АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 535.212+537.563+539.186

РЕЗОНАНСНАЯ ФОТОИОНИЗАЦИЯ ГЕЛИЕПОДОБНЫХ ИОНОВ В ОБЛАСТИ МЕЖДУ ВТОРЫМ И ТРЕТЬИМ ПОРОГАМИ. ГЕЛИЕПОДОБНЫЙ ЛИТИЯ

С. М. Бурков, Н. А. Летяев, С. И. Страхова

(НИИЯФ)

Рассчитаны полные и парциальные сечения фотононизации иона Li⁺, параметры резонансов в полных и парциальных сечениях, коэффициент анизотропии в угловом распределении фотоэлектронов и выстроенность иона Li⁺⁺ в состоянии n=2 в области между вторым и третьим порогами.

Введение. Значительный вклад в сечения фотоионизации ионов вносит резонансный механизм, связанный с возбуждением автоионизационных состояний (АИС) [1]. Простейшим ионом, на котором такой механизм может быть изучен, является гелиеподобный ион лития. Для него уже осуществлены эксперименты [2] и проведены соответствующие расчеты [3, 4] характеристик АИС из серий, сходящихся ко второму порогу ионизации. Более сложной и интересной представляется задача фотоионизации Li+ в области между вторым (167,47 эВ) н третьим (184,48 эВ) порогами ионизации. Расположенные там АИС могут распадаться по нескольким каналам, приводя к заселению как основного, так и первого возбужденного n=2 состояния остаточного иона Li++. Экспериментальных данных по фотоионизации Li+ в этой области спектра пока нет. Оценки положений и ширин АИС, сходящихся к третьему порогу, приведены в работах [5-7]. В настоящей работе рассчитаны полные, парциальные (соответствующие заселению n=1 и n=2 состояний иона Li⁺⁺) сечения фотоионизации; положения, ширины и профильные индексы АИС; коэффициент анизотропии в угловом распределении фотоэлектронов $\beta_{n=2}$ (формулы см., напр., в работе [8]); выстроенность A_{20} иона Li⁺⁺ в состоянии n=2 (формулы см., напр., в работе [9]).

Метод расчета. Основное состояние Li⁺ описывалось функцией Твида с 41 параметром [10]. В расчете учтена связь следующих ¹*P* состояний двухэлектронного возбуждения: 3snp, $n=3\div7$; 3pns, $n=4\div7$; 3pnd, $n=3\div6$; 3dnp, $n=4\div6$; 3dnf, $n=4\div7$ (подпространство закрытых каналов). В качестве базисных функций для их описания использовались кулоновские с зарядом Z=3. Подпространство открытых каналов включало четыре ¹*P* состояния: 1sEp, 2sEp, 2pEs, 2pEd. В качестве базисных функций для их описания использовались следующие: $|nl\rangle$ -состояние иона Li⁺⁺ описывалось кулоновской функцией с Z=3, а в качестве функции электрона в $|El\rangle$ -состоянии непрерывного спектра брались численные решения одноконфигурационного уравнения Шрёдингера с кулоновским потенциалом (-3/r), экранированным полем $|nl\rangle$ -электрона.

Далее подпространства открытых и закрытых каналов были предварительно диагонализованы. Для закрытых каналов эта процедура сводилась к решению системы алгебраических уравнений, как это делалось в [3]. Для диагонализации подпространства открытых каналов [11] решалась система четырех связанных интегральных уравнений для К-матрицы рассеяния электрона на ионе Li⁺⁺. Вид системы уравнений и связь К-матрицы с функцией непрерывного спектра приведены, например, в работе [12].

Для учета связи подпространств открытых и закрытых каналов использовался метод взаимодействующих конфигураций в представлении комплексных чисел [13]. В рамках этого подхода было получено хорошее согласие теории и эксперимента для всей совокупности имеющихся экспериментальных данных по фотоионизации гелия в области между вторым и третьим порогами ионизации [12—14]. Подробный формализм этого метода приведен в работе [13]. Мы выполнили также расчеты в диагонализационном приближении [3], используя в качестве функций каналов распада либо предварительно диагонализованные функции подпространства открытых каналов, либо решения одноконфигурационного уравнения Шрёдингера с экранированным кулоновским потенциалом.



Рис. 1. Полное сечение и соотношение сечений прямой фотоионизации Li⁺ в области выше второго порога (без учета AИC): 1 — полное сечение ($\sigma_{n=1} + \sigma_{n=2}$); 2 — 10· $\sigma_{n=2}$ / / $\sigma_{n=1}$; 3 — σ_{2p}/σ_{2s} . На оси абсцисс помечено положение второго и третьего порогов нонизации



Рис. 2. Полное сечение и соотношение сечений резонансной фотоионизации Li⁺. Сбозначения — как на рис. 1. Вверху помечено расчетное положение ¹*P* резонансов

Обсуждение результатов расчета. Фотоионизация иона Li⁺ в области выше второго порога, согласно полученным данным, идет с преимущественным заселением основного состояния иона Li⁺⁺ (рис. 1, 2). Сечение фотоионизации с возбуждением n=2 состояния $\sigma_{n=2}$ составляет ~5% (в точках резонанса до 20%) от полного. Если состояние n=2возбуждается, то ион Li⁺⁺ при энергии фотонов между вторым и третьим порогами ионизации находится преимущественно в 2*p*-состоянии, при достаточно большой энергии фотонов (E > 200 эВ) Li⁺⁺ с большой вероятностью остается в состоянии 2*s*.

