесса при указанной выше энергии в импульсе оба перехода находятся в насыщении, и число ионов, образовавшихся за время импульса дается выражением

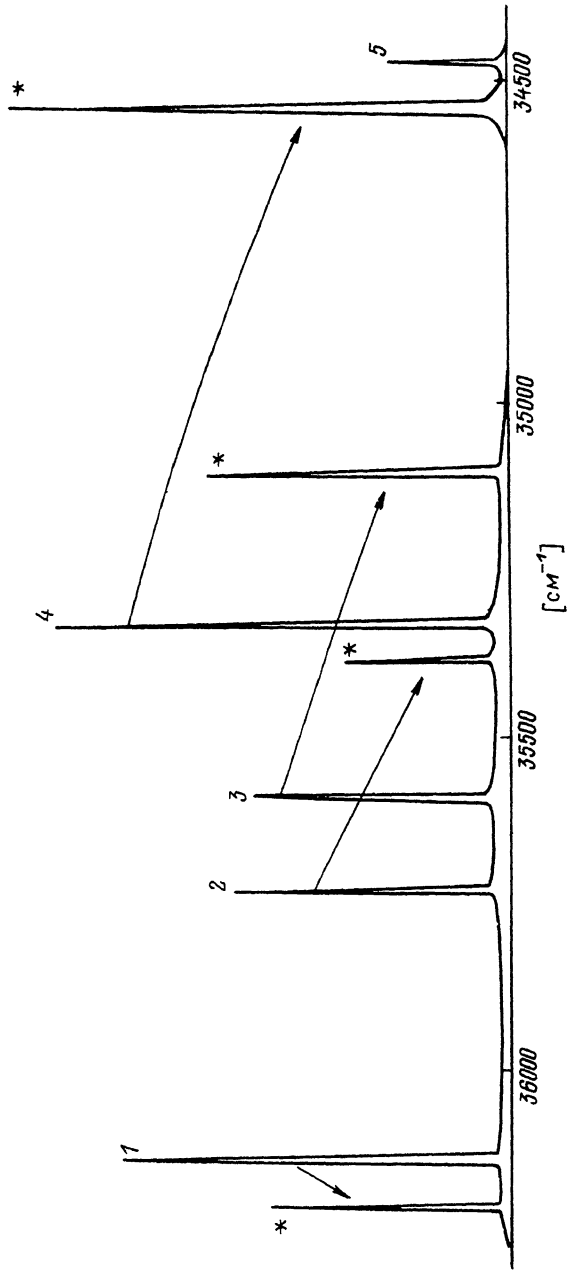


Рис. 1. Зависимость ионного тока от длины волны излучения лазера. Цифрами обозначены следующие двухфотонные резонансы: 1 - $5d6d(^2D_2)$; 2 - $6s7d(^3D_2)$; 3 - $6p^2(^3P_2)$; 4 - $6s7d(^1D_2)$; 5 - $6p^2(^3P_0)$.

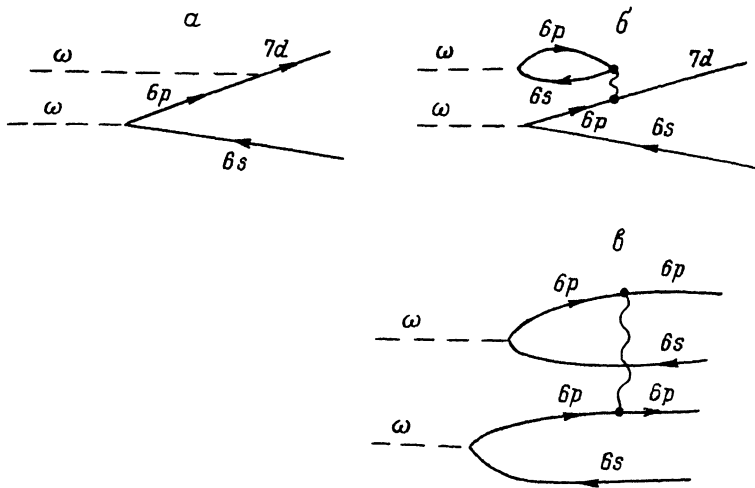


Рис. 2.

$$n_p = k \cdot n_0 \cdot \sigma \cdot (N_\omega + N_p) \cdot \tau,$$

где N_p – плотность потока фотонов на резонансной частоте 18060 см^{-1} , $k = 1/3$ – статистический вес для конечных состояний с $J = 2$, исследованных в работе.

