

УДК 621.378.4

Н. Б. ДЕЛОНЕ, В. П. КРАЙНОВ и Д. Л. ШЕПЕЛЯНСКИЙ

НЕЛИНЕЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ

Известны успехи в нелинейной спектроскопии атомов и молекул, достигнутые в последнее время на основе лазерного излучения. Между тем если обратиться к высоковозбужденным, ридберговским атомам, то предметом изучения в настоящее время являются главные явления — сдвиги уровней и их уширения, обусловленные, в частности, понижацией. В этом докладе обсуждаются результаты исследования возмущения ридберговских состояний в переменном поле. Под ридберговскими состояниями мы будем понимать как высоковозбужденные состояния атома водорода с энергиями $E_n = -1/2n^{-2}$ ($n \gg 1$ — главное квантовое число), так и высоковозбужденные состояния сложных атомов с энергиями $E_n = -1/2(n^*)^{-2}$, где $n^* = n - \delta$, — эффективное главное квантовое число, δ , — квантовый дефект.

Сначала отметим особенности возмущения любых (а не только ридберговских) состояний атомов в переменном поле. Известно, что в отличие от постоянного поля, в котором возмущение определяется лишь напряженностью поля \mathcal{E} , в переменном поле возмущение определяется также и частотой поля ω . Частные решения уравнения Шредингера в случае монохроматического характера возмущения удовлетворяют условиям, составляющим теорему Флоке [1]. При включении внешнего поля частоты ω исходное состояние, характеризуемое квантовыми числами λ и энергией E_λ , переходит в квазиэнергетические состояния с энергиями $E_\lambda(\mathcal{E}) \pm k\omega$, где $k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (Здесь и далее мы будем использовать атомную систему единиц, полагая $\hbar = m = e = 1$). Энергия состояния во внешнем поле (в зарубежной литературе используется термин «dressed atom» — атом «одетый» полем) отличается от исходной энергии E_λ на величину $\delta E_\lambda(\mathcal{E})$, имеющую смысл возмущения уровня, усредненного по многим периодам внешнего поля. Вероятность заселения квазиэнергетических состояний определяется постоянным дипольным моментом D_λ исходного состояния λ , дипольным моментом этого состояния α_λ , индуцированным внешним полем, напряженностью \mathcal{E} и частотой ω внешнего поля.

Решение задачи о заселении квазиэнергетических состояний в общем случае для произвольных значений указанных выше параметров и реального многоуровневого атома отсутствует. Решения получены лишь для ряда простых частных случаев. Однако они позволяют качественно проанализировать всю ситуацию в целом в достаточно реалистическом приближении.

Обратимся к наиболее простому случаю, когда реальный многоуровневый атом заменяется на модельную систему, состоящую из одного связанного электронного состояния с главным квантовым числом n . В дальнейшем будет показано, что такая модель является вполне реалистичной. Эволюция волновой функции этого состояния во времени ищется в виде

$$\Psi_n(t) \sim \exp\left[-i \int E_n(\mathcal{E}) dt\right] = \sum_a a_a(t),$$

где энергия E_n состояния n во внешнем поле $\mathcal{E} \cos \omega t$ имеет вид

$$E_n(\mathcal{E}) = E_n + D_n \mathcal{E} \cos \omega t - \frac{1}{2} \alpha_n \mathcal{E}^2 \cos^2 \omega t.$$

Таким образом, предполагается, что изменение энергии E_n при наличии поля заключается в линейном и квадратичном по напряженности поля эффектах, причем линейный эффект обусловлен постоянным дипольным моментом D_n , а квадратичный — наведенным дипольным моментом α_n . Задачей теории является вычисление коэффициентов разложения $a_a(t)$.

