

# 01 О прецизионном измерении частоты запрещенного перехода $1^1S-2^3S$ атома гелия

© Е.В. Бакланов, А.В. Тайченачев

Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
Новосибирский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: baklanov.ev@gmail.com

Поступила в редакцию 27.11.2017 г.

Показана возможность прецизионного измерения частоты запрещенного перехода  $1^1S_0-2^3S_1$  (62.6 nm) атома гелия с помощью метода вынужденного комбинационного рассеяния. Синглетное состояние  $1^1S_0$  является основным состоянием  $^4\text{He}$ , а метастабильное состояние  $2^3S_1$  имеет наименьшую энергию в триплетной части спектра ( $^4\text{He}^*$ ). Переход имеет очень малую естественную ширину, что позволяет считать его возможным репером для создания стандарта частоты в области вакуумного ультрафиолета.

DOI: 10.21883/OS.2018.03.45646.257-17

## Введение

Методы лазерной спектроскопии высокого разрешения являются хорошим инструментом для исследования квантовой механики атома гелия. Его атомная структура вычислена с высокой точностью [1]. Прецизионное измерение частот переходов этого атома совместно с теоретическими вычислениями дает дополнительную информацию для квантовой электродинамики, поскольку рассматривается трехчастичная задача взаимодействия двух электронов в присутствии ядра (уточняются радиационные поправки, радиус ядра).

В настоящей работе рассмотрена возможность прецизионного измерения частоты запрещенного магнитодипольного перехода  $1^1S_0-2^3S_1$  (62.6 nm) атома гелия (рис. 1) с помощью метода вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) через промежуточный уровень  $2^3P_1$ . Синглетное состояние  $1^1S_0$  является основным состоянием  $^4\text{He}$ , а метастабильное состояние  $2^3S_1$  имеет наименьшую энергию в триплетной части спектра ( $^4\text{He}^*$ ). Переход имеет очень малую естественную ширину, которая определяется временем жизни уровня  $2^3S_1$  (8000 s). Из экспериментов, на которые мы ориентируемся, отметим работы [2,3]. После охлаждения гелия в состоянии  $2^3S_1$  до температуры  $1\mu\text{K}$  было получено более  $10^6$  атомов. Наблюдалось прямое поглощение на переходе  $2^1S_0 \rightarrow 2^3S_1$  (1775 nm) и была измерена его абсолютная частота с погрешностью 10 kHz. Надо отметить, что радиационная вероятность перехода  $2^1S_0-2^3S_1$  очень мала (коэффициент Эйнштейна  $A = 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ ), что вызывает значительные трудности при наблюдении поглощения. На наш взгляд это самый слабый переход, на котором удалось наблюдать поглощение в лабораторных условиях. Ранее возможность наблюдения поглощения на этом переходе была рассмотрена в [4].

## Резонанс в форме линии ВКР

Для простоты будем обозначать уровни  $2^3S_1, 2^3P_1, 1^1S_0$  номерами 0, 1, 2 (рис. 2). Частоты переходов  $2^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$  (1083 nm),  $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$  (59.1 nm) обозначим  $\omega_{10}$  и  $\omega_{12}$  соответственно. Рассматриваем ВКР поля:

$$E(t) = E \exp(-i\omega t) + E' \exp(-i\omega' t) + \text{c.c.},$$

при котором атом с уровня 0 переходит на уровень 2 через промежуточный уровень 1. Частота поля накачки

