

ДИНАМИКА ПРОЦЕССА ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ В ЯЧЕЙКАХ С ПОКРЫТИЕМ, ЗАПОЛНЕННЫХ ПАРАМИ Rb

А. КРАСТЕВА¹, Э. МАРИОТТИ^{2*}, Й. ДАНЧЕВА², К. МАРИНЕЛЛИ^{2,3},
Л. МАРМУГИ^{2,3,4}, Л. СТАЧИНИ², С. ГОДЗИНИ³,
С. ГАТЕВА¹, С. КАРТАЛЕВА¹

¹Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria

²Department of Physical, Geological and Environmental Sciences,
University of Siena, Italy

³Istituto Nazionale di Ottica del CNR-S.S. Pisa, Italy

⁴Department of Physics and Astronomy, University College London, United Kingdom

*e-mail: mariotti@unisi.it

(Поступила в редакцию 9 октября 2020 г.)

Основной целью нашего исследования является лучшее понимание взаимодействия атом – поверхность, его влияния на эксперимент, а также применение для разработки воспроизводимого метода создания поглощающих ячеек с надежным покрытием. В настоящей работе сообщается о влиянии интенсивности, а также и скорости сканирования частоты диодного лазера на спектр D₂ линии атомов Rb, содержащихся в стеклянных ячейках с парафиновым покрытием и покрытием из поли-ди-метил-силоксана (PDMS). Антирелаксационное покрытие внутренних стенок стеклянных ячеек позволяет расширить область наведенной светом оптической ориентации атомов по всему объему ячейки и по распределению по атомным скоростям. Кроме этого, для дальнейшего исследования роли атомов, адсорбированных на антирелаксационных покрытиях, проведено сравнение спектров D₂ линии в двух случаях: с освещением стенок ячейки ультрафиолетовой лампой и без. Для анализа экспериментальных результатов развита теоретическая модель на основе скоростных уравнений. Выявленное поведение легло в основу простого метода для тестирования поверхностей с покрытием. Он может найти применения во всех случаях, когда критична периодическая оценка состояния органического покрытия – от спектроскопии паров до магнитооптического пленения редких и радиоактивных частиц.

1. Введение

Антирелаксационные органические покрытия – общепринятое средство предотвращения, или даже подавления рандомизации спина атомарных паров из-за столкновений атом–поверхность на стенках спектроскопических стеклянных ячеек. В этом случае, при условии, что плотность атомов достаточно низка для предотвращения изменения проекции спина $\langle S_z \rangle$ столкновениями с обменом

спина, оператор $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle$ дает основной вклад в спиновую динамику [1–6]. Иными словами, благодаря органическим покрытиям, таким как пленки силикона или парафина, $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle$ не изменяется во времени в течение десятков секунд и более [7]. Вследствие их свойства сохранять спин, органические покрытия были успешно применены в магнитометрии, лазерном охлаждении и пленении, высокоточных измерениях частоты и фотонных сенсорах, о чем сообщалось, например, в работах [8–10].

Более того, было выявлено, что антирелаксационное покрытие аккумулирует существенное количество атомов щелочных металлов, как на его поверхности, так и в толще (т.н. «адатомы»), которые могут легко освобождены нерезонансным светом низкой интенсивности вследствие процесса, именуемого «светоиндуцированная атомная десорбция» (LIAD) [11]. В этом контексте, предварительные исследования показали, что атомы щелочных металлов, переходящие в паровую фазу посредством LIAD-а, влияют на эффективность процесса сверхтонкой оптической накачки [12], чьи свойства, наряду с другими факторами, становятся зависимыми от особенностей фотодесорбции. Подобные выводы были сделаны также в работе [13] в контексте когерентной спектроскопии и электромагнитно-индуцированной прозрачности.

В настоящей работе представлено детальное исследование влияния парафинового и PDMS покрытий на процесс сверхтонкой оптической накачки паров Rb, в сравнении со случаем без покрытия, а также изучено влияние LIAD на эффективность процесса накачки.

Хотя возможны, или даже уже продемонстрированы более сложные методы [14], нами разработан относительно простой, быстрый и недорогой метод оценки свойств покрытий и эффективности лазерно-индуцированной десорбции, основанный на лазерной спектроскопии D_2 линии Rb. В настоящей работе мы исследовали изменения в D_2 линии обоих изотопов рубидия, содержащихся в ячейке как с парафиновым, так и с PDMS покрытием, которые получаются при сканировании треугольными импульсами частоты зондирующего лазера по всей области резонанса. Спектры поглощения сильно видоизменяются сверхтонкой (ст) оптической накачкой: когда скорость сканирования становится меньше, чем скорость релаксации $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle$, в спектрах проявляется сильная зависимость от направления сканирования, т.е. от знака производной частоты по времени. Подобный эффект, связанный с антирелаксационными свойствами органического покрытия, недавно наблюдался в ячейке с Cs [15].

Помимо этого, мы показываем, что LIAD вызывает большие изменения населенности основного состояния вследствие его влияния на процесс накачки. В частности, при увеличении интенсивности десорбирующего света такие

изменения становятся более значимыми, так как растет степень ориентации атомного спина.

Для описания динамики оптической накачки в зависимости как от скорости сканирования лазерной частоты, так и от влияния LIAD-а, проведен теоретический анализ, основанный на скоростных уравнениях (для простоты – только для изотопа ^{85}Rb), что позволяет определить характеристики органического покрытия.

С использованием этой методики продемонстрирован простой и недорогой качественный тест для определения эффективности покрытия. Производители покрытий до сих пор не гарантируют воспроизводимость однородности и функциональности покрытий. Это быстрый и неразрушающий метод оценки характеристик покрытия и отслеживания его деградации во времени, с небольшим влиянием на основной эксперимент.