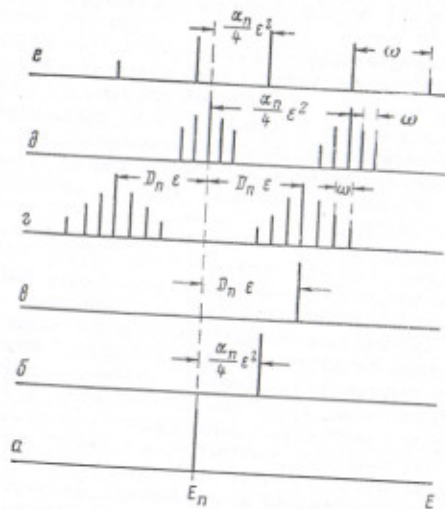


Рис. 1. Схема возмущения ридберговского уровня во внешнем постоянном и переменном поле (E — энергия уровня). a — $\mathcal{E}=0$; b — $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0 \cos \omega t$, ($C_1 \ll 1$, $C_2 \ll 1$); c — $\mathcal{E}=\text{const}$; d , e — $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0 \cos \omega t$ ($\varepsilon - C_1 \gg 1$; $C_2 \ll C_1$); f — $C_1 \gg 1$, $C_2 \gg C_1$, 1; g — $C_1 \ll 1$; $C_2 \ll 1$. Вероятность заселения уровней характеризуется высотой жирных линий

Согласно результатам работ [2, 3], коэффициенты $a_a(t)$, квадраты которых представляют собой заселенности квазиэнергетических состояний, равны

$$a_a(t) = \exp\left[-\left(\frac{iD_n \mathcal{E}}{\omega}\right) \sin \omega t + \frac{i}{4} \alpha_n \mathcal{E}^2 \left(t + \frac{1}{2\omega} \sin 2\omega t\right) - iE_n t\right] = \sum_s J_{\lambda+2s}\left(\frac{D_n \mathcal{E}}{\omega}\right) J_s\left(\frac{\alpha_n \mathcal{E}^2}{8\omega}\right) \exp\left(-iE_n t - ik\omega t + i\frac{1}{4} \alpha_n \mathcal{E}^2 t\right), \quad (1)$$

где J — функции Бесселя.

Из (1) видно, что возникают два параметра $C_1 = D_n \mathcal{E} / \omega$ и $C_2 = \alpha_n \mathcal{E}^2 / \omega$, от абсолютных величин и соотношения которых зависит результат. По сути дела, как видно, вопрос заключается в относительной роли постоянного и наведенного дипольных моментов.

Соотношение (1) справедливо для любого возбужденного состояния. Для ридберговских состояний, когда $n \gg 1$, параметры C_1 и C_2 приобретают явный вид. Из квантовой механики хорошо известно, что постоянный дипольный момент водородоподобного состояния $D_n = 1/2 n(n_1 - n_2) \sim n^2$, где n_1, n_2 — параболические квантовые числа [4]. Наведенный дипольный момент — динамическая поляризуемость ридберговского состояния — $\alpha_n \sim n^6$ (см. ниже и [5]). Поэтому указанные выше параметры можно представить в виде $C_1 = n^2 \mathcal{E} / \omega$ и $C_2 = n^6 \mathcal{E}^2 / \omega$.

Исходя из (1), рассмотрим различные случаи возмущения ридберговских состояний в переменном поле, варьируя параметры C_1 и C_2 (см. рис. 1).

денным в состоянии с $l=22$ и возмущающимся инфракрасным линейно-поляризованным излучением лазера на стекле с неодимом ($\omega \approx 1,2$ эВ). Изменение энергии перехода из основного состояния $5S$ атома рубидия в состояние $22P$ наблюдалось при напряженности инфракрасного поля в состоянии $22P$ наблюдалось при напряженности инфракрасного поля около 10^4 В·см $^{-1}$. Энергия кванта инфракрасного излучения больше энергии связи электрона в состоянии $22P$, так что динамическая поляризуемость состояния $22P$ должна при этом выходить на высокочастотный предел [1], которому соответствует изменение энергии $\delta E_n(\mathcal{E}) = \frac{1}{4} \frac{\mathcal{E}^2}{\omega^2}$, т. е.

