

ИОНИЗАЦИЯ БЫСТРЫХ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.А.Асеев, Ю.А.Кудрявцев, Д.В.Ларюшин, В.С.Летохов, В.В.Петрунин

*Институт спектроскопии РАН
142092 Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 31 января 1995 г.

Приведены результаты эксперимента по ионизации быстрых ридберговских атомов ($v/c \simeq 1,4 \cdot 10^{-3}$), предварительно приготовленных лазерным излучением, в постоянном магнитном поле. Образованные при такой ионизации ионы и электроны сохраняют свою кинетическую энергию, что является важным отличием от ионизации ридберговских атомов в обычном электрическом поле.

Атом,двигающийся в чисто магнитном поле, или взаимодействующий со скрещенными электрическим и магнитным полями, является интересным и важным объектом в экспериментальной и теоретической физике [1,2]. Такой атом может ионизоваться. Этот вопрос рассматривался в начале 60-х годов в связи с возможностью инжекции быстрых высоковозбужденных атомов водорода в плазменную ловушку [3]. Однако в те годы использование лазерного излучения для селективного приготовления ридберговских атомов было нереально. В середине 80-х годов на ускорителе в Los Alamos наблюдалась ионизация атомов водорода, имеющих релятивистскую скорость $v/c \simeq 0,84$, в магнитном поле [4]. Атомы возбуждались в состоянии с главным квантовым числом $n = 4 \div 10$ излучением YAG-лазера.

В данной работе исследовалась ионизация в постоянном магнитном поле быстрых ридберговских атомов гелия $v/c \simeq 1,4 \cdot 10^{-3}$, предварительно приготовленных коллинеарным лазерным излучением. Такая ионизация обладает важным отличием от распространенной ионизации ридберговского атома в обычном электрическом поле. В постоянном магнитном поле сила $eF = e[vB]$, действующая на заряженную частицу, работы не производит. Поэтому кинетические энергии иона и электрона после такой ионизации будут сохраняться. А в обычном электрическом поле ионы образуются в точках с различными потенциалами, что обуславливает разброс в кинетической энергии у этих ионов на выходе из такого ионизатора [5].

Эксперимент был выполнен на установке, позволяющей осуществлять коллинеарную лазерную фотоионизацию атомов в ускоренном пучке [6,7]. Быстрые атомы гелия $v \simeq 4,3 \cdot 10^5$ м/с получались путем перезарядки на парах калия ионов He^+ , предварительно ускоренных до кинетической энергии 3,9кэВ. В результате квазирезонансной перезарядки происходило эффективное заселение высоколежащих метастабильных уровней гелия.

Возбуждение атома He в ридберговское состояние осуществлялось излучением двух импульсных лазеров на красителях по схеме $2^3S \rightarrow 3^3P \rightarrow n^3S$ [или n^3D] ($19 \leq n \leq 50$). Ширина спектра лазерного излучения была приблизительно $0,4 \text{ см}^{-1}$. Такое возбуждение осуществлялось в области, экранированной от внешних электрических полей. При этом магнитное поле в этой области определялось полем Земли и остаточным полем установки ($B_{res} \simeq 1 \text{ Гс}$).

Поскольку наличие остаточного магнитного поля в области возбуждения приводило к частичному снятию правила отбора по l для быстрого атома, то при лазерном излучении второй ступени, настроенном на атомный переход $3^3P \rightarrow n^3D$, вместе с состоянием n^3D могли возбуждаться также несколько нижних штарковских подуровней, относящихся к $l > 2$. Состояния n^3S , для которых величина квантового дефекта достаточно велика, возбуждались строго селективно.

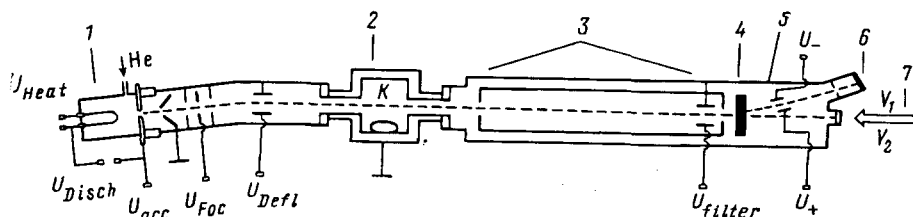


Рис.1. Экспериментальная установка: 1 – ионный источник, 2 – камера перезарядки с парами калия, 3 – область лазерного возбуждения, 4 – ионизатор быстрых ридберговских атомов на основе постоянного магнита, 5 – дефлектор, 6 – детектор ионов (ВЭУ), 7 – коллинеарное лазерное излучение

Приготовленные быстрые ридберговские атомы ионизовались в поле постоянного магнита с эффективной длиной 20 мм и максимальным значением напряженности поля $B \approx 0,35$ Тл, что соответствовало лоренцевому полю с напряженностью $F \approx 1,5$ кВ/см. Образованные ионы регистрировались ВЭУ, для попадания на который они должны были отклониться на фиксированный угол. В эксперименте распределение напряженности магнитного поля внутри ионизатора не изменялось. Поэтому для доворачивания ионов, образовавшихся при ионизации ридберговских атомов, на щель детектора ионов использовалось дополнительное отклонение в электрическом поле дефлектора, поставленного между ионизатором и детектором (рис.1). При этом величина электрических потенциалов U_- , U_+ ($U_+ = -U_-$), которые необходимо было приложить к такому дефлектору, зависела от главного квантового числа n , потому что ридберговские атомы с разными значениями n ионизовались в разных областях ионизатора и, следовательно, испытывали различное отклоняющее действие поля ионизатора.

