

- [3] Волков В.А., Михайлов С.А. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 9, с. 389-390.
- [4] Волков В.А., Галченков Д.В., Галченков Л.А., Гроднянский И.М., Матов О.Р., Михайлов С.А., Сеничкин А.П., Старостин К.В. - Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, № 5, с. 255-257.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 483 с.
- [6] Ando T., Matsumoto Y., Uemura Y. - J. Phys. Soc. Japan, 1975, v. 39, N 2, p. 279-288.
- [7] Aoki H., Ando T. - Sol. St. Commun., 1981, v. 38, N 11, p. 1079-1082.
- [8] Paalanen M.A., Tsui D.C., Gossard A.C. - Phys. Rev. B, 1982, v. 25, N 8, p. 5566-5569.

Воронежский государственный
университет им. Ленинского
комсомола

Поступило в Редакцию
7 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО РИДБЕРГОВСКИМ СОСТОЯНИЯМ
ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА, КИСЛОРОДА
И АРГОНА, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ УДАРЕ

А.А. Перов, А.Н. Степанов, С.П. Кабанов

Высоковозбужденные ридберговские состояния (ВРС) атомов являются в последнее время предметом большого числа исследований [1]. Подавляющее большинство работ в этой области проводится сейчас с использованием перестраиваемых лазеров для возбуждения атомов и метода селективной ионизации электрическим полем для анализа по ВРС. Подобная экспериментальная техника эффективна для изучения свойств ВРС самих-по себе. Однако представляет также интерес анализировать по ВРС атомы, полученные в каких-либо других процессах (например, при рекомбинации в плазме или при распаде высоковозбужденных молекул).

Существующие методы анализа по ВРС основаны на ионизации последних в электрическом поле. В частности, метод селективной ионизации является импульсным и его удобно применять только с импульсным лазерным возбуждением. По-видимому, этот метод трудно использовать для анализа пучков атомов по ВРС с широким спектром состояний. Известны также методы анализа по ВРС пучков быстрых атомов [2, 3], но их нельзя использовать для атомов с тепловыми скоростями. Методы анализа по ВРС в пучках атомов

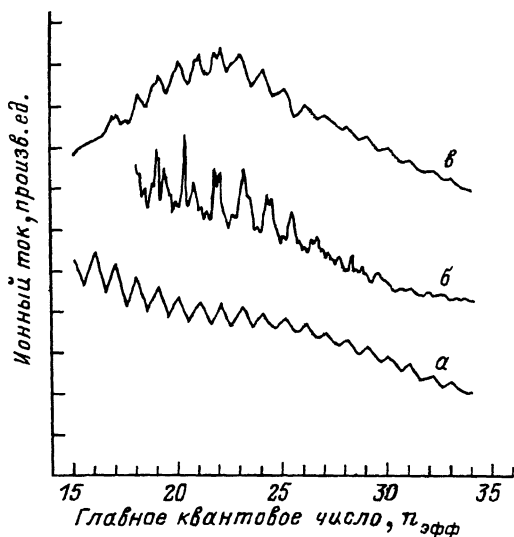
с тепловыми скоростями [4, 5] не являются дифференциальными, т. е. с их помощью нельзя выделить атомы в каком-либо ВРС и само значение эффективного главного квантового числа определяется в этих методах не точно. Мы получили распределения по ВРС в пучках атомов со скоростями, близкими к тепловым, с помощью дифференциального анализатора оригинальной конструкции.

Анализатор представляет собой две пластины, между которыми создается электрическое поле. В одной из пластин сделано отверстие для прохода на вторично-электронный умножитель заряженных частиц, электронов либо ионов, которые образуются при ионизации в поле высоковозбужденных атомов. Пучок возбужденных атомов поступает в область между пластинами через щелевую диафрагму, находящуюся при потенциале земли. Все устройство окружено медным экраном, охлаждаемым жидким азотом, для уменьшения влияния черного излучения на процесс ионизации атомов в ВРС. Детальный анализ работы устройства со всеми необходимыми расчетами будет приведен в следующей публикации. Здесь мы остановимся на этом кратко.