возмущение равно колебательной энергии свободного электрона в линейно-поляризованном поле [5]. Наблюдалось изменение энергии перехода $5S-22P$, квадратично зависящее от напряженности возмущающего инфракрасного поля. При частоте $\omega \approx 1,2$ эВ динамическая поляризуемость основного состояния $5S$ практически равна статической поляризуемости изменения энергии перехода $5S-22P$ определить величину изменения энергии состояния $22P$. Величина $\delta E_{22P}(\mathcal{E})$ с хорошей точностью оказалась соответствующей колебательной энергии свободного электрона. Отсюда соответствующий эксперимент представляет собой первое наблюдение изменения энергии связанного электрона, равного колебательной энергии свободного электрона в поле волны.

Теперь обратимся к экспериментам, в которых наблюдалось заселение квазиэнергетических состояний. Эксперименты с высоковозбужденными атомами водорода описаны в работе [17]. Эксперименты проводились с атомами водорода, возбужденными в состоянии с $n=43-45$, на которые действовало внешнее поле с частотой $\omega \approx 8$ ГГц и напряженностью от нескольких десятых вольта до нескольких вольт на сантиметр. Эти условия соответствуют значению параметров $C_1 > 1$, $C_2 < C_1$ — на ридберговский атом действует сильное внешнее поле малой частоты.

После прохождения через радиочастотное поле возбужденные атомы ионизовались в постоянном электрическом поле: детектировались образованные ионы H^+ (протоны). При небольшом изменении частоты возбуждения наблюдалось множество резонансных максимумов в выходе ионов H^+ , которые соответствуют возбуждению состояний с $n=43, 44, 45$ и их квазиэнергетических гармоник с $k=1-15$. Изменяя напряженность и амплитуду радиочастотного поля, можно было изменять число и амплитуду максимумов в выходе ионов H^+ , т. е. эффективность заселения квазиэнергетических состояний. Наблюдаемая на эксперименте зависимость эффективности заселения квазиэнергетических состояний от напряженности поля описывается квадратом функции Бесселя $J_n^2(D_n \mathcal{E} / \omega)$ в согласии с выражением (1) при $S=0$. Детальное теоретическое описание возмущения ридберговских состояний в условиях проведения этого эксперимента выполнено в работах [18, 19]. В работе [19] использовалось квазиклассическое приближение и принималось во внимание перемешивание состояний с различными параболическими квантовыми числами; результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в работе [17].

В работе [20] наблюдалось заселение квазиэнергетических состояний при возбуждении ридберговских состояний атома натрия в условиях, когда параметры $C_1=0$ (вследствие ограничения из-за ΔE_{nl}), а $C_2 \leq 1$ (условие слабого заселения квазигармоник, см. рис. 1, e) при радиационном столкновении ридберговских атомов.

Таким образом, результаты экспериментов с ридберговскими атомами в целом качественно и количественно подтверждают ту общую картину возмущения изолированного уровня во внешнем переменном поле, которая следует из соотношения (1). Надо, однако, иметь в виду, что те экспериментальные данные, которые приведены выше, являются лишь первичными результатами; очевидно, требуется дальнейшее расширение экспериментов, в том числе более широкая вариация параметров, входящих в величины C_1 и C_2 .

Выше приводились оценки критических напряженностей полей, при которых становится несправедливым приближение одного изолированного уровня. Эти критические поля соответствуют условиям, когда существенную роль играет нелинейная ионизация ридберговских состояний [21, 22]. Вопрос о природе процесса нелинейной ионизации ридберговских атомов в переменном поле сейчас привлекает внимание многих исследователей — теоретиков и экспериментаторов. Наибольший интерес вызывает предсказание теории о конкуренции с квантовыми процессами нелинейной ионизации (многофотонной и туннельной) процесса классической диффузионной ионизации, возникающего из-за стохастической неустойчивости движения классического электрона при частоте внешнего поля $\omega \sim \Omega_n$, где $\Omega_n = n^{-3}$ — кеплерова частота обращения электрона по орбите [21, 22]. Одно из основных отличий диффузионной ионизации от квантовой ионизации состоит в значительно меньшей (на порядок величины) напряженности поля, при которой достигается величина полной вероятности ионизации порядка 1 за достаточно малые времена, хотя в обоих случаях $\mathcal{E} \sim n^{-4}$. (При этом $C_1 \sim C_2 \sim n \gg 1$.)

