01

Наблюдение внутри доплеровского зеемановского расщепления линии D1 атомарного цезия в малых магнитных полях методом спектроскопии насыщенного поглощения

© Г.Г. Козлов

Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия
e-mail: gkozlov@photonics.phys.spbu.ru

Поступила в редакцию 11.09.2025 г.
В окончательной редакции 11.09.2025 г.
Принята к публикации 19.11.2025 г.

Предложена простая модель, позволяющая количественно описать эксперименты по наблюдению эффекта Зеемана на линии D1 в атомарных парах цезия методом спектроскопии насыщенного поглощения (СНП). Показано, что простое исключение вклада нулевой скоростной группы в спектр поглощения недостаточно для интерпретации результатов СНП атомарного цезия в области линии D1. Представленные в работе эксперименты, иллюстрирующие предложенную модель, проводились в малом магнитном поле, когда зеемановское расщепление атомных мультиплетов было существенно меньше допплеровского уширения.

Ключевые слова: спектроскопия паров щелочных металлов, линия D1 цезия, спектроскопия насыщенного поглощения, неразрешенное зеемановское расщепление.

DOI: 10.61011/OS.2026.02.62686.7621-25

1. Введение

Лазерная спектроскопия насыщенного поглощения (СНП) во встречных пучках (Doppler-free laser spectroscopy) является эффективным методом наблюдения и исследования атомной энергетической структуры в условиях значительного допплеровского уширения [1–8]. Широкое применение перестраиваемых полупроводниковых лазеров существенно упрощает эксперименты по СНП, однако их интерпретация не всегда очевидна в силу нелинейного характера самой методики СНП [1,2,9]. В предлагаемой работе с помощью методики СНП наблюдается зеемановское расщепление компонент линии D1 цезия (Cs) в малых магнитных полях в геометрии Фойхта, когда оно существенно меньше допплеровской ширины компонент и его прямое наблюдение невозможно. С помощь предложенной простой модели удалось количественно интерпретировать полученные спектры, которые имеют богатую структуру, связанную с различием величин и знаков g-факторов основного (g_g) и возбужденного (g_e) мультиплетов атома Cs, формирующих линию D1.

Работа построена следующим образом. Во втором разделе описываются метод СНП и экпериментальная установка. На примере спектров атомных паров цезия, полученных нами по методике СНП в слабом магнитном поле, демонстрируется недостаточность простого исключения вклада атомов нулевой скоростной группы для интерпретации указанных спектров. В третьем разделе приводятся необходимые сведения о релаксационных механизмах в атомной системе и о моделировании атомных спектров. В четвертом разделе излагается теоретическая модель, позволяющая количественно интерпретировать магнитное поведение спектров. В пятом разделе описывается эксперимент и приводятся необходимые комментарии. Результаты работы кратко суммируются в Заключении.

2. Метод спектроскопии насыщенного поглощения. Экспериментальная установка

Поясним метод СНП [2] и попутно опишем использованную в нашей работе экспериментальную установку на рис. 1, *a*. Слабый зондирующий пучок (он распространяется слева направо) получается отщеплением пучка перестраиваемого лазера *1* светоделительной пластинкой *2* и ослаблением его интенсивности до величины $\sim 1\,\mu$W. Пройдя кювету *4* с парами Cs, зондирующий луч попадает в фотоприемник *5*, выходной сигнал которого регистрируется осциллографом *6*. При сканировании частоты перестраиваемого лазера в области линии поглощения атомных паров (мы работали в спектральной области линии D1 паров цезия $\lambda = 894.593$ nm) на экране осциллографа наблюдается спектр поглощения атомной системы в канале слабого зондирующего пучка, который (спектр) в наших экспериментах не зависел от интенсивности зондирующего пучка (непертурбативность зондирующего пучка).