2. Особенности оптической накачки на линии Rb D_2

Объектом исследований в настоящей работе были спектральные свойства естественной смеси изотопов Rb [$\eta(^{85}\text{Rb}) = 72.2\%$, $\eta(^{87}\text{Rb}) = 27.8\%$], содержащихся в ячейках с парафиновым или PDMS покрытием. Для использования в последующем анализе кратко напомним некоторые характеристики оптической накачки на линии D_2 (сверхтонкая структура показана на Рис.1).

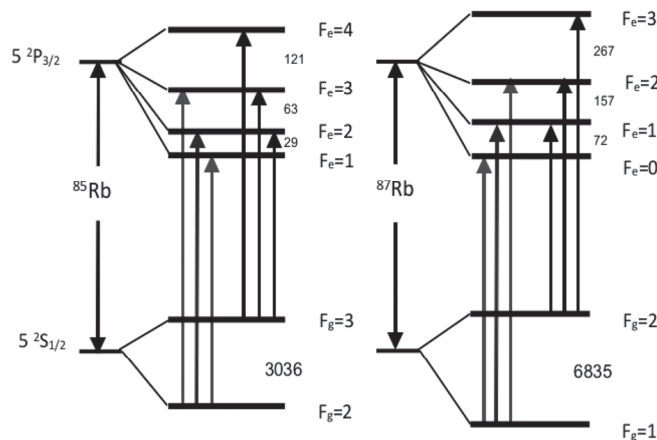


Рис.1. Диаграммы энергетических уровней ^{85}Rb и ^{87}Rb частотный сдвиг между сверхтонкими уровнями указан в МГц.

Заметим, что в области рабочих температур (от 20°C до 30°C) сверхтонкие оптические переходы с одного уровня основного состояния полностью перекрываются вследствие доплеровского уширения: для ячейки, использованной в данном эксперименте измеренная ширина спектральной линии

составляла 400–500 МГц. Это значение больше, чем расстояние между сверхтонкими уровнями возбужденного состояния. Вследствие этого два типа переходов, представляющих интерес ($F_g \rightarrow F_e \leq F_g$ и $F_g \rightarrow F_e > F_g$) не могут быть спектрально разделены.

Напомним, что на переходах $F_g \rightarrow F_e \leq F_g$ происходит потеря населенности из-за сверхтонкой или зеемановской оптической накачки на другие уровни основного состояния, которые не взаимодействуют со светом. Даже если этот тип переходов не закрыт для сверхтонкой оптической накачки, он в любом случае будет подвержен зеемановской оптической накачке на зеемановские подуровни, не взаимодействующие со светом, в зависимости от поляризации: атомная населенность аккумулируется на подуровнях с наивысшими (по модулю) значениями магнитного квантового числа.

В противоположность, переходы $F_g \rightarrow F_e > F_g$, закрытые для сверхтонкой оптической накачки, могут рассматриваться как полностью циклические для поглощающих атомов [16], т.е. атомная населенность распределяется только между двумя уровнями энергии, участвующими в атомном переходе, что известно из процессов лазерного охлаждения и пленения.

3. Экспериментальная установка

Пары Rb при комнатной температуре, содержащиеся в ячейках из пирекса с парафиновым или PDMS покрытием (цилиндрическая форма, с диаметром 25 и 30 мм и длиной 0.76 и 5.3 см соответственно), освещались светом диодного лазера, настроенного на D_2 линию Rb ($\lambda = 780.24$ нм). Свет распространялся вдоль оси вращения ячеек.

Ток лазерного диода периодически модулировался симметричными треугольными импульсами напряжения (скважность 50%). В результате лазерная частота сканировалась по всему спектру линии D_2 , покрывая область примерно 10 ГГц. Частотная модуляция сопровождалась некоторой амплитудной модуляцией (несколько процентов). Передний фронт треугольного импульса соответствовал уменьшению лазерной частоты ($dv/dt < 0$), а задний фронт – увеличению ($dv/dt > 0$). Другими словами, на нарастающем участке лазер сканировался от групп $^{87}\text{Rb } F_1$ и $^{85}\text{Rb } F_2$ до $^{85}\text{Rb } F_3$ и $^{87}\text{Rb } F_2$, и наоборот – на спадающем участке. Спектр поглощения Rb измерялся при разных значениях лазерной интенсивности, получаемых посредством нейтрального светофильтра с переменной оптической плотностью, а также при разных скоростях сканирования лазерной частоты, задаваемой периодом генератора импульсов.

Как показано на Рис.2, лазерный пучок разделяется на две части: Первый пучок расширяется до диаметра 10 мм и направляется на ячейку с покрытием, а второй проходит через ячейку без покрытия, служащую для формирования

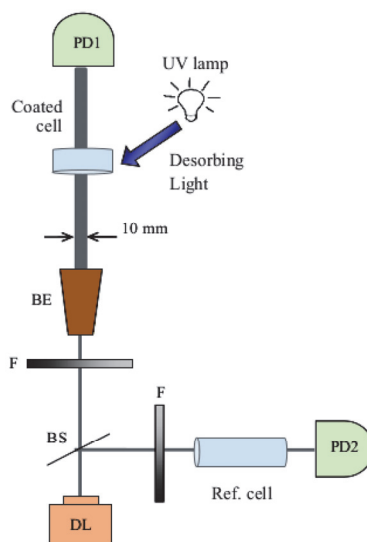


Рис.2. Экспериментальная установка. DL – диодный лазер, BS – делитель пучка, F – нейтральный светофильтр, BE – расширитель пучка, PD1 и PD2 – оптические детекторы.