Отметим, что результаты единственного эксперимента [23], в котором наблюдалась ионизация атома водорода в состоянии с $n \approx 65$ в поле с частотой $\omega \approx \Omega_n$, а именно величина напряженности поля, при которой наблюдается ионизация, согласуется с предсказаниями теории [21, 22] и результатами численных экспериментов [24], моделирующих возникновение стохастической неустойчивости. С другой стороны, в последнее время был обнаружен процесс ионизации сложных ридберговских атомов в низкочастотном поле $\omega \ll \Omega_n$, когда ионизация наблюдается при напряженности поля $\mathcal{E} \sim n^{-3}$ [25-27]. (При этом $C_1 \gg C_2$.)

Обсуждается следующая модель этого процесса — ионизация возникает из-за квазипересечения ридберговских состояний, линейно возмущенных внешним полем и ландау-зинеровских переходов электрона между ними [28]. При каждом «включении» внешнего возмущения, которое имитируется синусоидальным изменением мгновенной напряженности поля, электрон переходит в состояние с большим n , что в конце концов при достижении таких значений n , когда $\mathcal{E} \sim n^{-4}$, приводит к ионизации [26, 29]. Для атома водорода такой механизм не имеет места из-за реального пересечения уровней и отсутствия ландау-зинеровских переходов между ними.

Совокупность всех имеющихся данных позволяет утверждать, что любое рассмотрение процесса возмущения ридберговских состояний во внешнем переменном поле, претендующее на выход за рамки модели изолированного уровня, должно включать рассмотрение процессов ионизации. С другой стороны, если оставаться в рамках не очень сильного внешнего поля, напряженность которого меньше указанных выше критических значений, то модель изолированного уровня справедлива и использование этой модели позволяет правильно описать основные черты процесса возмущения ридберговских состояний в переменном поле.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Литература

1. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. М.: Атомиздат, 1978, § 1.3.
2. Bayfield J. Phys. Rep., 1979, v. 51, p. 319.
3. Blochinger D. Phys. Z. d. Sowjetunion, 1933, v. 3, p. 501.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974, § 77.
5. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 1980.
6. Ритус В. И. ЖЭТФ, 1986, т. 51, с. 1544.
7. Коварский В. А., Перельман И. Ф. ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 509.
8. Зон Б. А., Шолохов Е. В. ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 887.
9. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Зон Б. А., Ходовой В. А. УФН, 1976, т. 120, с. 3.
10. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. М.: Атомиздат, 1978, § 8.1.
11. Dubreuil B., Ranson P., Chapelle J. Phys. Letts A., 1972, v. 42, p. 323.
12. Pignolet P., Dubreuil B., Catherinot A. J. Phys. B, 1982, v. 15, p. 2307.

13. Dubreuil B., Chapelle J. Phys. Letts A, 1974, v. 46, p. 451.
14. Maguet A. Phys. Letts A, 1974, v. 48, p. 199.
15. Зон Б. А. Оптика и спектроскопия, 1977, т. 42, с. 13.
16. Liberman S., Pinard J., Taieb A. Phys. Rev. Letts, 1983, v. 50, p. 888.
17. Bayfield J., Gardner L., Gulkok Y., Sharma S. Phys. Rev. A, 1981, v. 24, p. 138.
18. Stehle P. Phys. Rev., 1982, v. A26, p. 2711.
19. Берсоне И. Я. ЖЭТФ, 1983, т. 85, с. 70.
20. Pillet P., Kachru R., Tran N., Smith W., Gallagher T. Phys. Rev. Letts, 1983, v. 50, p. 1763.
21. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л. УФН, 1983, т. 140, с. 355.
22. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1565.
23. Bayfield J., Koch P. Phys. Rev. Letts, 1974, v. 33, p. 258.
24. Leopold J., Percival I. Phys. Rev. Letts, 1978, v. 41, p. 944.
25. Koch P. J. de Phys., 1982, v. 43, Coll. C2, supp. № 11, p. C2-187.
26. Pillet P., Smith W., Kachru R., Tran N., Gallagher T. Phys. Rev. Letts, 1983, v. 50, p. 1042.
27. Mariani D., van de Water W., Koch P., Bergman T. Phys. Rev. Letts, 1983, v. 50, p. 1261.
28. Riddmark J., Kash M., Lütman M., Kleppner D. Phys. Rev. A, 1981, v. 23, p. 3107.
29. Кадохцев М. Б., Смирнов Б. М. ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1715.