В методе СНП, кроме слабого зондирующего пучка, на исследуемую систему атомных паров действует относительно мощный пучок накачки, который распространяется навстречу зондирующему пучку [2,10] и не попадает

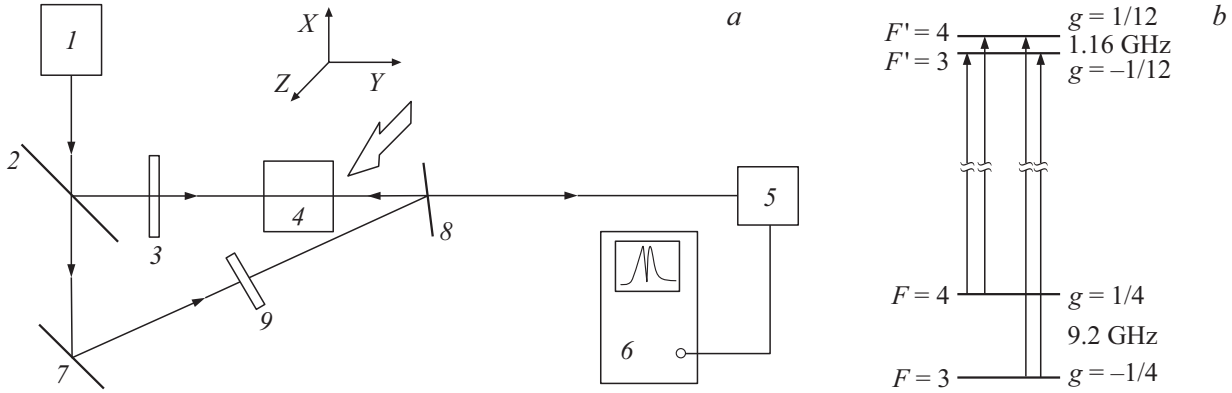

Рис. 1. (*a*) Схема экспериментальной установки. *1* — перестраиваемый лазер, *2* — светоделительная пластинка, *3* — аттенюатор, *4* — кювета с парами Cs, *5* — фотоприемник, *6* — осциллограф, *7* — зеркало, *8* — полупрозрачная пластинка, *9* — аттенюатор. (*b*) Переходы, формирующие линию D1 цезия. Около каждого мультиплета показан полный момент (слева) и *g*-фактор (справа).

в фотоприемник (рис. $1,a$). В нашей установке этот пучок формировался зеркалом *7* и полупрозрачной пластинкой *8*. Мощность пучка накачки обычно составляла $\sim$5 mW и могла изменяться с помощью аттенюатора *9*. Зондирующий пучок и пучок накачки имели диаметр ~ 3 mm и обычно были поляризованы перпендикулярно магнитному полю (вдоль оси X лабораторной системы координат, рис. $1,a$). Эксперименты проводились при температуре 22 °C, длина кюветы составляла 50 mm.

Метод СНП заключается в регистрации изменения спектра поглощения атомной системы, наблюдаемого в канале слабого зондирующего пучка, при включении (выключении) пучка накачки (рис. $1,a$). Обозначим через Ω и ω соответственно несмещенную эффектом Допплера частоту атомного перехода и частоту лазерных пучков. Как известно, атомы скоростной группы $\mathbf{v}$, находящиеся в поле электромагнитной волны с волновым вектором $\mathbf{k} = (0, k, 0), k \equiv \omega/c$, ($c$ — скорость света), испытывают возбуждение на смещенной частоте $\omega + (\mathbf{k}, \mathbf{v}) = \omega + kv_y$ (эффект Допплера). Следовательно, в общем случае зондирующий и накачивающий пучки (имеющие противоположные знаки волновых векторов) являются резонансными для атомов разных скоростных групп: зондирующий пучок резонансен атомам скоростной группы $v_y^{pr} = [\Omega - \omega]/k$, а накачивающий — группы $v_y^{pu} = [\omega - \Omega]/k$. Поэтому в общем случае включение (выключение) пучка накачки никак не влияет на коэффициент пропускания зондирующего пучка — даже если пучок накачки полностью просветляет атомы скоростной группы $v_y^{pu} = [\omega - \Omega]/k$, состояние зондируемых атомов скоростной группы $[\Omega - \omega]/k$ при этом не меняется. Исключением является ситуация, когда зондируемая и накачиваемая скоростные группы совпадают, что имеет место при $\omega = \Omega$. В этом случае пучок накачки просветляет зондируемую нулевую скоростную группу атомов ($v_y = 0$), вследствие чего в центре линии поглощения атомных паров, наблюдаемой в канале зондирующего пучка, включение накачивающего пучка приводит к появлению провала (рис. $2,a$). При не слишком мощном накачивающем пучке ширина провала (в нашем случае ~ 10 MHz) определяется однородной шириной δ атомных переходов и, как правило, существенно меньше допплеровской ширины $\Delta \equiv kv_T$, $v_T \equiv \sqrt{\frac{2k_BT}{m}}$, где T — температура, k_B — постоянная Больцмана, m — масса атома (рис. $2,a$). Наблюдение и характеризация этого провала составляют содержание методики СНП, которая позволяет получать информацию об исследуемой атомарной системе при существенно более высоком спектральном разрешении, чем допплеровская ширина Δ [4]. В предлагаемой работе методика СНП будет использована для наблюдения зеемановского расщепления мультиплетов линии D1 атомарного цезия в малых магнитных полях. Наблюдение подобного расщепления методом СНП в электрическом поле было описано в [3,11]. Применение методики СНП для регистрации эффекта Зеемана на молекулах CH_4 описано в [3,12]. Мы используем метод СНП для наблюдения зеемановского расщепления в атомарных парах цезия [13], а основное содержание нашей работы заключается в простой количественной интерпретации этих экспериментов.