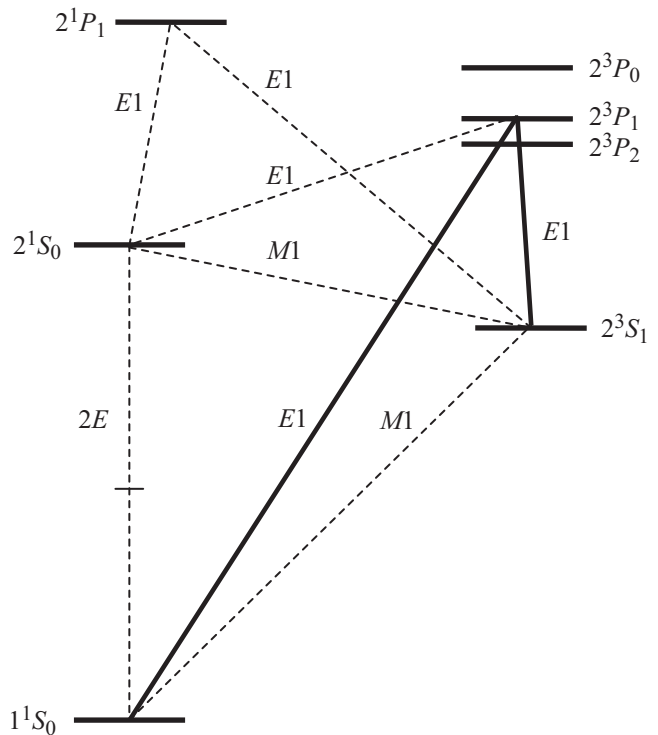
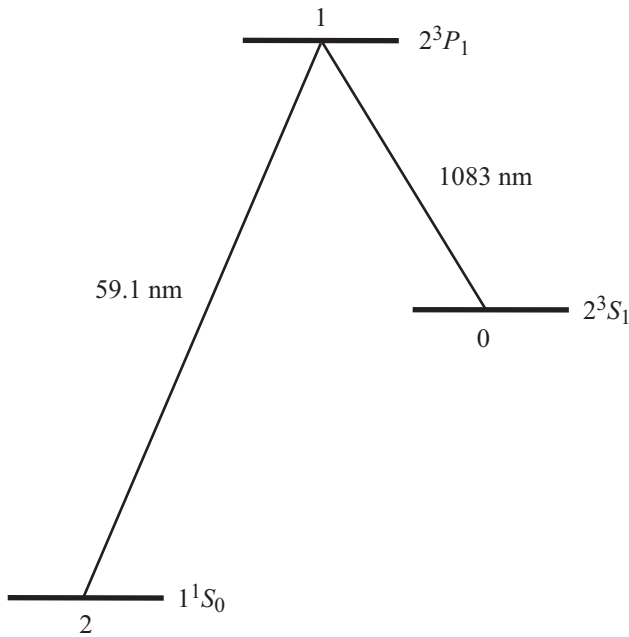


Рис. 1. Переходы между низколежащими уровнями атома гелия.



**Рис. 2.** Схема вынужденного комбинационного рассеяния с уровня  $2^3S_1$  в основное состояние  $1^1S_0$  через промежуточный уровень  $2^3P_1$ .

$\omega$  близка к частоте перехода  $\omega_{10}$ , а частота вынужденного рассеяния  $\omega'$  — к частоте перехода  $\omega_{12}$ . Известно, что для  $\Lambda$ -схем в форме линии вынужденного рассеяния имеется резонанс с однородной шириной запрещенного перехода  $\omega_{02}$  [5]. Специально для нашего случая мы решили эту задачу с помощью уравнений для матрицы плотности, считая интенсивности полей слабыми по сравнению с их насыщающими интенсивностями. Для вероятности перехода атома из состояния 0 в состояние 2 имеем выражение

$$W(0 \rightarrow 2) = A \frac{\Gamma^4}{(\Gamma^2 + \Omega'^2)(\Gamma^2 + \Omega^2)} + A \operatorname{Re} \left\{ \frac{\Gamma^3}{(\Gamma - i\Omega')(\Gamma + i\Omega)(\Gamma_{02} + i\Delta)} \right\},$$

$$A = q|V|^2/\Gamma.$$

Здесь  $\Omega' = \omega' - \omega_{12}$ ,  $\Omega = \omega - \omega_{10}$ ,  $\Delta = \omega' - \omega - \omega_{02}$ ,  $\Gamma = 1/\tau_1$  — ширина линии переходов 1–0 и 1–2,  $\tau_1$  — время жизни уровня 1,  $\Gamma_{02}$  — ширина запрещенного перехода 0–2,  $V = d'E/\hbar$ ,  $U = dE/\hbar$ ,  $d$  и  $d'$  — проекции оператора дипольного момента на направление поля,  $q = 2|U|^2/\Gamma^2$  — безразмерный параметр насыщения на переходе 1–0. Вероятность двухфотонного перехода состоит из двух членов, которые имеют разную физическую природу. Первый член состоит из двух ступенчатых переходов — поглощение фотона с созданием заселенности на верхнем уровне 1, а затем однофотонное излучение. Второй член — ВКР (когерентное поглощение и испускание двух фотонов), в форме линии которого

имеется резонанс с однородной шириной запрещенного перехода 0–2.