спектра сравнения. В эксперименте использовался линейно- или циркулярно-поляризованный свет, но полученные результаты слабо зависели от поляризации. Это подтверждает пренебрежимый вклад столкновений с переброжкой спина, а следовательно, и $\langle S_z \rangle$ релаксации. Поэтому в последующем мы будем учитывать только вклад $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle$.

В эксперименте ячейки находились под воздействием фонового лабораторного неоднородного магнитного поля. Более того, лазерное возбуждение на D_2 линии осуществлялось при лазерных интенсивностях, при которых зеемановской оптической накачкой можно пренебречь, так как скорость релаксации выше по сравнению с динамикой исследуемых процессов. Это подтверждается также тем, что полученные результаты не зависят от лазерной поляризации. Так как ячейки держались при комнатной температуре, из-за малой плотности паров можно пренебречь эффектом спинового обмена. Реализованный режим малой оптической толщины позволял напрямую сравнивать результаты, полученные в ячейках с разными длинами, как представлено на последующих рисунках. Мы предлагаем процедуру качественного тестирования характеристик покрытия и его деградации с использованием сверхтонкой оптической накачки и ее релаксации.

Все измерения были проведены одновременной регистрацией сигналов пропускания от ячеек с покрытием и без, причем поглощение нормализовалось на длину из-за разных длин ячеек. В процессе регистрации ячейки поддерживались при неизменных условиях фонового освещения с целью

получения воспроизводимого равновесного значения атомной плотности без дополнительного вклада эффектов десорбции и адсорбции. После облучения УФ лампой или пробным лазером с высокой интенсивностью, позволяющего локально освободить поверхность от атомов, ячейки держались в темноте в течение 24 часов для восстановления равновесного соотношения плотностей атомарных паров и адатомов [17].

Спектры на D₂ линии сравнивались для следующих случаев: (i) ячеек с парафиновым и PDMS покрытиями и (ii) с освещением и без стенок ячеек ультрафиолетовой (УФ) лампой с центральной длиной волны 404 нм и полной шириной на полувысоте 20 нм.

4. Экспериментальные результаты

Спектр, полученный в вакуумной ячейке без покрытия, не зависит от скорости и направления сканирования лазерной частоты, и следовательно, может быть использован как надежный спектр сравнения. Он практически не подвержен оптической накачке из-за рандомизации спина, создаваемой деполяризирующими столкновениями атомов со стенкой.

В противоположность, в ячейках с органическим покрытием направление сканирования лазерной частоты влияет на пропускание на каждой линии поглощения. Более того, снижение скорости сканирования приводит к усилению оптической накачки сверхтонких уровней основного состояния, не взаимодействующих с лазерным светом. Из-за этого процесса, в дополнение к разнице в амплитудах поглощения для двух направлений сканирования, наблюдается хорошо выраженный сдвиг максимума профиля пропускания для каждой линии [12].

Это может быть качественно объяснено следующим образом: очевидно, что форма спектра поглощения определяется относительными населенностями атомных уровней, связанных лазерным полем. Из-за быстрой динамики процесса (время жизни возбужденных состояний – порядка ~10 нс), можно предположить, что населенность уровней основного состояния становится равновесной при скоростях сканирования лазера, использованных в этой работе (0.1 Гц – 10 кГц). Другими словами, можно использовать приближенные скоростные уравнения, основанные на условиях квазиравновесия (Приложение 1). В рамках этих условий, сканированием резонансной лазерной частоты в двух направлениях, охватывая линии поглощения, возможно наблюдать, переводит ли свет атомы из одной группы уровней на другую посредством оптической накачки, и если да, то в какой степени: в каждый момент времени зондирующий лазер, фиксированный на заданной частоте по отношению к временной шкале системы, возбуждает стабильную и определенную населенность.

Степень воздействия этого процесса зависит как от стабильности перераспределения населенности, а значит, например, от деполаризующих столкновений, так и от эффективности оптической накачки. В этом смысле, при быстром сканировании частоты процесс теряет эффективность. При этом соответствующая временная шкала задается макроскопическим временем, необходимым для передачи населенности от одного уровня другому (умеренная оценка дает $\tau \leq 10^{-4}$ с).

Если столкновения атом-стенка приводят к рандомизации спина (т.е. $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle = 0$), эффект перераспределения населенности полностью разрушается. Следовательно, даже при достаточно медленных скоростях лазерного сканирования v_{scan} , оптическая накачка может все еще оставаться неэффективной, и при сканировании в спектре поглощения не будут наблюдаться изменения. Это происходит в случае ячеек без покрытия. С другой стороны, с хорошим антидеполяризационным покрытием, соответствующая временная шкала задается временем релаксации $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle$ (τ_{rel}), которое может быть больше, чем время, в течение которого лазер остается на заданной частоте. В этих условиях скорость сканирования лазера становится существенным параметром. В частности, если $\tau_{\text{rel}} \geq 1/v_{\text{scan}} \geq \tau$, можно напрямую наблюдать на осциллографе проявление эффективности оптической накачки в спектрах поглощения, а значит и оценить качество покрытия.

4.1. Парафиновое покрытие

На Рис.3 показаны сигналы поглощения, наблюдаемые в ячейке с парафиновым покрытием. Спектры, измеренные при разных скоростях сканирования лазера ($v_{\text{scan}} = 41$ Гц и 4.1 Гц на Рис.3а и 3б соответственно) со спадающей ($dv/dt < 0$) и нарастающей ($dv/dt > 0$) частотой, сравнены со спектрами, полученными при тех же условиях в реперной ячейке без покрытия (пунктирные кривые).

