

Диагностика разреженной ультрахолодной плазмы на основе эффекта автоионизации ридберговских состояний атомов ^{40}Ca

Б. Б. Зеленер^{+*×1)}, Е. В. Вильшанская^{+×}, С. А. Саакян⁺, В. А. Саутенков⁺, Б. В. Зеленер⁺, В. Е. Фортгов⁺

⁺Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

*Национальный исследовательский ядерный университет Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

[×]Национальный исследовательский университет Московский энергетический институт, 111250 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 2020 г.

После переработки 7 декабря 2020 г.

Принята к публикации 7 декабря 2020 г.

В настоящей работе продемонстрирован чувствительный метод детектирования разреженной ультрахолодной плазмы на основе автоионизационных резонансов ридберговских атомов ^{40}Ca в непрерывно работающей магнитооптической ловушке. Показана возможность детектирования плазмы с плотностью ионов и электронов менее 10^9 м^{-3} . Проведены экспериментальные исследования резонансов на двухфотонном ридберговском переходе $4s3d^1D_2-90^1D_2$ с использованием резонансных лазерных пучков 672 и 798 нм. Была получена зависимость амплитуды автоионизационного резонанса, зарегистрированного по флюоресценции однозарядных ионов ^{40}Ca на длине волны 397 нм, от концентрации ионов непрерывно создаваемой ультрахолодной плазмы.

DOI: 10.31857/S1234567821020038

В настоящее время в нескольких научных центрах получают ультрахолодную плазму (УХП) с помощью фотоионизации атомов щелочноземельных металлов Ca и Sr [1]. В этих экспериментах исследуют нестационарную плазму в импульсном режиме. В плазме щелочноземельных металлов можно наблюдать за движением ионов в оптическом диапазоне, что существенным образом расширяет возможности диагностики УХП [2]. Еще одной интересной особенностью атомов щелочноземельных металлов является возможность возбуждения одновременно двух электронов на вышележащие орбиты при помощи оптического излучения, поскольку на внешней орбите находятся два валентных электрона. Такой атом имеет очень короткое время жизни за счет возникновения автоионизационного состояния [3]. За пикосекундные времена внешний электрон из высоколежащего ридберговского состояния переходит за порог ионизации, а нижний электрон возвращается в основное состояние. Увеличение жизни таких атомов можно достичь за счет увеличения главного квантового числа n или орбитального квантового числа l внешнего валентного электрона [4]. Кроме того, вероятность автоионизации атомов очень чувствительна к внешнему электрическому полю [5], что делает автоионизационные состояния щелочноземельных ме-

таллов перспективным детектором малых электрических полей с хорошим пространственным разрешением [6]. Такие детекторы важны при оценке паразитных полей на установках по созданию высокоточных атомных часов.

УХП [1] создается при помощи ионизации лазером холодных атомов, полученных в магнитооптической ловушке (МОЛ). Радиус Дебая в такой плазме меньше характерного размера облака УХП. Ионизирующий лазер легко контролируется по частоте и может ионизировать атомы с заданной начальной энергией электронов ΔE , превышающей порог ионизации E_i . Эта энергия соответствует температуре электронов $2\Delta E/3k_B$ (k_B – постоянная Больцмана) от 0 до 100 К и более при начальной температуре ионов около 1 мК. От величины начальной энергии электронов зависит электронейтральность создаваемой УХП. После формирования облака УХП самые быстрые электроны улетают. Глубина потенциала, создаваемого ионами, становится равной начальной кинетической энергии электронов. Из этого соотношения можно рассчитать количество положительно заряженных ионов, превышающих количество оставшихся в плазме электронов:

$$N^+ = (2\pi)^{3/2} \sigma \varepsilon_0 \Delta E / e^2, \quad (1)$$

где σ – среднеквадратичный радиус нормального пространственного распределения положитель-