При условиях  $\Omega'^2 \ll \Gamma^2$  и  $\Omega^2 \ll \Gamma^2$  имеем

$$W(0 \rightarrow 2) = A \left( 1 + \frac{\Gamma_{02}\Gamma}{(\omega' - \omega - \omega_{02})^2 + \Gamma_{02}^2} \right).$$

В нашем случае  $\Gamma \gg \Gamma_{02}$ , поэтому получим

$$W(0 \rightarrow 2) = W \frac{\Gamma_{02}^2}{(\omega - \omega' - \omega_{02})^2 + \Gamma_{02}^2},$$

$$W = q|V|^2/\Gamma_{02}.$$

Таким образом, имеем резонанс в форме линии ВКР, когда разность частот  $\omega - \omega'$  равняется частоте перехода  $\omega_{20}$ .

### Численные оценки

Будем считать интенсивность излучения на переходе  $2^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$  (1083 nm) равной 1 mW. Такой порядок величины имеет насыщающая интенсивность этого перехода (см. Приложение), а поэтому при оценках параметр  $q$  можно положить единице:

$$W = |V|^2/\Gamma_{02}.$$

В реальных экспериментах ширина резонанса  $\Gamma_{02}$  существенно больше своей естественной ширины. При измерении частоты перехода  $\omega_{02}$  холодные атомы являются свободными, а поэтому основным фактором уширения линии является доплеровское уширение. При температуре 1  $\mu$ K тепловая скорость атомов гелия порядка 1 cm/s, а доплеровское уширение на длине волны 59.1 nm имеет порядок 100 kHz. При этом величина  $\Gamma_{02}$  все еще меньше радиационных ширин переходов  $2^3S_1 - 2^3P_1$  и  $1^1S_0 - 2^3P_1$ , для которых  $\Gamma = 10^7$  s<sup>-1</sup> (1.6 MHz). При размере светового пучка 1 cm время взаимодействия атома с полем  $T$  будет порядка одной секунды. Количество атомов, которое за это время окажется в состоянии  $1^1S_0$ , равно

$$N(1^1S_0) = WNT,$$

где  $N$  — число атомов в начальном состоянии  $2^3S_1$ . Для оценок примем  $T = 4$  s,  $2\Gamma_{02} = 2\pi \cdot 100$  s<sup>-1</sup>,  $N = 10^7$ . Используя Приложение, вероятность перехода  $W$  перепишем в виде

$$W = \frac{\lambda'^3 \gamma' I'}{16\pi^2 \hbar c \Gamma_{02}},$$

где для перехода  $1^1S_0 - 2^3P_1$  длина волны  $\lambda' = 5.9 \cdot 10^{-6}$  cm, вероятность перехода  $\gamma = 177$  s<sup>-1</sup>. Интенсивность поля на этом переходе положим

$$I' = 1 \mu\text{W}/\text{cm}^2 = 10 \text{ erg}/\text{cm}^2 \text{ s}.$$

В результате для числа атомов, которые окажутся в основном состоянии  $1^1S_0$ , получим