В простейшем рассмотрении эффект, лежащий в основе метода СНП, можно представить себе следующим образом. Обозначим через $A(\nu)$ спектр поглощения „покоящегося атома“ ($\nu \equiv \Omega - \omega$ — оптическая расстройка). Тогда уширеный эффектом Допплера спектр поглощения атомной системы $a_0(\nu)$ при выключенном пучке накачки можно выразить с помощью распределения Максвелла $\rho_M(v)$ как

$$a_0(\nu) = \int \rho_M(v) A(\nu - kv) dv, \qquad (1)$$

$$\rho_M(v) \equiv N \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2}\right)\frac{1}{\sqrt{\pi}v_T}, \qquad v_T \equiv \sqrt{\frac{2k_BT}{m}}.$$

Здесь N — полное количество атомов в зондирующем пучке. При включении накачивающего пучка вклад скоростной группы $v = 0$ выпадает из спектра поглощения в

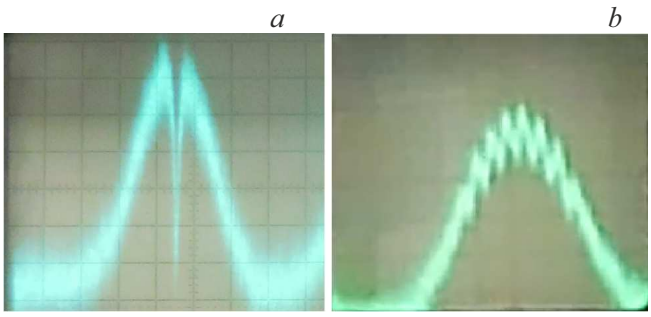

Рис. 2. (a) Провал в спектре поглощения паров Cs, регистрируемого на установке рис. 1, при включенном пучке накачки. (b) Расщепление провала в поперечном магнитном поле $B \approx 100$ Gs.

меру просветления этой группы накачивающим пучком. „Объем“ δv этой скоростной группы в пространстве скоростей может быть оценен как $\delta v \sim \delta/k$ (где δ — однородная ширина атомного перехода), после чего спектр поглощения в канале зондирующего пучка, регистрируемый при включенном накачивающем пучке, можно представить как

$$a(\nu) = \int \rho_M(v) A(\nu - kv) dv - \frac{\xi\delta}{k} \rho_M(0) A(\nu), \qquad (2)$$

где ξ — подгоночный параметр, причем в типичном случае, когда накачивающий пучок практически полностью просветляет резонансную скоростную группу, но не приводит еще к существенному увеличению "объема" этой группы по сравнению с введенной выше величиной δ/k, параметр $\xi \sim 1$ (рис. 2, a).

Как мы увидим ниже, описанная картина формирования провала в спектре, получаемом по методике СНП, нуждается в существенной корректировке при анализе поведения атомарной системы в статическом магнитном поле. Магнитное поле **B** в наших экспериментах прикладывалось перпендикулярно обоим пучкам и было настолько мало ($B \sim 100$ Gs), что спектр поглощения, регистрируемый при выключенном накачивающем пучке, слабо зависел от величины B. Это свидетельствовало о том, что зеемановское расщепление атомных мультиплетов было существенно меньше, чем неоднородная допплеровская ширина Δ. Что касается провала, регистрируемого по методике СНП, то он обнаруживал уверенно наблюдаемое зеемановское расщепление (рис. 2, b), существенно зависящее от соотношения полных моментов основного и возбужденного мультиплетов компонент линии D1 цезия (сравните верхний и нижний спектр на рис. 3). Ниже будет построена простая теория, позволяющая количественно описать наблюдаемое магнитное поведение спектра поглощения атомарных паров цезия, регистрируемого по методике СНП.