УДК 535.338

Э. Я. КОНОВОВ и А. Н. РЯБЦЕВ

СОСТОЯНИЕ И ПРОБЛЕМЫ СПЕКТРОСКОПИИ МНОГОКРАТНО ИОНИЗОВАННЫХ АТОМОВ

1. Введение. Получение спектров ионов

Потребности астрофизики и физики управляемого термоядерного синтеза продолжают стимулировать развитие исследований по спектроскопии многократных ионов. Количественная сторона изученности спектров ионов различных стадий ионизации хорошо отражена в обзоре Стриганова [1].

На рис. 1 приведена упрощенная схема, характеризующая современное состояние изученности элементов от H до Mo, а также динамику исследований за последние пять лет. В целом видно, что области неизученных ионов концентрируются в районе высших кратностей ионизации тяжелых элементов, а также проникают вплоть до меди для ионов с половиной заполненной $3d^N$ -оболочкой (Cu VII, Zn VII, Zn VIII и т. д.). Видна также концентрация работ в последние пять лет для приложений к спектроскопическим исследованиям Солнца (ионы высокой кратности элементов от C до Ni), а также к диагностике плазмы токамаков (ионы средней кратности элементов группы Mo). Следует отметить, что общая картина изученности спектров ионов за этот период изменилась мало, так как в основном произошел переход от экстенсивного к интенсивному подходу в анализе спектров.

Большое число работ посвящено пересмотру ранних данных, повторному более тщательному анализу спектров как с применением приборов с высокой дисперсией и разрешением, так и более совершенных методов теоретических расчетов. Предпринимаются усилия по поиску режимов работы таких источников, как лазерная плазма, малоиндуктивная вакуумная искра, в направлении уменьшения наблюдаемых ширин (и сдвигов) линий. Ведется также поиск и установление стандартов длин волн в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра.

Данный обзор ограничен анализом основных направлений исследований, связанных с идентификацией спектральных линий и установлением энергетической структуры ионов. Не рассматриваются вопросы возбуждения и ионизации, как и другие элементарные процессы, необходимые для диагностических приложений. Основные источники возбуждения спектров будут лишь кратко перечислены с указанием достигаемых степеней ионизации или максимальных потенциалов ионизации ионов, либо характерных возбуждаемых переходов.

1. Импульсные разряды между электродами в газах или вакууме. Сюда относятся вакуумные искры различных модификаций, z-пинчи, плазменный фокус, взрывающиеся проволочки. Получены спектры H-подобного Ni XXVIII ($E_i=10,4$ кэВ), He-подобного Ge³⁰⁺ ($E_i=13,1$ кэВ), Ne-подобного Sn⁴⁰⁺ ($E_i=6,0$ кэВ), Ni-подобного Au³¹⁺ ($E_i=4,5$ кэВ).

2. Лазерная плазма, получаемая на твердых мишенях в вакууме. Достигаются кратности ионизации W⁴³⁺ ($E_i=2,4$ кэВ), Re⁴⁷⁺ ($E_i=3,9$ кэВ) в условиях плотной ($N_e=10^{21}+10^{22}$ см⁻³) плазмы.

3. Устройства с магнитным удержанием плазмы, в частности типа токамак. В плазме со сравнительно невысокой плотностью получают спектры элементов, из которых изготовлены разрядные камеры, а также различных газов.