$$N(1^1S_0) = 10^4.$$

Регистрировать атомы гелия в основном состоянии  $1^1S_0$  можно различными способами, например, с помощью метода работы [6]. Излучение 58.4 nm, резонансное переходу  $1^1S_0 \rightarrow 2^1P_0$ , переводит атомы в состояние  $2^1P_0$ , а затем регистрируются ионы гелия по фотоионизации УФ излучением 292 nm. При отсутствии фона флуктуация числа ионов имеет порядок  $\sqrt{N}$ , а отношение сигнал/шум равно  $N/\sqrt{N} = 10^2$ . Это позволяет зарегистрировать форму резонанса с погрешностью  $10^{-2}$ . Наличие фона приводит к уменьшению отношения сигнал/шум. Однако в реальных экспериментах фон может быть сильно подавлен, так как резонанс регистрируется с помощью разнообразных методик [5]: запись резонанса по производной, использование частотной модуляции и др. Для оценок мы ориентировались на данные экспериментов [2,3], где в состоянии  $2^3S_1$  было более  $10^6$  атомов при температуре  $1 \mu\text{K}$ . В перспективе охлаждение  $10^9$  атомов в состоянии  $2^3S_1$  до 1 nK позволит увеличить число регистрируемых атомов до  $10^8$ .

При постановке эксперимента могут возникнуть трудности с созданием источника излучения 59.1 nm, которое резонансно переходу  $1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1$ . Однако еще в 1997 г. в работе [6] использовался ВУФ спектрометр с длиной волны 58 nm для измерения частоты перехода  $1^1S_0 \rightarrow 2^1P_0$  атома гелия и уточнения лэмбовского сдвига основного состояния  $1^1S_0$ .

## Заключение

Показано, что при достаточно малой интенсивности излучения 59.1 nm можно измерить частоту запрещенного перехода  $1^1S_0 \rightarrow 2^3S_1$  атома гелия. Отметим особенности этого перехода, которые делают его перспективным для дальнейших исследований.

1. Переход находится в области вакуумного ультрафиолета и имеет очень малую радиационную ширину  $\sim 10^{-5}$  Hz.

2. Измерение частоты перехода  $1^1S_0 \rightarrow 2^3S_1$  дает дополнительную информацию для проверки квантовой электродинамики, так как рассматривается трехчастичная система двух электронов и ядра. Можно измерить лэмбовский сдвиг уровня  $2^3S_1$  и сравнить его с теоретическим значением ( $\sim 5$  GHz).

3. Можно использовать методы лазерной спектроскопии без доплеровского уширения, так как в форме линии ВКР в газе имеется резонанс с однородной шириной [5,7,8].

4. Переход  $1^1S_0 \rightarrow 2^3S_1$  (63 nm) может быть использован в качестве репера для измерения частот в области вакуумного ультрафиолета, а возможно и рентгена. Измерение частот в рентгеновском диапазоне актуально для изучения процессов, происходящих в объектах порядка нанометра.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-02-00292.

## Приложение

Рассмотрен атом с двумя уровнями 0 и 1. Уровень 0 является основным состоянием, а верхний уровень 1 распадается в основное состояние с радиационной вероятностью  $\gamma$ . Уравнения для элементов матрицы плотности атома, взаимодействующего с полем

$$E(t) = E \exp(-i\omega t) + \text{с.с.},$$

имеют вид

$$\dot{\rho}_1 + \gamma\rho_1 = U(t)\rho_{10}^* + \rho_{10}U^*(t),$$

$$\dot{\rho}_0 = \gamma\rho_0 - U(t)\rho_{10}^* - \rho_{10}U^*(t),$$

$$\dot{\rho}_{10} + (i\omega_{10} + \Gamma)\rho_{10} = U(t)(\rho_0 - \rho_1).$$

Здесь  $\Gamma$  — ширина линии перехода, частота поля  $\omega$  близка к частоте перехода  $\omega_{10}$ ,  $U(t) = U \exp(-i\omega t)$ ,  $U = dE/\hbar$ ,  $d = d_{10}$  — матричный элемент проекции оператора дипольного момента на направление напряженности поля. Интенсивность  $I = c|E|^2/2\pi$  равна плотности потока энергии, усредненной по периоду колебаний.