3. Сверхтонкая накачка и спектр поглощения „покоящегося атома“

Прежде чем переходить к построению упомянутой выше теории, укажем механизм обеднения населенностей атомных состояний основного и возбужденного резонансных мультиплетов, который мы будем считать основным при интерпретации наших экспериментов. Допустим, что накачивающий пучок насыщает переход $F = 4 \to F' = 3$ линии D1 цезия (рис. 1, b). Мы будем считать, что исходно состояния резонансного ($F = 4$) и нерезонансного ($F = 3$) основных мультиплетов равно заселены, а заселенности возбужденных мультиплетов равны нулю. Накачка перехода $F = 4 \to F' = 3$ заселяет возбужденный резонансный мультиплет $F' = 3$, откуда идет быстрый радиационный распад на оба основных мультиплета $F = 4$ и $F = 3$. Поскольку накачка опустошает только мультиплет $F = 4$, происходит эффективное заселение мультиплета $F = 3$ и обеднение населенностей состояний резонансного основного мультиплета $F = 4$. Этот процесс называется сверхтонкой накачкой [14,15] и мы будем считать его основным в нашем рассмотрении.

Обозначим атомные состояния основного (возбужденного) резонансного мультиплета как $|g, M\rangle$ ($|e, M\rangle$), где $M = -F, \ldots, F$ ($M = -F', \ldots, F'$) – проекция атомного момента на направление магнитного поля. Тогда энергии состояний основного (возбужденного) мультиплета могут быть выражены с помощью магнетона Бора μ как $E^g_M = \omega_{L2} M$, ($E^e_{M'} = \Omega + \omega_{L1} M'$), где $\omega_{L2} = g_g \mu B/\hbar$ ($\omega_{L1} = g_e \mu B/\hbar$) – ларморовы частоты основного (возбужденного) мультиплета. С помощью этих определений введенный выше спектр поглощения „покоящегося атома“ можно представить в виде (несущественные для нас сейчас размерные коэффициенты опустим)

$$A(\nu) = \sum_{MM'} \mathcal{L}(\omega_{L2} M' - \omega_{L1} M - \nu)\, [\sigma_{gM} - \sigma_{eM'}] |\langle eM'|D|gM\rangle|^2,$$

$$\mathcal{L}(x) \equiv \frac{1}{\pi} \frac{\delta}{\delta^2 + x^2}, \quad D = S_x \sin\phi + S_z \cos\phi. \qquad (3)$$

Здесь σ_{gM} ($\sigma_{eM'}$) — нормированные на единицу заселенности состояний основного (возбужденного) мультиплета, ϕ — азимут линейной поляризации зондирующего пучка, а матричные элементы векторных операторов $S_{x,z}$ между состояниями с заданной проекцией момента известны в явном виде [16]. При выключенном накачивающем пучке $\sigma_{gM} = 1/[2F + 1 + 2f + 1] \equiv s$, $\sigma_{eM'} = 0$, где f — полный момент нерезонансного основного мультиплета. Прямая подстановка формулы (3) в выражение (2) позволяет описать наблюдаемый с помощью методики СНП провал (рис. 2, a) в нулевом магнитном поле ($\omega_{L1} = \omega_{L2} = 0$). Однако попытка описать таким образом расщепление провала, вызываемое поперечным магнитным полем (т.е. при $\omega_{L1,2} \neq 0$), демонстрирует