Спектры, полученные в реперной ячейке без покрытия не проявляют какой-либо зависимости от v_{scan} или от направления сканирования лазерной частоты. Сигналы поглощения на каждой частоте одинаковы при $v_{\text{scan}} = 41$ Гц и 4.1 Гц, независимо от направления сканирования (от 0 до +10 ГГц или от +10 до 0 ГГц). Отметим, что подобный отклик – ожидаемый результат для вакуумной ячейки, и эти особенности сигнала получаются также в теоретическом спектре, как будет показано в Разделе 5.

В свете предыдущего обсуждения, это поведение в условиях нашего эксперимента является проявлением режима, в котором поляризация атомного спина непрерывно рандомизируется столкновениями атом-стенка и, следовательно, оптическая накачка не имеет вклада или он пренебрежимо мал.

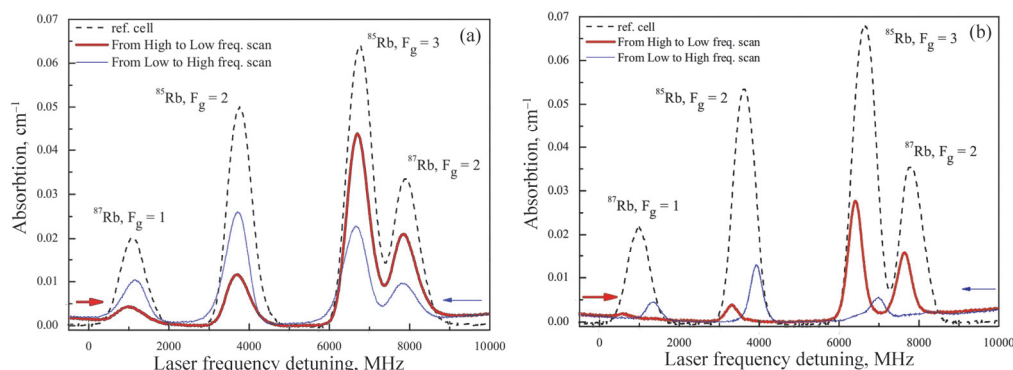


Рис.3. Спектры поглощения на линии D_2 Rb для ячеек с парафиновым покрытием и без (для сравнения) в случае линейно-поляризованного лазера с низкой интенсивностью $I_{las} = 3.17 \text{ мВт/см}^2$ и скорости сканирования лазерной частоты (а) 41 Гц и (б) 4.1 Гц. Спектр атомов Rb в ячейке с парафиновым покрытием показан красной толстой линией для сканирования от высокой к низкой частоте, и синей тонкой линией – для сканирования в обратном направлении.

Такой отклик может быть рассмотрен как имеющий место в случае очень плохого органического покрытия. В противоположность, в присутствии парафинового покрытия в спектрах ясно проявляются изменения.

Это подтверждает картину, описанную в предыдущем разделе: с парафиновым покрытием при сканировании лазера с $dv/dt < 0$ (толстые кривые на Рис.3) атомы в состояниях $^{87}\text{Rb } F_g=1$ и $^{85}\text{Rb } F_g=2$ эффективно возбуждаются резонансным излучением и перекачиваются на другие сверхтонкие уровни основного состояния, которые не взаимодействуют со светом. Обратная ситуация наблюдается, когда лазер сканируется с $dv/dt > 0$. Следовательно, относительная высота соответствующих пиков уменьшается, и такое изменение более выражено с ростом времени, в течение которого лазер остается на данной частоте. Это ясно видно из сравнения Рис.3а и Рис.3б: при $dv/dt < 0$ наблюдается почти полное подавление пика $^{87}\text{Rb } F_g=1$.

Также частотное положение максимума поглощения зависит от направления сканирования лазерной частоты, как сообщалось в [15] в случае Cs. Такой эффект более выражен при $\nu_{scan} = 4.1 \text{ Hz}$ (Рис.3б). Это можно объяснить эффективной оптической накачкой, а значит – хорошим качеством антирелаксационного парафинового покрытия. Так, в случае $dv/dt < 0$ сканирования 82 МГц/мс (толстая линия на Fig.3б) максимумы смещены в сторону высоких частот, в то время как при $dv/dt > 0$ наблюдается противоположное. Это можно качественно понять следующими доводами: для примера, в случае $dv/dt < 0$ лазер вначале входит в резонанс с атомами в состоянии $^{87}\text{Rb } F_g=1$, имеющими высокую скорость. Эти атомы перекачиваются

на другой сверхтонкий уровень. В результате перераспределения групп атомов по скоростям из-за столкновений атомов с покрытием, сохраняющих спиновую поляризацию, все больше и больше атомов подвергаются оптической накачке по мере того как лазер проходит резонанс с другими группами атомов по скоростям. В итоге постепенно формируется провал населенности, а значит постепенно уменьшается поглощение по мере линейного уменьшения лазерной частоты. Такой же эффект, но с противоположным знаком, имеет место в случае лазерного сканирования с $dv/dt > 0$. В результате пики поглощения смещаются в сторону низких частот. Более детальный и точный анализ этих процессов будет представлен в Разделе 5.

Изменение спектра поглощения Rb является простым методом для оценки качества органического покрытия: деформация и частотный сдвиг пиков поглощения – быстрый, но опосредованный тест антирелаксационных свойств покрытия.

В качестве дальнейшего подтверждения предыдущего анализа, а также для демонстрации быстроты техники, позволяющей оценивать свойства покрытия за время менее 2 с, мы приводим на Рис.4 экспериментальные спектры, отложенные от времени, зарегистрированные при интенсивности, которая в 6 раз ниже ($I_{las} = 0.57$ мВт/см²) и при скоростях сканирования $v_{scan} = 50$ Гц и 0.29 Гц, соответствующих 1 ГГц/мс и 6 МГц/мс соответственно.