Заселенности уровней  $\rho_0$  и  $\rho_1$  удовлетворяют условию нормировки  $\rho_0 + \rho_1 = 1$ . Это позволяет не учитывать второе уравнение, а заменить  $\rho_0$  на  $1 - \rho_1$ :

$$\dot{\rho}_1 + \gamma\rho_1 = U(t)\rho_{10}^* + \rho_{10}U^*(t),$$

$$\dot{\rho}_{10} + (i\omega_{10} + \Gamma)\rho_{10} = U(t)(1 - 2\rho_1).$$

В стационарном случае решение этих уравнений будем искать в виде

$$\rho_{10} = rU \exp(-i\omega t),$$

где  $r$  и  $\rho_1$  — константы. В результате имеем

$$\gamma\rho_1 = |U|^2(r^* + r),$$

$$(-i\Omega + \Gamma)r = 1 - 2\rho_1,$$

где  $\Omega = \omega - \omega_{10}$ . Из этих уравнений находим заселенность верхнего уровня:

$$\rho_1 = \frac{\kappa}{2} \frac{\Gamma^2}{\Omega^2 + \Gamma^2(1 + q)},$$

где безразмерный параметр насыщения  $q$  равен

$$q = \frac{|U|^2}{\gamma\Gamma}.$$

Когда  $q \ll 1$ ,

$$\rho_1 = \frac{q}{2} \frac{\Gamma^2}{\Omega^2 + \Gamma^2}.$$

При  $q \rightarrow \infty$  получим  $\rho_1 = 1/2$ . Как и должно быть, при больших полях заселенности на уровнях 0 и 1 выравниваются.

Для оценок приведем выражение для  $q$  к удобному виду. В нашем случае уровни 0 и 1 есть состояния  $S$  и

$P$ , а поэтому радиационная вероятность перехода  $1 \rightarrow 0$  дается известной формулой:

$$\gamma = \frac{4\omega^3 d^2}{\hbar c^3}, \quad \omega = 2\pi c/\lambda.$$

Учитывая, что

$$d^2 = \frac{\hbar \lambda^3 \gamma}{4(2\pi)^3}, \quad E^2 = \frac{2\pi I}{c},$$

находим

$$|U|^2 = \frac{\lambda^3 \gamma I}{16\pi^2 \hbar c}.$$

Параметр насыщения запишем в виде

$$q = I/I_{\text{sat}},$$

где насыщающая интенсивность равна

$$I_{\text{sat}} = 16\pi^2 \hbar c \Gamma / \lambda^3.$$

Напомним, что  $\hbar = 10^{-27}$  erg/s,  $c = 3 \cdot 10^{10}$  cm/s,  $1 \text{ erg/s} = 10^{-7}$  W. Для дипольного перехода  $2^3S_1 - 2^3P_1$  атома гелия, у которого  $\lambda = 1.083 \cdot 10^{-4}$  cm,  $\gamma = 10^7 \text{ s}^{-1}$ ,  $\Gamma = \gamma/2$ , имеем

$$I_{\text{sat}} = 1.9 \text{ mW/cm}^2.$$

В экспериментах, где используется этот переход, интенсивность  $I$  сравнима с  $I_{\text{sat}}$ . Это позволяет при наших оценках параметр насыщения  $q$  положить равным единице.

## Список литературы

- [1] Drake G., Yan Z.-C. // Can. J. Phys. 2008. V. 86. P. 45.
- [2] van Rooij R., Borbely J.S., Simonet J., Hoogerland M.D., Eikema K.S.E., Roozendaal R.A., Vassen W. // Science. 2011. V. 333. P. 196.
- [3] Vassen W. // EPJ Web of Conferences. 2013. V. 57. P. 02006. 10.1051/epjconf/20135702006
- [4] Baklanov E.V., Denisov A.V. // Laser Phys. 1999. V. 9. P. 259.
- [5] Летохов В.С., Чеботаев В.П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1990. 512 с.
- [6] Eikema K.S., Ubachs W., Vassen W., Hogervorst W. // Phys. Rev. A 1997. V. 55. P. 1866.
- [7] Бакланов Е.В., Бетеров И.М., Дубецкий Б.Я., Чеботаев В.П. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 289.
- [8] Baklanov E.V., Beterov I.M., Chebotayev V.P., Dubetsky B.Y. // Appl. Phys. 1976. V. 11. P. 75.