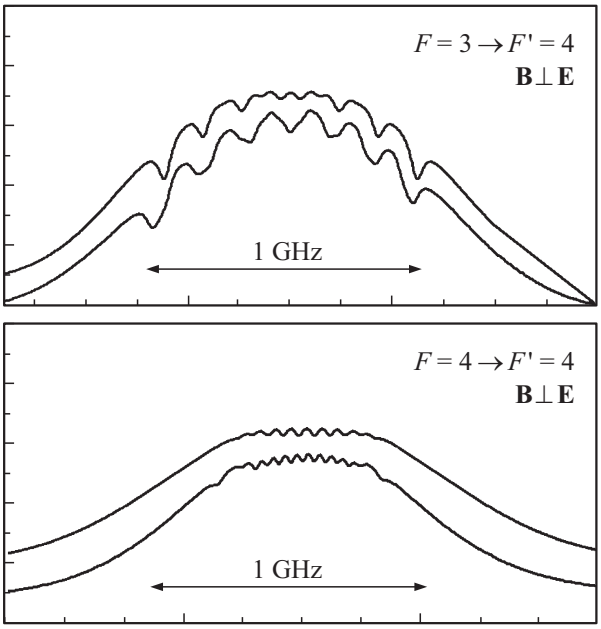

Рис. 3. Наблюдение зеемановского расщепления компонент линии D1 спектра поглощения цезия методом СНП в магнитном поле $B \approx 100$ Gs: переход $F = 3 \to F' = 4$ (верхний рисунок), $F = 4 \to F' = 4$ (нижний рисунок). Спектры показаны в произвольных единицах. Приведены также спектры, полученные вычитанием нулевой скоростной группы по формуле (2) (смещенные вверх кривые). Горизонтальной двунаправленной стрелкой показан частотный масштаб.

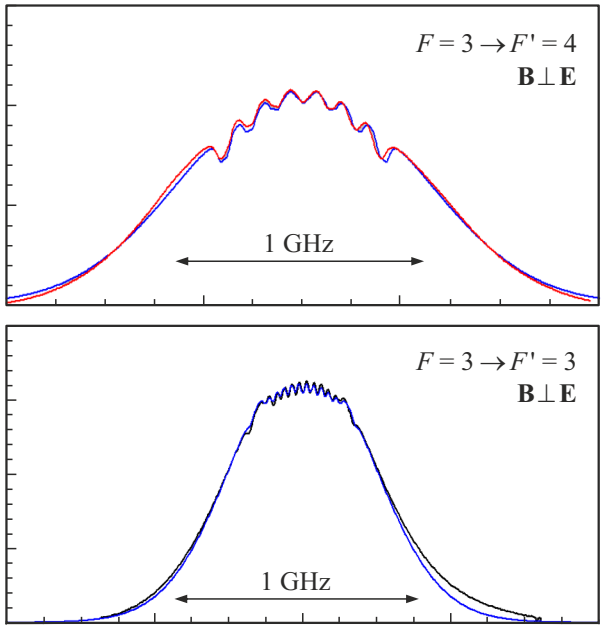

Рис. 4. Наблюдение зеемановского расщепления компонент линии D1 спектра поглощения цезия методом СНП: переход $F = 3 \to F' = 4$ (верхний рисунок), $F = 3 \to F' = 3$ (нижний рисунок). $B \approx 100$ Gs. Спектры показаны в произвольных единицах. Показаны результаты подгонки экспериментальных спектров с помощью формулы (8) (гладкие кривые). Горизонтальной двунаправленной стрелкой показан частотный масштаб.

заметное рассогласование расчетных и теоретических спектров (рис. 3), что указывает на необходимость более детального рассмотрения насыщения атомной системы при наличии магнитного поля.

4. Теория насыщения атомных паров в малом магнитном поле

Рассмотрим сначала нашу атомную систему при выключенном накачивающем пучке. Резонансными для зондирующего лазерного пучка частотой ω являются скоростные группы $v_{MM'}$[1], определяемые как

$$v_{M'M} = \frac{\omega - E^e_{M'} + E^g_M}{k}. \tag{4}$$

Атомы этих скоростных групп (в общем случае количество этих групп $(2F+1)(2F'+1)$) формируют наблюдаемое поглощение в канале зондирующего пучка. Если изменить населенности состояний, из которых идут переходы в этих группах (назовем эти состояния стартовыми), то изменится и регистрируемое поглощение.

Включим теперь накачивающий пучок. Обозначим через $\tilde{v}_{L'L}$ скоростные группы, которые этот пучок резонансно насыщает. Они отличаются от $v_{M'M}$ (4) знаком фактора k (т.е. $k \to -k$):

$$\tilde{v}_{L'L} = \frac{E^e_{L'} - E^g_L - \omega}{k}. \tag{5}$$

Для того, чтобы накачка повлияла на атомы скоростной группы $v_{M'M}$ (4), необходимо, чтобы среди групп $\tilde{v}_{L'L}$ (5) нашлась группа, совпадающая с $v_{M'M}$, т.е. чтобы нашлись такие L и L', что $\tilde{v}_{L'L} = v_{M'M}$ и, следовательно, $E^e_{L'} - E^g_L - \omega = \omega - E^e_{M'} + E^g_M$. Кроме того, необходимо, чтобы в скоростной группе $\tilde{v}_{L'L}$ накачивающий пучок обеднял бы то же состояние $|gM\rangle$, которое является стартовым для зондирующего пучка, т.е. должно быть $E^g_L = E^g_M$. Выполнение этих двух требований приводит к следующему условию на частоту пучков ω:

$$\omega = \frac{E^e_{L'} + E^e_{M'}}{2} - E^g_M. \tag{6}$$

При выполнении этого условия накачивающий пучок эффективно насыщает атомы скоростной группы $v_{M'M}$ (эти атомы переводятся в состояния нерезонансного основного мультиплета благодаря описанному выше механизму сверхтонкой накачки), и их вклад в поглощение зондирующего пучка „выпадает“, т.е. становится принебрежимо мал. При этом, разумеется, необходимо, чтобы соответствующий переход для накачивающего пучка был бы разрешен. Таким образом, частоты $\omega_{L'M'M}$, на которых включение накачивающего пучка вызывает

[1] Всюду ниже имеется в виду параллельная (антипараллельная) зондирующему (накачивающему) пучку y-компонента скорости атомов.

появление провалов, определяются выражением (6) и следующим условием:

$$|\langle gM|S_x \sin\theta + S_z \cos\theta|eL'\rangle|^2 \neq 0. \qquad (7)$$

Здесь θ — азимут линейной поляризации накачивающего пучка (он может не совпадать с азимутом ϕ зондирующего пучка).

Когда частота зондирующего пучка $\omega = \omega_{L'M'M}$, то, как это видно из (4) и (6), зондируется скоростная группа $v_{M'M} = [E^e_{L'} - E^e_{M'}]/2k$. Число атомов в этой группе $\sim s\rho_M([E^e_{L'} - E^e_{M'}]/2k)\delta v$. Имея это в виду, для изменения спектра поглощения по пробному пучку $\Delta a(\nu)$, возникающего при включении накачивающего пучка, можно написать следующее выражение:

$$\Delta a(\nu) = s \sum_{L'M'M} \mathcal{L}\left(\omega_{L'M'M} - \omega\right)$$
$$\times |\langle eM'|S_x \sin\phi + S_z \cos\phi|gM\rangle|^2$$
$$\times J\left(|\langle gM|S_x \sin\theta + S_z \cos\theta|eL'\rangle|^2\right)\rho_M\left(\frac{E^e_{L'} - E^e_{M'}}{2k}\right)\delta v. \qquad (8)$$

Здесь функция $J(x)$ реализует условие (7), т.е. $J(0) = 0$ и $J(x \neq 0) = 1$. Величина δv была нами оценена выше как $\delta v \sim \delta/k$.

Результаты подгонки экспериментально полученных спектров поглощения паров цезия в поперечном магнитном поле по методике СНП (рис. 1) с помощью формулы (8) приведены на рис. 4. Пробная функция имела вид $a(\nu) = a_0(\nu) - \xi\Delta a(\nu)$, где $a_0(\nu)$ вычислялась с помощью выражений (1) и (3):

$$a_0(\nu) = s \int d\upsilon \rho_M(\upsilon) \sum_{MM'} \mathcal{L}(\omega_{L2}M' - \omega_{L1}M - \nu + k\upsilon)\times$$
$$\times |\langle eM'|S_x \sin\phi + S_z \cos\phi|gM\rangle|^2 \approx (\text{при } \Delta \gg \delta)$$
$$\approx \frac{s}{k} \sum_{MM'} \rho_M\left(\frac{\nu - \omega_{L2}M' + \omega_{L1}M}{k}\right)\times$$
$$\times |\langle eM'|S_x \sin\phi + S_z \cos\phi|gM\rangle|^2. \qquad (9)$$

Практически все важные для нас параметры, входящие в (8) и (9), известны из литературы [17]. Развернутые выражения для $\Delta a(\nu)$ и требуемых матричных элементов приведены в Приложении.