Атомы в состоянии с определенным n , двигаясь параллельно пластинам (вдоль оси x), при фиксированной разности потенциалов на пластинах будут ионизоваться вблизи значения x , где напряженность поля достигает критической величины. Образовавшиеся ионы или электроны будут двигаться к одной из пластин и через щель в ней попадать на ВЭУ. Заряженные частицы, полученные при ионизации атомов в состояниях с соседними n , будут образовываться в других местах и в щель попадать не будут. Таким образом, выбор местонахождения щели в пластине и ее ширины фиксирует определенное значение x и участок dx вблизи него, с которого будут регистрироваться заряженные частицы, полученные только при ионизации атомов в состоянии с одним определенным n . Развертка напряжения на пластинах позволяет зарегистрировать весь спектр. Причем, как показывает расчет траекторий заряженных частиц, при скоростях атомов близких к тепловым траектории меняются слабо при уменьшении напряжения на пластинах вплоть до десятков вольт. Ток заряженных частиц di_n^+ , образованных на пути dx из атомов в состоянии n в поле с напряженностью $F(x)$, будет равен:

$$di_n^+ = i_0(n) \exp\left(-\frac{1}{v} \int_{x_0}^x \omega(n, F) dx\right) \cdot \omega(n, F) \frac{dx}{v}, \quad (1)$$

где $i_0(n)$ – поток атомов в ВРС с данным n , v – скорость возбужденного атома, x – координата места образования возбужденного атома, $\omega(n, F)$ – вероятность ионизации в единицу времени атома в ВРС с главным квантовым числом n . Напряженность поля $F(x) = \frac{U}{d} f(x)$, где U – разность потенциалов на пластинах, d – расстояние между ними, $f(x)$ – функция, характеризующая



Спектр ридберговских состояний возбужденных атомов, полученных при электронном ударе. а - H^{**} из молекулы CH_4 , б - O^{**} из молекулы O_2 , в - Ar^{**} .

распределение поля на оси, которая легко может быть найдена расчетным путем. Если в пучке имеется распределение атомов по ВРС, то полный ток, регистрируемый при фиксированном напряжении на пластинах равен:

$$dI^+ = \sum_n di_n^+ \quad (2)$$

Величина dI^+ будет функцией U , характер которой определяется в основном $\omega(n, F)$. Вероятность ионизации зависит от штраковского подуровня и от того, как проходит эволюция этого подуровня к границе ионизации: адиабатически или диабатически, т. е. необходим анализ для каждого атома. В случае водорода можно воспользоваться упрощенным выражением для $\omega(n, F)$, полученным в работе [6]:

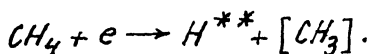
$$\omega(n, F) = \left(\frac{F \cdot (n + \theta)^4}{7.2 \cdot 10^5} \right)^K \cdot 10^9, \quad (3)$$

где ω в s^{-1} , F в кВ/см, $-1 \leq \theta \leq 1$, $24 \leq K \leq 44$. Резкая зависимость ω от n и F приводит к тому, что dI^+ как функция U будет состоять из серии максимумов, положение которых достаточно хорошо определяется из условия:

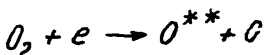
$$U \cdot (n+\theta)^4 = \left(\frac{\sigma \cdot 10^{-9}}{\int_{x_0}^x [f(x)]^k dx} \right)^{1/k} \cdot 7.2 \cdot 10^5 \cdot d. \quad (4)$$

Если напряжение менять по закону $U = \frac{1}{(a+t)^4}$, где a - константа, t - время, то в полученном спектре расстояние между соседними максимумами будет постоянным, а ширина пика будет возрастать пропорционально n . Расчетная зависимость $dI^+ = \varphi(n)$ для случая, когда $k=34$, а $\theta=0$, показывает, что хорошо разрешаются максимумы, соответствующие состояниям с n вблизи 60. Вместо плоских пластин можно использовать пластины, сделанные в виде эквипотенциальных поверхностей полубесконечного плоского конденсатора с щелевой диафрагмой, т. к. при этом форма линий равной напряженности вблизи оси x не будет меняться и все предыдущие рассуждения будут иметь силу.