¹⁾e-mail: bobozel@mail.ru

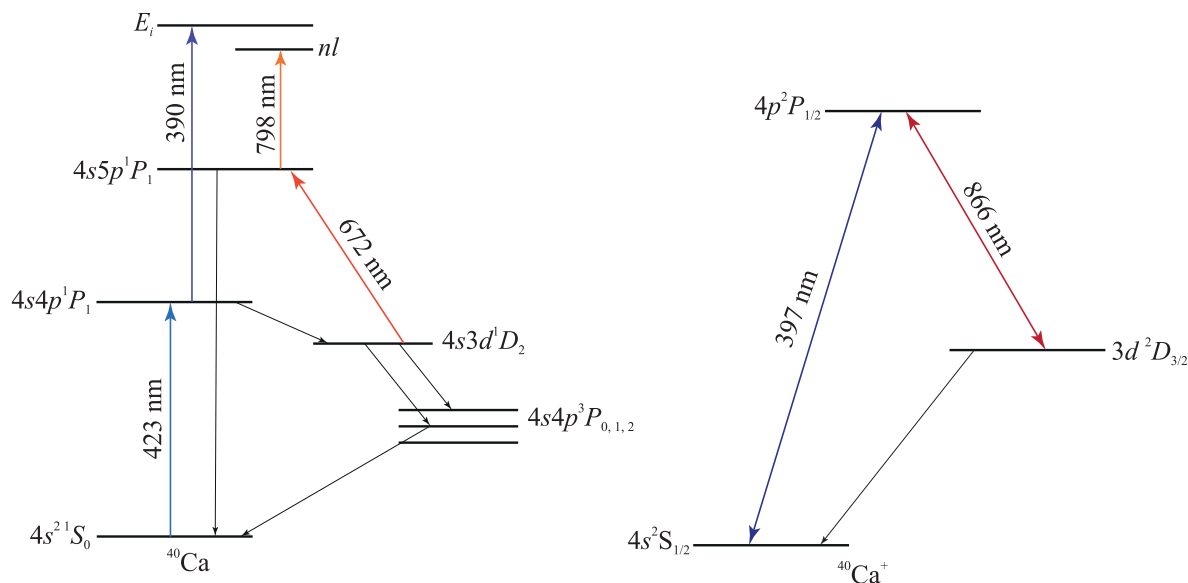


Рис. 1. (Цветной онлайн) Энергетические схемы уровней для атома ^{40}Ca и иона $^{40}\text{Ca}^+$

ных ионов, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, e – заряд электрона.

Зная общее количество находящихся в объеме ионов, мы можем вычислить дисбаланс заряда в образовавшейся плазме. Оценки по формуле (1), а также результаты эксперимента [7] показывают, что дисбаланс заряда при малой начальной энергии электронов (в зависимости от плотности ионов) может быть меньше 1%. Это позволяет считать такую УХП электронейтральной.

В УХП можно определить температуру ионов, исходя из их начальной плотности. Как было показано в [8], за времена, существенно меньше времени жизни плазмы за счет преобразования потенциальной кулоновской энергии в кинетическую энергию, происходит быстрый разогрев ионов плазмы до температуры:

$$T_D \approx e^2 / (12\pi a \epsilon_0 k_B), \quad (2)$$

где $a = (3/(4\pi n_i))^{1/3}$ – среднее расстояние между ионами, n_i – концентрация ионов. Например, в случае концентрации ионов 10^9 м^{-3} , температура ионов УХП будет составлять около 0.01 К. Параметр неидеальности ионов такой плазмы:

$$\Gamma = e^2 / (4\pi a \epsilon_0 k_B T), \quad (3)$$

составляет около 2.7. Так что УХП при таких параметрах является неидеальной. Однако существование быстрого разогрева ионов плазмы препятствует увеличению этого параметра.

В настоящей работе мы описываем чувствительный метод детектирования разреженной УХП с за-

данными свойствами на основе наблюдения автоионизации атомов ^{40}Ca в непрерывно работающей МОЛ. Проблема возникновения сдвига ридберговских уровней под воздействием образовавшейся УХП обсуждается в работе [7]. В ней предложен метод определения наличия УХП по смещению ридберговских резонансов, полученных при помощи микроволнового излучения. Надо отметить, что УХП получена в импульсном режиме, время жизни плазмы составляет десятки микросекунд. Однако чувствительность этого метода позволяет зарегистрировать ионное микрополе нейтральной УХП при плотности выше 10^{14} м^{-3} .

В нашем эксперименте мы исследуем плазму в стационарном режиме. В эксперименте используется 6 непрерывных лазеров: 423 нм – лазер, формирующий МОЛ; 672 нм – лазер оптической накачки; 390 нм – лазер, создающий УХП; 798 нм – лазер, создающий ридберговские атомы; 397 нм и 866 нм лазеры, используемые для регистрации ионов с помощью лазерно-индуцированной флюоресценции (LIF – *laser-induced fluorescence*). Схема уровней нейтральных атомов кальция, задействованных в эксперименте, приведена на рис. 1. Непрерывно охлаждаемые и захватываемые в МОЛ атомы ^{40}Ca [9] переводятся непрерывным лазерным излучением 390 нм (радиус пучка около 10^{-3} м) в УХП [10] при максимальной плотности ионов порядка 10^{10} м^{-3} . Создаваемая УХП постоянно разлетается, однако из-за существования непрерывного источника новых ультрахолодных ионов и электронов возникает

стационарный режим при определенной плотности и температуре УХП. Начальное превышение энергии электронов над порогом ионизации E_i мы можем сделать достаточно малым, поскольку ширина непрерывного лазера 390 нм составляет около 0.5 МГц (10^{-4} К). Это позволяет, как было показано выше, получать электронейтральную стационарную УХП, а изменение мощности лазера на длине волны 390 нм позволяет менять концентрацию УХП.