В эксперименте наблюдались фотоионные сигналы для ридберговских состояний с $n > 22$. На рис.2 представлены полученные прописи фотоионного сигнала. Видно, что в зависимости фотоионного сигнала от напряжения U_+ при возбуждении n^3D -состояний имеются два пика. Сигнал при возбуждении n^3S -состояний имеет один пик, положение которого совпадает с положением первого пика n^3D -состояний.

Похожие зависимости фотоионного сигнала были получены на этой же установке при ионизации быстрых ридберговских атомов гелия в поперечном по отношению к оси пучка электрическом поле [8]. При этом наличие двух максимумов объясняется адиабатическим и диабатическим каналами ионизации многоэлектронного атома в том случае, когда могут быть заселены состояния с проекцией орбитального момента $|m| = 0, 1, 2$ [8,9]. При возбуждении n^3S -уровней возможно заселение состояний только с $|m| = 0$. Поэтому ионизация идет преимущественно по адиабатическому каналу [8,9].

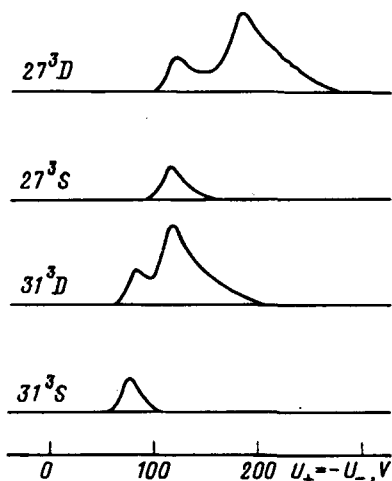


Рис.2. Зависимости фотоионного сигнала при лазерном возбуждении различных ридберговских состояний атома гелия от напряжения $U_+ = -U_-$ на дефлекторе

Атом, двигаясь в магнитном поле, испытывает действие скрещенных магнитного и лоренцевого электрического полей, которое в первом порядке теории возмущения определяется линейной штарковской - $\Omega_S = 1,5nF$ (ат.ед.) и ларморовской - $\Omega_L = 0,5B$ (ат.ед.) частотами [2]. В наших условиях при $n = 27$ отношение двух частот $\Omega_S/\Omega_L \simeq 16$, что, по-видимому, объясняет сходство кривых распределения фотоионных сигналов, полученных при использовании разных схем полевой ионизации.

Таким образом, экспериментально показано, что магнитное поле может быть использовано для удобной регистрации быстрых ридберговских атомов в методе коллинеарной лазерной фотоионизации. При этом появляются две возможности уменьшения столкновительного фона [7,8], который является серьезным ограничивающим фактором. Во-первых, можно осуществить дополнительную масс-сепарацию ионного пучка на выходе из такого ионизатора. Это имеет непосредственное отношение к детектированию и спектроскопии очень редких изотопов. Во-вторых, измерение энергии ионов на выходе из ионизатора может быть целесообразным, так как атомные столкновения происходят за счет уменьшения кинетической энергии.

Эта работа выполнена при частичной поддержке International Science Foundation, грант MVE000, Российского фонда фундаментальных исследований, грант 93-02-14282 и Korean Atomic Energy Research Institute.

1. B.R.Johnson, J.O.Hirschfelder, and K.H.Yang, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 109 (1983).
2. P.A.Braun, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 115 (1993).
3. Н.В.Федоренко, В.А.Анкудинов, Р.Н.Ильин, *ЖТФ* **35**, 585 (1965).
4. W.W.Smith, C.Harvey, J.E.Stewart et al In: *Atomic Excitation and Recombination in External Fields*, Eds. Nayfeh M.H. and Clark C.W. (Gordon and Breach, New York) pp.211-233 (1985).
5. S.A.Aseyev, Yu.A.Kudryavtsev, and V.V.Petrinin, *Appl. Phys.* **B56**, 391 (1993).
6. В.С.Летохов, *Лазерная фотоионизационная спектроскопия*, М.: Наука, 1987.
7. S.A.Aseyev, Yu.A.Kudryavtsev, V.S.Letokhov, and V.V.Petrinin, *Opt. Lett.* **16**, 514 (1991).
8. Ю.А.Кудрявцев, В.В.Петрунин. *ЖЭТФ* **94**, 76 (1988).
9. F.W.Dunning and R.F.Stebbing, In: *Rydberg States of Atoms and Molecules*, Eds. Stebbings R.F. and Dunning F.W., (Cambridge University Press, 1983) chap.9.