В проведенных экспериментах возбужденные атомы были получены при электронном ударе. Источник был расположен на расстоянии ~ 6 см от анализатора. Атомы водорода в ВРС образовывались в процессе:



На рисунке показано распределение атомов водорода по n при энергии электронов в источнике 30 эВ. Значения n были рассчитаны из условия (4) при $k=34$, $\theta=0$, $d=1$ см. На рисунке, б приводится распределение атомов кислорода в ВРС, полученных в процессе:



при энергии электронов в источнике 80 эВ, а на рисунке, в для атомов аргона, возбужденных электронами с энергией 27 эВ.

Как видно из рисунка для атомов водорода спектр состоит из отдельных пиков, расположенных на одинаковом расстоянии и соответствующих определенным n . Это связано с достаточно простой структурой штарковских уровней для водорода. В случае кислорода и аргона спектры имеют значительно более сложный вид, т. к. при электронном ударе возбуждаются ридберговские состояния атомов с различными n и l . Итоговый спектр будет зависеть от структуры совокупности штарковских уровней и от того, осуществляется ионизация адиабатически или диабатически.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ридберговские состояния атомов и молекул / Под ред. Дамбурга Р.Я., М.: Мир, 1985.

- [2] I l ' i n R.N., „Atomic Physics 3”, ed. by Smith S.J. and Walters G.K., N.-Y.: Plenum, 1973, p. 309-312.
- [3] M a c A d a m K.B., R o l f e s R.G. - Rev. Sci. Instrum., 1982, v. 53, N 5, p. 592-595.
- [4] S c h i a v o n e J.A., T a r r S.M., F r e - u n d R.S. - Phys. Rev. A, 1979, v. 20, N 1, p. 71-76.
- [5] P e r o v A.A. et al. - Proc. of the Third Intern. Conference of Infrared Phys., Zürich, Switzerland, 1984, p. 541-542.
- [6] M o r g a n T.J. et al. - Phys. Rev. A, 1979, v. 20, N 3, p. 1062-1071.

Научно-исследовательский
физико-химический институт
им. Л.Я. Карпова

Поступило в Редакцию
27 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ КОЛЕБАНИЯ ПОЛУОГРАНИЧЕННЫХ ТЕЛ

В.А. Б а б е ш к о

1. Известно, что в полуограниченных линейно упругих телах, таких как конечный пакет слоев, неограниченные цилиндры при гармоническим во времени возбуждении их поверхности, возникают бегущие волны, начиная с критической частоты $\omega^* \geq 0$, которые уносят энергию на бесконечность [1]. Для полуограниченных тел, у которых $\omega^* > 0$, установлено существование неограниченного резонанса массивных штампов в диапазоне частот $0 < \omega < \omega^*$ [2].

Считалось [2, 3], что для таких тел на частотах $\omega > \omega^*$, а также на любых частотах для тел, у которых $\omega^* = 0$, неограниченный резонанс массивных штампов невозможен. Ниже это положение корректируется. Установлено, что существует сложная, но доступная для аналитического описания связь между характеристиками областей контакта и способами воздействия на поверхность полуограниченного тела, свойствами среды и частотами колебаний, при наличии которой на данной частоте $\omega > \omega^*$ тело приобретает особый режим динамического поведения. Он характерен отсутствием излучения энергии на бесконечность. Находясь в этом режиме, при определенном соотношении параметров система обнаруживает поведение, которое ранее либо исключалось, либо не подозревалось для таких тел.

Так, в случае конечного пакета слоев при вибрации на нем штампов, для некоторых значений масс штампов может иметь место их неограниченный резонанс; может случиться резонанс системы