Схема уровней иона $^{40}\text{Ca}^+$ представлена на рис. 1. В эксперименте мы регистрируем на фотоприемнике флюоресценцию ионов $^{40}\text{Ca}^+$. Поскольку ионы УХП имеют очень малую концентрацию, для увеличения интенсивности сигнала флюоресценции необходимо постоянно переводить ионы в возбужденное состояние при помощи лазера на длине волны 397 нм интенсивностью $1.5 \cdot 10^4$ Вт/м² и лазера на длине волны 866 нм интенсивностью $0.4 \cdot 10^4$ Вт/м² (радиус обоих пучков около 10^{-3} м).

МОЛ работает на переходах, соответствующих длинам волн 423 нм (основной охлаждающий переход) и 672 нм (оптическая накачка) [9]. Такая схема уровней позволяет через уровень $4s5p^1P_1$ с использованием ридберговского лазера (*Rydberg laser*) на длине волны 798 нм реализовать двухфотонный переход в высоколежащее ридберговское состояние 90^1D_2 .

При сканировании лазера 798 нм вблизи ридберговского перехода наблюдается увеличение флюоресценции ионов на длине волны 397 нм (кривая 1, рис. 2), а также увеличение вероятности процесса автоионизации за счет добавления УХП (кривая 2, рис. 2).

Одновременное возбуждение атома кальция в ридберговское состояние и возбуждение второго валентного электрона в состояние $4p^2P_{1/2}$, как было показано в [5], мгновенно переводит внешний валентный электрон за порог ионизации (кривая 1 на рис. 2). Наличие внешних полей, в том числе добавление УХП, приводит к увеличению вероятности автоионизационного процесса [9] (кривая 2 на рис. 2).

В нашем эксперименте мы работаем в режиме, когда мощность лазера на длине волны 390 нм уменьшает флюоресценцию облака ультрахолодных атомов не более чем на 11%, а лазер, возбуждающий ридберговские атомы на длине волны 798 нм, не более чем на 5%. На рисунке 3 приведена зависимость амплитуды резонансов, показанных на рис. 2, от мощности лазера на длине волны 390 нм (т.е. от разной концентрации УХП).

Эксперименту на рис. 3 соответствуют следующие начальные условия: $n_a = 10^{15}$ м⁻³ – пиковая

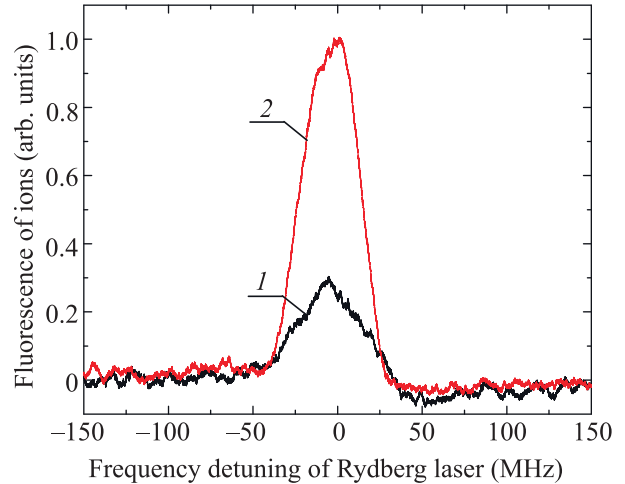


Рис. 2. (Цветной онлайн) Резонанс флюоресценции ионов на длине волны 397 нм при сканировании частоты излучения ридберговского лазера в окрестности уровня 90^1D_2 . Кривая 1 – резонанс в отсутствии УХП. Кривая 2 – резонанс при мощности $P_{390} = 4$ мВт лазерного излучения, создающего УХП

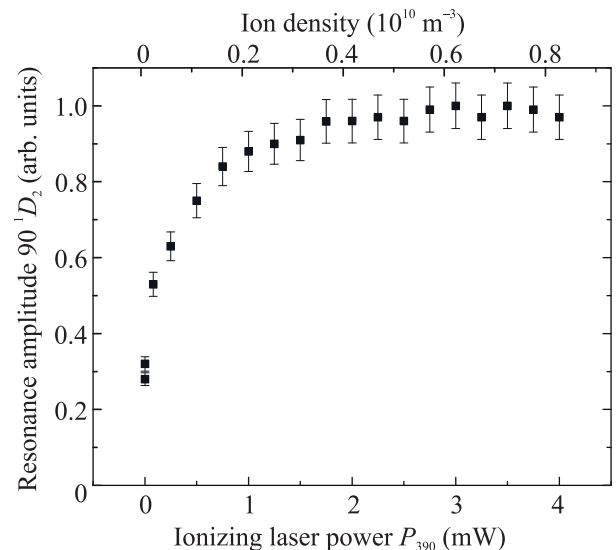


Рис. 3. Зависимость амплитуды резонанса на ридберговском переходе от мощности ионизирующего лазера P_{390} и концентрации ионов в УХП