При высокой скорости сканирования (1 ГГц/мс), когда сканирование ограничивает время взаимодействия лазера с группой атомов по скоростям, оптическая накачка в ячейке с покрытием пренебрежима (Рис.4а,б). Другими словами, профили поглощения в ячейке с покрытием совпадают с профилями в ячейке без покрытия, где ориентация атомного спина рандомизируется при каждом столкновении атом-стенка, даже если процессы имеют разную динамику. С уменьшением скорости сканирования, как и в предыдущем случае, оптическая накачка опять становится эффективной, вызывая сдвиг максимума спектральной линии, наблюдаемый только в ячейке с покрытием. Такой ожидаемый скан-зависимый сдвиг приписывается опустошению уровня основного состояния в процессе сканирования частоты в пределах линии. Наиболее сильное изменение профиля поглощения имеет место при очень низкой скорости сканирования 6 МГц/мс (Рис.4с,д).

Видоизменение спектров вызвано двумя противоположными процессами: (i) сверхтонкой оптической накачкой на уровень основного состояния, не взаимодействующий со светом, и (ii) частичной релаксацией атомной населенности от оптически накаченного уровня обратно на уровень, возбуждаемый светом.

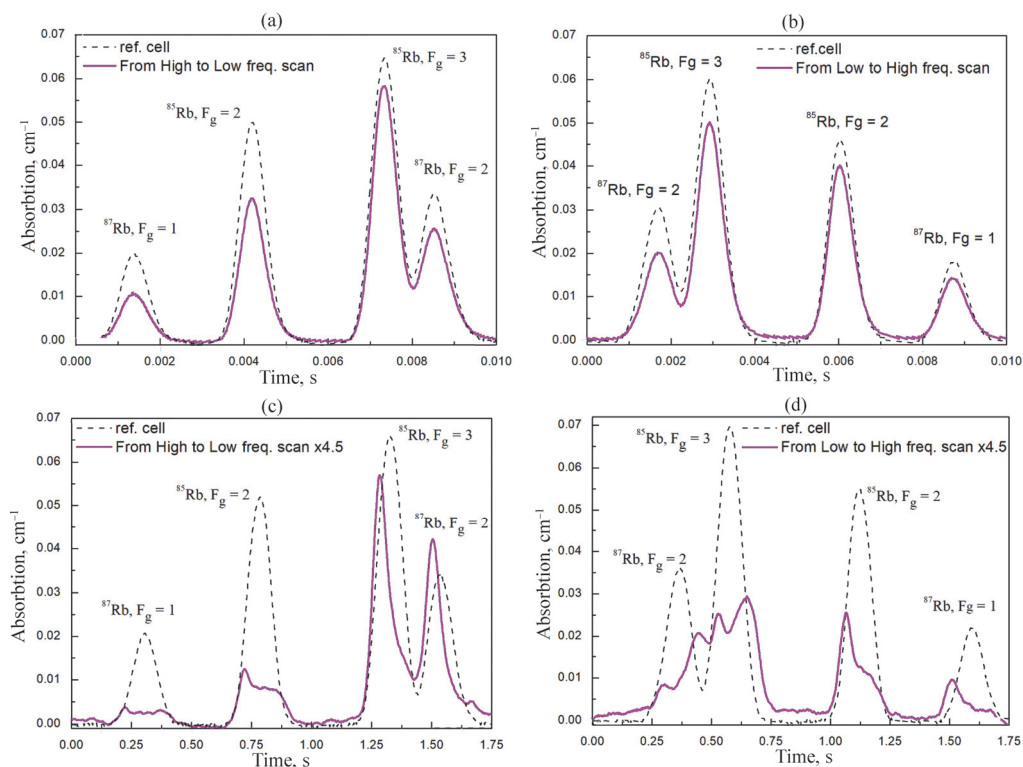


Рис.4. Спектры поглощения на линии D₂ Rb, полученные в ячейке с парафиновым покрытием при $I_{las} = 0.57$ мВт/см² и сканировании в обоих направлениях: от высокой к низкой (а, с) и обратно (b, d). Спектры зарегистрированы при быстрой и медленной скоростях сканирования: 1 ГГц/мс (а, b) и 6 МГц/мс (с, d). Время на горизонтальной оси позволяет напрямую определить направление сканирования лазерной частоты и временную эффективность предложенного метода для оценки качества органического покрытия.

4.2. Практический метод для оценки качества покрытия

Осуществимость получения информации о состоянии покрытия и его функциональности подтверждена на Рис.5, где для примера построена зависимость амплитуды пика $^{85}\text{Rb } F_g=3$ от обратной частоты сканирования ν_{scan} . По сути, Рис.5 представляет определение феноменологического времени релаксации $\langle S \cdot I \rangle$. В частности, моделированием экспериментальных данных экспоненциальной кривой можно получить феноменологическую постоянную времени, относящуюся ко времени релаксации, а значит, если реализованы однородные условия, как это сделано в данной работе, то можно охарактеризовать также качество покрытия. Это позволит напрямую сравнивать разные покрытия или периодически проверять качество того же покрытия с

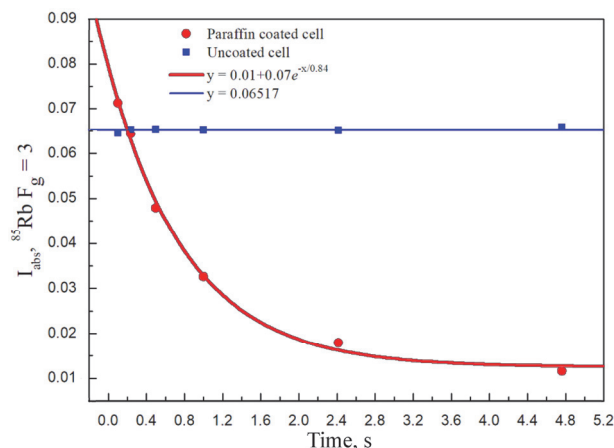


Рис.5. Зависимость амплитуды пика поглощения $^{85}\text{Rb } F_g=3$ от обратной величины частоты сканирования диодного лазера. Толстая кривая: ячейка с парафиновым покрытием; синяя тонкая кривая: ячейка сравнения без покрытия. Моделирование проведено экспоненциальной функцией, позволяющей определить феноменологическое время релаксации.