7

В полных и парциальных сечениях АИС проявляются в виде серий (рис. 2). В случае фотоионизации Не между вторым и третьим порогами только нижайший пик можно сопоставить с отдельным АИС. Остальные пики соответствуют огибающим нескольких резонансов [13—15]. Для Li⁺ два нижайших АИС можно считать изолированными. Однако волновая функция иона Li⁺ при энергии, соответствующей любому пику в сечении, так же как и в случае гелия, является суперпозицией функций конфигураций.

Номер резонанса	Характе- ристика	Метод взанмодейст- вующих конфигураций		Диагонализационное приближение		Расчеты другах авторов		
		Связь открытых каналов			в	-		
		учтена	не учтена	учтена	не учтена	[7]	[6]	[5]
1	Е,, эВ Г, эВ q qn=2	175,54 0,270 0,926 .1,12	175,56 0,337 0,870 0,587	$175,60 \\ 0,253 \\ 0,754 \\ 0,993$	175,60 0,327 0,593 0,433	175,77 0,321	175,49 0,272	175,50
2	$E_r, \ \mathfrak{sB}$ $\Gamma, \ \mathfrak{sB}$ q $q_{n=2}$	178,34 0,079 	178,39 0,083 —13,46 7,45	178,37 0,078 -12,68 12,87	178,37 0,083 —13,96 7,57	178,58 0,078	178,10 0,068	178,18
3	Е, эВ Г, эВ q qn=2	179,39 0,0015 0,974 4,81	179,39 0,0020 0,965 9,62	179,390,0015-0,943-4,00	179,39 0,0020 0,937 13,26	179,60 0,0018		179,37

Характеристики ¹ Р АИС, сходящихся к порогу n = 3, в полных и парциальных сечениях фотоионизации гелиеподобного лития

В таблице приведены характеристики трех нижайших АИС в полных и парциальных сечениях. Анализ полученных результатов позволяет заключить, что пренебрежение взаимодействием АИС через непрерывный спектр (диагонализационное приближение со связью открытых каналов вместо метода взаимодействующих конфигураций) не оказывает большого влияния на положения и ширины АИС. Изменения абсолютных значений профильных индексов в полных и парциальных сечениях (q и q_n соответственно) при этом могут достигать 50%. Изменения абсолютных величин ширин при выключении связи открытых каналов достигают 30%, значения профильных индексов могут при этом измениться очень сильно.

Оценки парциальных ширин распада Γ_n , выполненные в диагонализационном приближении с учетом сильной связи открытых каналов, позволяют заключить, что распад АИС происходит преимущественно на возбужденное n=2 состояние иона Li⁺⁺ ($\Gamma_{n=2} \gg \Gamma_{n=1}$). Наши результаты для положений E_r и ширин Γ в диагонализационном приближении без связи открытых каналов, как видно из таблицы, близки к данным [7], полученным в том же приближении. Некоторое отличие обусловлено различной размерностью базиса конфигураций и использованием разных функций для описания каналов распада.

В процессах фотононизации гелиеподобных систем в области между вторым и третьим порогами нетривиальными оказываются угловые распределения фотоэлектронов, соответствующих заселению *n*=2 состояния остаточных ионов, и выстроенность возбужденного состояния остаточного иона. Угловое распределение и поляризация фотонов, снимающих возбуждение остаточного иона, определяются выстроенностью его возбужденного состояния. Ранее было показано [16, 17], что при наличии АИС корреляционные и поляризационные характеристики процесса фотоионизации атомной системы будут обнаруживать немонотонное поведение. Интерес к изучению корреляционных и поляризационных характеристик гелиеподобных систем в области выше второго порога активизировался в связи с появлением экспериментальных данных по угловым распределениям фотоэлектронов при ионизации гелия на n=2 состояние иона He⁺, полученных с хорошим разрешением и обнаруживающих резонансную структуру [15]. Появились первые экспериментальные данные по выстроенности иона He⁺ в n=2 состоянии в процессе фотононизации гелия [18].