концентрация нейтральных атомов, η – доля изменения стационарной концентрации нейтральных атомов при включении лазера 390 нм, которая варьировалась от 0.01 до 0.11, $\tau_a = 0.18$ с – эффективное время загрузки МОЛ, $\tau_i = 15 \cdot 10^{-6}$ с – время разлета ионов УХП. Погрешность определения стационарной концентрации ионов составляет 10%.

На основании стационарных кинетических уравнений можно получить концентрацию ионов в создаваемой УХП:

$$n_i = \eta n_a \tau_i / \tau_a. \quad (4)$$

Из верхней шкалы зависимости на рис. 3 следует, что минимально возможная чувствительность метода соответствует концентрации ионов УХП около 10^9 м^{-3} . Исходя из электронейтральности создаваемой плазмы, мы можем определить среднее микрополе в центре облака УХП по распределению Хольцмарка:

$$E_H = (2/225)^{1/3} e n_i^{2/3} / \epsilon_0. \quad (5)$$

В нашей работе [11] было показано отличие микрополя в УХП от микрополя, полученного из распределения Хольцмарка, в случае увеличения параметра неидеальности. Для плазмы с параметром неидеальности $\Gamma = 2.7$, максимальное электрическое поле, создаваемое УХП, составляет $E \approx 1.3 E_H$. Для концентрации ионов УХП порядка 10^9 м^{-3} , с учетом поправок на неидеальность, поле составляет менее 10^{-2} В/м . Такая высокая чувствительность связана с сильным влиянием УХП на эффективность автоионизации [2]. Кроме того, высокая чувствительность процесса автоионизации к внешним полям показана в работах [4, 6].

Таким образом, в настоящей работе представлен чувствительный метод детектирования электрических полей при помощи наблюдения автоионизационных состояний атома ^{40}Ca . Теоретический расчет представленной на рис. 3 зависимости следует в дальнейшем провести при помощи мультисканальной теории квантового дефекта [3]. Возможность создавать УХП с хорошо контролируруемыми параметрами позволяет использовать ее для калибровки автоионизационных резонансов. Данный метод позволяет детектировать малые поля с использованием ридберговских атомов ^{40}Ca . Это открывает возможность использования предложенного метода для детекти-

рования малых полей в экспериментальных работах по созданию сверхточных атомных часов на основе щелочноземельных металлов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 18-12-00424). Работа также поддержана грантом Президента РФ по поддержке молодых ученых и ведущих научных школ, проект МД-2189.2019.2 в части создания оптической схемы возбуждения ридберговских атомов с использованием лазера на длине волны 798 нм.

1. M. Lyon and S. L. Rolston, Rep. Prog. Phys. **80**, 017001 (2016).
2. P. McQuillen, X. Zhang, T. Strickler, F. B. Dunning, and T. C. Killian, Phys. Rev. A **87**, 013407 (2013).
3. T. F. Gallagher, *Rydberg atoms*, Cambridge, Cambridge University Press (2005).
4. G. Fields, X. Zhang, F. B. Dunning, S. Yoshida, and J. Burgörfer, Phys. Rev. A **97**, 013429 (2018).
5. D. Wehrli, M. Genevriez, and F. Merkt, Phys. Rev. A **100**, 012515 (2019).
6. G. Lochead, D. Boddy, D. P. Sadler, C. S. Adams, and M. P. A. Jones, Phys. Rev. A **87**, 053409 (2013).
7. H. Park, R. Ali, and T. F. Gallagher, Phys. Rev. A **82**, 023421 (2010).
8. T. K. Langin, G. M. Gorman, and T. C. Killian, Science **363**, 61 (2019).
9. Б. Б. Зеленер, И. Д. Аршинова, А. А. Бобров, Е. В. Вильшанская, С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Б. В. Зеленер, В. Е. Фортов, Письма в ЖЭТФ **108**, 829 (2018).
10. B. B. Zelener, S. A. Saakyan, K. P. Galstyan, E. V. Vilshanskaya, and V. A. Sautenkov, in *Proceedings of the 3d International Conference on Optics, Photonics and Lasers (OPAL-2020)*, Tenerife, Spain, 21-22 October 2020, p. 16.
11. A. A. Bobrov, S. Ya. Bronin, A. B. Klyarfeld, D. S. Korchagin, B. B. Zelener, and B. V. Zelener, Phys. Plasmas **27**, 122103 (2020).