5. Эксперимент

Приведенные выше рассуждения и расчеты предполагают, что провалы в спектре поглощения, регистрируемые по методике СНП, возникают в результате практически полного обеднения стартовых состояний переходов, обусловливающих поглощение слабого зондирующего пучка. Установка интенсивности зондирующего и накачивающего пучков, необходимая для получения такого режима в наших экспериментах, производилась следующим образом. На первом этапе магнитное поле выключалось, накачивающий пучок закрывался, а интенсивность зондирующего пучка выбиралась настолько малой ($\sim 1\,\mu$W при диаметре пучка ~ 3 mm), что спектр поглощения кюветы с парами цезия, получаемый сканированием частоты ω перестраиваемого лазера *1* (рис. 1), переставал зависеть от интенсивности. При открывании накачивающего пучка в центре спектра появлялся провал (рис. 2, *a*) и интенсивность накачивающего пучка выбиралась такой, чтобы амплитуда провала была практически полной (рис. 2, *a*), а его ширина несущественно превосходила свое значение, получаемое при уменьшении интенсивности накачки. Такой режим было несложно получить при интенсивностях накачки $\sim 1-5$ mW, после чего получаемые спектры с провалом подгонялись с помощью функций $\Delta a(\nu)$ (8) и $a_0(\nu)$ (9) при $\omega_{L1,2} = 0$ и $\xi \sim 1$. Затем включалось поперечное магнитное поле, причем картина расщепления провала хорошо воспроизводилась формулами (8) , (9) (рис. 4). Зондирующий и накачивающий пучки были линейно поляризованы перпендикулярно магнитному полю ($\theta = \phi = \pi/2$) – при этом спектры при $F = F'$ (рис. 4, нижний рисунок) получались наиболее эффектными.

Богатая структура спектров рис. 4 связана с различием g-факторов основного и возбужденного мультиплетов цезия ($|g_g| = 1/4$ и $|g_e| = 1/12$), вследствие чего появляются три сдвинутые по отношению друг к другу частотные „лестницы“ с шагом $M[\omega_{L1} - \omega_{L2}] = M\mu B[g_e - g_g]/\hbar, M = -F, \ldots, F$ (см. (П1)). Если зондируемые мультиплеты имеют разные полные моменты (рис. 4, верхний рисунок), то из-за различия знаков g-факторов упомянутая „лестница“ оказывается более разреженной, чем в случае совпадения полных моментов (рис. 4, нижний рисунок), когда знаки g-факторов совпадают.

6. Заключение

В работе описаны эксперименты по наблюдению зеемановского расщепления мультиплетов линии D1 атомарного цезия методом СНП в малых магнитных полях, когда указанное расщепление существенно меньше допплеровской ширины линии, и предложена простая модель для их количественного описания. Показано, что спектры, регистрируемые методом СНП, не получаются путем простого исключения вклада нулевой скоростной группы, а требуют более последовательного рассмотрения обеднения атомных состояний пучком накачки.

Благодарности

Автор благодарит сотрудников Лаборатории оптики спина Санкт-Петербургского государственного университета В.С. Запасского, И.И. Рыжова, А.А. Фомина за помощь в проведении экспериментов и полезные советы.

Автор благодарит А.К. Вершовского, А.С. Пазгалева за плодотворное обсуждение.

Финансирование работы

Автор благодарит СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта № 125022803069-4.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Приложение

Приведем в развернутом виде выражения, использованные при построении теоретических спектров рис. 4. В приведенных ниже формулах входящие в выражение (8) матричные элементы оператора S_x при $F' = F \pm 1, F$ выражены через матричные элементы оператора $S_+ \equiv S_x + \imath S_y$ [16]. Кроме того, поскольку $\omega_{L1,2} \ll \Delta$, мы положили $\rho_M\left(\frac{E^e_{L'}-E^e_{M'}}{2k}\right) \equiv \rho_M(0)$:

$$\Delta a(\nu) = \rho_M(0)\,\frac{\delta}{k}\sum_{l=-1}^{1}\sum_{M=-F}^{F}\left\{\frac{\sin^2\phi}{4}\right.$$
$$\times\,\mathcal{L}\left(\nu + M[\omega_{L1}-\omega_{L2}] + \omega_{L1}\frac{l+1}{2}\right)\left|\langle F', M+1|S_+|FM\rangle\right|^2$$
$$+\,\frac{\sin^2\phi}{4}\,\mathcal{L}\left(\nu + M[\omega_{L1}-\omega_{L2}] + \omega_{L1}\frac{l-1}{2}\right)$$
$$\times\left|\langle F, M|S_+|F', M-1\rangle\right|^2 + \cos^2\phi$$
$$\left.\times\,\mathcal{L}\left(\nu + M[\omega_{L1}-\omega_{L2}] + \omega_{L1}\frac{l}{2}\right)\left|\langle F', M|S_z|FM\rangle\right|^2\right\}J(X_{Ml}), \quad (\text{П1})$$