Рис. 3. Коэффициент анизотропии в угловом распределении фотоэлсктронов при резонансной ионизации Li⁺: I - c заселением n=2 состояния иона Li⁺⁺; 2 - c заселением n=1 и n=2 состояний иона Li⁺⁺



Рис. 4. Выстроенность A₂₀ иона Li⁺⁺ в n=2 состоянии при фотоионизации Li⁺: 1 — прямой процесс; 2 — с учетом АИС

Полученные нами результаты для коэффициента анизотропии в угловом распределении фотоэлектронов при фотоионизации гелиеподобного лития на n=2 состояние иона Li⁺⁺ и выстроенность иона Li⁺⁺ в n=2 состоянии приведены на рис. 3 и 4 соответственно. Коэффициент анизотропии обнаруживает резонансную структуру. Два нижайших пика соответствуют отдельным АИС, остальные — огибающим нескольких АИС. В соответствии с представленными на рис. 3 результатами резонансы будут значительно более заметны в угловых распределениях фотоэлектронов при ионизации на n=2 состояние иона Li⁺⁺, нежели в суммарных, когда ветви, соответствующие заселению n=1 и n=2, не разделены. В отличие от аналогичного процесса в гелии коэффициент $\beta_{n=2}$ остается положительным во всей области между вторым и третьим порогами ионизации. Выстроенность A_{20} также следует ожидать в этой области спектра положительной.

9

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Смирнов Б. М. Физика атома и иона. М., 1986. Гл. 8. [2] Сатгої Р. К., Кеппеdy Е. Т.//Phys. Rev. Lett. 1977. 38. Р. 1068. [3] Балашов В. В. и др.// //Опт. и спектр. 1970. 28. С. 859. [4] Но Ү. К.//Phys. Reports. 1983. 99. Р. 1. //Опт. и спектр. 1970. 28. С. 859. [4] Но Ү. К.//Phys. Reports. 1983. 99. Р. 1. [5] Неггіск D., Sinanoglu O.//Phys. Rev. 1975. A11. Р. 97. [6] Но Ү. К.// //J. Phys. B. 1979. 12. Р. 387. [7] Ваге А., Иванов П. Б., Сенашенко В. С.// //Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1982. 23, № 1. С. 49. [8] Кавасhnik N. М., Sazhina I. P.//J. Phys. B. 1976. B9. Р. 1681. [9] Вегеzhко Е. G., Кавасh-nik N. M./Ibid. 1977. 10. Р. 2467. [10] Тweed R. J.//Ibid. 1972. 5. Р. 810. [11] Fа-no U., Prats F.//Proc. Nat. Acad. Sci. India. 1963. А33. Р. 196. [12] Бурков С. М., Страхова С. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 4. С. 45. [13] Бур-ков С. М., Страхова С. И.//Там же. 1984. 25, № 3. С. 42. [14] Бурков С. М., и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. 50. С. 1315. [15] Lindle D. W. et al.//Phys. Rev. 1985. А31. Р. 714. [16], Балашов В. В., Кабачник Н. М., Сажина И. П.// //Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1973. 14, № 6. С. 733. [17] Ваlаshov V. V., Ка-bachnik N. М., Senashenko V. S.//Abst. Contrib. Papers, XIII ICPEAC. Berlin, 1983. Р. 23. [18] Jimenez-Mier J., Denise Caldwell C., Еderer D. L.// //Phys. Rev. Lett. 1986. 57. Р. 2260.

Поступила в редакцию 23.10.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 33. № 1

УДК 539.1

РИДБЕРГОВСКИЕ АТОМЫ И ПОЛУЧЕНИЕ МОНОНАПРАВЛЕННЫХ электронов

В. А. Намиот, Е. П. Скороход

 $(HИИЯ\Phi)$

Показано, что при определенных условиях электроны, получаемые при ионизации ридберговских атомов, будут обладать высокой монохроматичностью по энергиям и малым угловым разбросом.

В различных экспериментальных задачах для увеличения точности измерений часто необходимо использовать электроны с малым угловым и энергетическим разбросом. В данной работе показано, что такие электроны можно получать, в частности, при ионизации ридберговских атомов.

В настоящее время техника экспериментальной работы с ридберговскими атомами в достаточной степени развита [1, 2] и ее можно было бы использовать для получения мононаправленных электронов. Мы не будем давать конкретной экспериментальной проработки схемы, а остановимся лишь на принципиальной стороне вопроса.

Напомним, что ридберговскими [1] называются атомы, находящиеся в высоковозбужденных состояниях (главное квантовое число *n* может принимать значения от 30 до 100). Их размеры пропорциональны n^2 и могут достигать микрона, а ионизация наступает при очень низких, порядка 10²—10⁴ В/м, напряженностях электрического поля.

Схема установки для получения ридберговских состояний с участием атомов Xe I приводится в работе [2]. Пучок атомов ксенона в основном состоянии возбуждается электронным ударом в метастабильное состояние ³Р_{0.2}. Затем пучок проходит область с нулевым электрическим полем (<0,2 В/см) между двумя параллельными сетками, где он пересекается с пучком лазера на красителях, накачиваемого N_2 -лазером и настраиваемого таким образом, чтобы метастабильные атомы возбуждались на уровень nf, обычно 31f, возможен и 50f.