целью прослеживания возможной деградации свойств. В случае с парафином измеренное время составляет $\tau_{\text{par}} = 0.84$ с, в то время как с ячейкой без покрытия мы не наблюдали никакой временной эволюции амплитуды пика.

4.3. PDMS покрытие

Для того, чтобы получить подтверждение предыдущего наблюдения и обосновать применимость предложенного метода оценки качества покрытия, мы представляем результаты подобного эксперимента, проведенного с другой ячейкой, имеющей PDMS покрытие. Примечательно, что результаты, полученные с ячейкой с PDMS покрытием повторяют все особенности, наблюдаемые в случае парафина, но с другими значениями времени и изменений населенности при тех же экспериментальных параметрах. Мы приписываем это разным характеристикам исследуемых покрытий: с точки зрения потенциальных приложений, это подтверждает, что наш метод чувствителен также к особенностям свойств покрытий. Следовательно, имея соответствующую базу данных, в принципе возможно анализом динамики спектров поглощения идентифицировать тип покрытия.

В частности, в PDMS ячейке при увеличении интенсивности лазера проявляется очевидная оптическая накачка. Это согласуется с ролью оптической накачки, обсужденной в предыдущих разделах.

При очень низкой интенсивности (Рис.6а), спектры Rb в обеих ячейках с покрытием имеют такой же вид, как в ячейке без покрытия, без сдвига частоты и

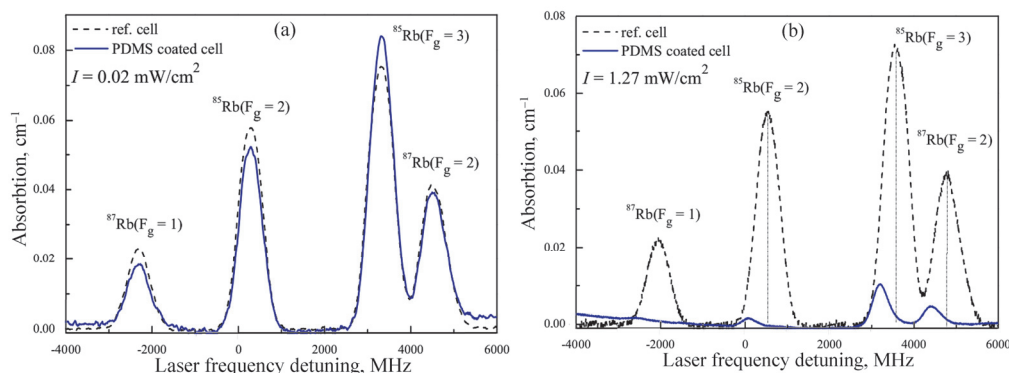


Рис.6. Спектры поглощения на линии D₂ Rb в оптической ячейке с PDMS покрытием при $\nu_{\text{scan}} = 10$ Гц и 4.2 Гц. Сравнение с ячейкой без покрытия (штриховая линия) показано в случае очень низкой (а) и высокой (б) лазерной интенсивности.

изменений профиля. Эффекты оптической накачки становятся существенными при увеличении лазерной интенсивности (Рис.6б), как и в случае с парафиновой ячейкой. Первый уровень основного состояния каждого изотопа Rb, подвергшийся излучению, сильно опустошается, и поглощение на нем практически исчезает. Как и в случае Рис.3б, пики поглощения на $^{87}\text{Rb } F_g=1$ и $^{85}\text{Rb } F_g=2$ уменьшаются более чем в 20 раз. Это демонстрирует высокую степень ориентации атомных спинов, вызванную лазерным излучением, и сохраняющуюся при органическом покрытии. В то же время, имеет место сильно выраженный сдвиг профиля поглощения на каждой линии.

При таких экспериментальных условиях становится возможным исследовать ориентацию атомов, адсорбированных на стенках, посредством задействования эффекта LIAD [12]. В этом контексте, характеристика сверхтонкой оптической накачки позволяет также исследовать поведение атомов, адсорбированных на покрытии. Фактически, десорбированные светом атомы были подвержены рандомизации спина в течение предшествующего взаимодействия со стенками, длящемся $\tau_{\text{ads}} = \tau_0 \exp(E_{\text{ads}}/kT)$, где E_{ads} – энергия адсорбции атомов на поверхности, а τ_0 – время упругого столкновения. При попадании в фазу пара эти атомы вызывают новые изменения в регистрируемом спектре. Следовательно, посредством изучения динамики оптической накачки в присутствии светоиндуцированной десорбции становится возможным извлечение относительной информации о качестве различных антирелаксационных покрытий, как показано в следующем разделе.