где

$$X_{M,l} \equiv \frac{\delta_{l,1}\sin^2\theta}{4}\left|\langle F', M+1|S_+|FM\rangle\right|^2$$
$$+\,\frac{\delta_{l,-1}\sin^2\theta}{4}\left|\langle F, M|S_+|F'M-1\rangle\right|^2$$
$$+\,\delta_{l,0}\cos^2\theta\left|\langle F', M|S_z|FM\rangle\right|^2, \quad (\text{П2})$$

и

$$\langle F, M+1|S_+|F-1, M\rangle = \sqrt{\frac{(F+M)(F+M+1)}{2}}, \quad (\text{П3})$$
$$\langle F-1, M+1|S_+|F, M\rangle = -\sqrt{\frac{(F-M)(F-M-1)}{2}},$$
$$\langle F, M|S_z|F-1, M\rangle = \langle F-1, M|S_z|F, M\rangle = -\sqrt{\frac{F^2-M^2}{2}},$$
$$\langle F, M+1|S_+|F, M\rangle = \sqrt{F(F+1)-(M+1)M}, \quad (\text{П4})$$
$$\langle F, M|S_z|F, M\rangle = M.$$

При расчетах функция $J(x)$, реализующая условие (7), бралась в виде $J(x) = \frac{x^2}{\delta_1^2+x^2}$, причем изменение δ_1 от 0.01 до 1 не приводило к существенному изменению результата.

Список литературы

[1] P.W. Smith, T.W. Hansch. Phys. Rev. Lett., **26**, 740 (1971).
[2] A.L. Schawlow. Rev. Mod. Phys., **54**, 697 (1982). DOI: 10.1103/RevModPhys.54.697
[3] В.С. Летохов, В.П. Чеботаев. *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии* (Наука, М., 1975).
[4] В.С. Летохов, В.П. Чеботаев. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (Наука, Москва, 1990).
[5] V.S. Letokhov. *High Resolution Laser Spectroscopy*. K. Shimoda, ed., Vol. 13 of Topics in Applied Physics (Springer-Verlag, 1976), Chap. 4.
[6] Moustafa Abdel Hafiz, Gregoire Coget, Emeric De Clercq, Rodolphe Boudot. Optics Letters, **41** (13), 2982 (2016). DOI: 10.1364/OL.41.002982
[7] Н.Г. Басов, И.Н. Компанец, О.Н. Компанец, В.С. Летохов, В.В. Никитин. Письма в ЖЭТФ, **9**, 568 (1969).
[8] В.Л. Григорьева, Э.И. Иванов, Н.И. Калитеевский. УФН, **119** (1), 149 (1976).
[9] Д.В. Бражников, А.С. Новокрещенов, С.М. Игнатович, А.В. Тайченачев, В.И. Юдин. Квант. электрон., **46**, 5 (2016). DOI: 10.1070/QEL15989
[10] Ю.А. Матюгин, Б.И. Трошин, В.П. Чеботаев. Опт. и спектроск., **31**, 111 (1971).
[11] A.C. Luntz, R.G. Brewer. J. Chem. Phys., **54**, 3641 (1971).
[12] E.E. Uzgiris, J.L. Hall, R.L. Barger. Phys.Rev.Lett., **26**, 289 (1971). DOI: 10.1103/PhysRevLett.26.289
[13] Pengyuan Chang, Jingyang Liu, Xingyu Zhou, Jian Li, Xiaomeng Wang, Jingbiao Chen, Qin Wang. J. Opt. Soc. Am. B, **40** (8), 2221 (2023). DOI: 10.1364/JOSAB.495883
[14] A. David, Smith Ifan, G. Hughes. Am. J. Phys., **72** (5), (2004).
[15] A. Moretti, F. Strumia. Phys. Rev. A, **3**, 349 (1971). DOI: 10.1103/PhysRevA.3.349
[16] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика: нерелятивистская теория* (Наука, М., 1974).
[1] Daniel A. Steck. Theoretical Division (T-8), MS B285 Los Alamos National Laboratory Los Alamos, NM 87545. [Электронный ресурс]. URL: https://pdf4pro.com/view/cesium-d-line-data-steck-7758dd.html