Экспериментально измеряется отношение числа ионов, образовавшихся за время импульса в рассмотренных двух случаях, $\alpha = n^{(2)}/n_p$. Зная его, можно найти сечение двухфотонного возбуждения резонансного состояния:

$$\sigma^{(2)} = \frac{2 \cdot \alpha \cdot k \cdot (N_\omega + N_p)}{N_\omega^2 \cdot N_\omega(\omega) \cdot \tau}.$$

Экспериментально было проверено, что зависимость ионных сигналов от интенсивности лазерного излучения соответствовала приведенным выше соотношениям. Измерение интенсивности лазерного излучения производилось калориметрическим методом. Интенсивность ионного сигнала измерялась по амплитуде. Были получены следующие величины сечений возбуждения:

$$\begin{aligned} \sigma^{(2)} &= 7 \cdot 10^{-30} \text{ см}^4 \text{ для состояния } 6p^2(^3P_2) \quad , E = 35616 \text{ см}^{-1}, \\ \sigma^{(2)} &= 3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^4 \text{ для состояния } 6s7d(^3D_2) \quad , E = 35762 \text{ см}^{-1}. \end{aligned}$$

Оценка погрешностей показывает, что эти величины найдены с точностью до множителя 3, причем основная погрешность связана с измерением интенсивности лазерного излучения.

Для возбуждения состояния $6s7d$ легко оценить сечение $\sigma^{(2)}$ теоретически в низшем порядке теории возмущений [3, 4], оставляя в сумме по промежуточным состояниям только один член (рис. 2, а):

$$\sigma^{(2)} = 7,5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^4.$$

Для силы осциллятора перехода $6p(^1P_1) \rightarrow 7d(^3D_2)$ здесь использовалось значение $f = 0.01$.

Таким образом, низший порядок теории возмущений не дает даже правильного порядка величины сечения. Нетрудно убедиться в том, что график рис. 2, б содержит дополнительный малый энергетический знаменатель, и его вклад в сечение будет превосходить вклад графика рис. 2, а на два порядка величины, если кулоновский матричный элемент, изображенный на графике волнистой линией, взять равным 0.01 (в атомной системе единиц). Возбуждение состояния $6p^2$ обязательно описывается графиком с кулоновским взаимодействием (рис. 2, в), содержащим малый энергетический знаменатель, поэтому сечение возбуждения обоих уровней имеет один порядок величины.

Авторы благодарны Б.А. Мамырину, М.Я. Амусье, М.Ю. Кучиеву за полезное обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Moore С.Е. Atomic energy levels. NBS, Washington, 1958.
- [2] Dexter J.L., Jaffe S.M., Gallagher T.F. - J. Phys., 1985, В18, p. 1735.
- [3] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [4] Lambropoulos P. - Adv. At. Mol. Phys., 1976, v. 12, p. 87.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
6 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ИОНОВ ПРИ ДОВОЗБУЖДЕНИИ ФАКЕЛА СКОЛЬЗЯЩИМ РАЗРЯДОМ

П.Н. Д а ш у к, А.В. К о в т у н,
С.В. Л у к а ш е н к о, Б.Н. С о к о л о в

Искровые источники ионов широко используются в масс-спектрометрии, но они не обеспечивают высокой локальности анализа и требуют длительной подготовки непроводящих проб, мало пригодны для анализа больших поверхностей диэлектриков [1]. Лазерные источники ионов лишены этих недостатков [1], но у них невысока степень ионизации испаренного вещества. Традиционным комбинированным лазерно-искровым источникам ионов также присущи основные недо-