4.4. Атомная ориентация в покрытии: эффект LIAD

При облучении покрытия УФ светом от десорбирующего светодиода, как было описано в Разделе 3, происходит увеличение плотности атомарных паров в

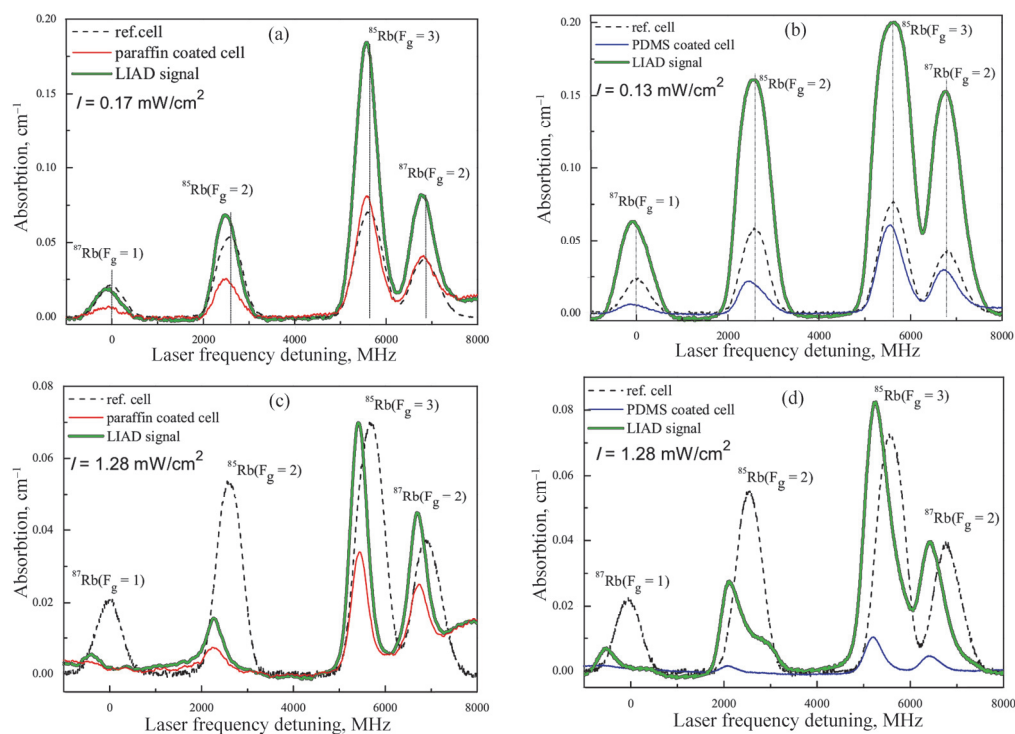


Рис.7. Спектры поглощения на линии D_2 Rb в случае ячеек с парафиновым и PDMS покрытиями (тонкие линии) и их изменение эффектом LIAD effect (толстые линии) при $\nu_{scan} = 4.2$ Гц и низкой (а, б) и высокой (с, d) интенсивности лазерного излучения.

результате эффекта LIAD. Примечательно, что фотодесорбция атомов вызывает значимые различия между спектрами в ячейках с парафиновым и PDMS покрытиями, как показано на Рис.7. Это противоположно тому, что можно наблюдать в отсутствие LIAD, как видно, скажем, из сравнения Рис.3 и Рис.6.

При лазерной интенсивности ~ 0.1 мВт/см² в спектрах Rb обеих ячеек (с парафиновым и PDMS покрытиями) наблюдается незначительный эффект сверхтонкой оптической накачки (Рис.7 а и б). Единственное значимое отличие между этими двумя покрытиями в этом режиме – более сильный рост поглощения в случае PDMS. Это обусловлено большей фотодесорбционной эффективностью PDMS. Кроме того, в этом случае наблюдается большее уширение всех сверхтонких компонент. Это может быть связано с большим числом и более широким распределением скорости атомов Rb, десорбированных от PDMS, а также с присутствием других частиц, фотодесорбированных с поверхности покрытия (например, димеров [18,19]).

Из-за спиновой рандомизации фотодесорбированный Rb можно рассматривать как “свежие” атомы с распределением скоростей, определяемым процессом десорбции, которые разрушают макроскопическую поляризацию,

созданную оптической накачкой. Другими словами, с потоком фотодесорбированных неполяризованных атомов степень поляризации $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle$ существенно уменьшается. Более того, вклад десорбированных атомов приводит к уширению линии поглощения и уменьшению сдвига максимума профиля поглощения (Рис.7d в случае PDMS).

В режиме низкой интенсивности (Рис.7 а, b) количество десорбированных неполяризованных атомов достаточно большое для подавления выстраивания населенности, созданного оптической накачкой, что приводит к небольшой деформации пиков. Это происходит из-за относительно малого потока резонансных фотонов, которые не в состоянии быстро поляризовать десорбированные атомы; этот эффект особенно проявляется в случае PDMS. Эта интерпретация подтверждается также тем, что в то время как в случае PDMS не наблюдается остаточный сдвиг пика, такой сдвиг есть в случае парафина, в согласии с поведением, наблюдаемым в отсутствие LIAD. Это может быть приписано относительно меньшему вкладу неполяризованных атомов в случае парафинового покрытия – из-за меньшей эффективности LIAD.

В противоположность, когда лазерная интенсивность высока (Рис.7c,d), процесс сверхтонкой оптической накачки восстанавливает свою значимую роль, сохраняя ее даже в присутствии LIAD. В согласии с предыдущими результатами, когда количество десорбированных атомов относительно мало, как в случае парафина, спектр, получаемый при фотодесорбции повторяет сдвиг максимумов пиков и деформацию, наблюдаемые в отсутствие LIAD. Когда число десорбированных атомов, наоборот, растет, как в случае PDMS, действие оптической накачки частично компенсируется неполяризованными атомами Rb, даже при высокой лазерной интенсивности (Рис.7d): поток LIAD атомов от PDMS перенаселяет уровни ^{85}Rb , $F_g=2$ and $F_g=3$, которые были полностью опустошены оптической накачкой. Такое уменьшение ориентации атомов Rb в объеме ячейки связано со случайным характером спинового распределения атомов, десорбированных со стенок ячейки. Это подтверждается теоретическим анализом системы, представленным в следующем разделе.

5. Теоретический анализ

Чтобы обосновать интерпретацию, представленную в предыдущих разделах, и подтвердить применимость анализа изменений спектров в качестве инструмента для исследования качества и характеристик органических покрытий, разработана теоретическая модель, основанная на системе скоростных уравнений. Для простоты рассматривается только линия D₂ изотопа ^{85}Rb [12] и пренебрегаются столкновения с обменом спина, не имеющие заметной роли при температуре, при которой был проведен эксперимент.

Расчеты проведены по упрощенной энергетической схеме, показанной на Рис.8, где две группы сверхтонких переходов, разделенных по частоте на 3036 МГц, показаны таким образом, чтобы подчеркнуть направление сканирования частоты, реализованное в эксперименте. Таким образом, мы имеем шесть возможных вынужденных переходов, индуцированных лазером, начинающихся с уровней $F_g=3$ и $F_g=2$ основного состояния, и четыре возможных спонтанных канала распада, указанных волнистыми линиями на Рис.8. Предполагается, что все сверхтонкие переходы имеют доплеровский профиль $G(\nu)$ с шириной $\Delta\nu_D = 400$ МГц и вероятностями, приведенными в [20]. В этих условиях сверхтонкие переходы с двух уровней основного состояния перекрываются, создавая два профиля, как показано в нижней части Рис.8. Детали модели, а также различные аппроксимации, приводящие к результатам, представленным в этом разделе, приводятся в Приложении А.

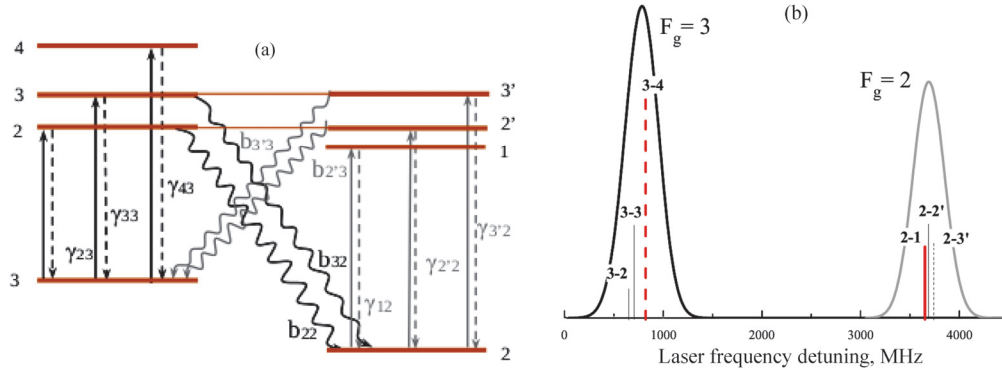


Рис.8. Используемая в модели схема уровней для линии D_2 ^{85}Rb (a) и рассчитанные доплеровские профили групп сверхтонких переходов с уровней $F_g=3$ и $F_g=2$ основного состояния (b).

Модель скоростных уравнений описывает населенности основного состояния как при низкой интенсивности лазерного излучения, так и в режиме глубокого насыщения. Основные результаты показаны на Рис.9. При низком насыщении ($s = 0.001$, Рис.9a) теоретический результат находится в согласии с экспериментальным спектром, полученным в ячейке без покрытия, где эффект оптической накачки незначителен. В промежуточном режиме ($s = 0.01$, Рис.9a), модель воспроизводит полученные в эксперименте деформацию и сдвиг пиков и их зависимость от направления сканирования лазерной частоты. В случае сильного насыщения ($s = 50$, Рис.9b) теоретический анализ демонстрирует существенную разницу как между населенностями обоих уровней основного состояния из-за сверхтонкой оптической накачки, так и зависимость от направления сканирования частоты.

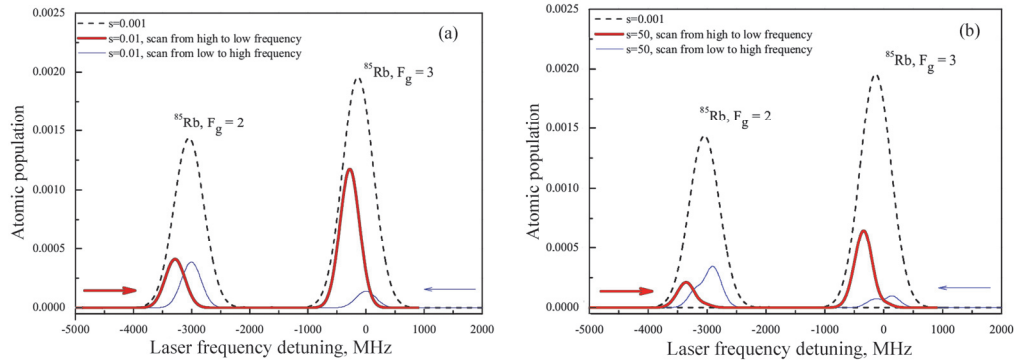


Рис.9. Теоретическая симуляция населенностей уровней $F_g=3$ и $F_g=2$ изотопа ^{85}Rb при слабой ($s = 0.01$) и сильной ($s = 50$) оптической накачке на сверхтонких переходах. Штриховая линия: атомная населенность при очень низкой интенсивности насыщения; сплошные линии: атомные населенности при высокой интенсивности насыщения (тонкая линия: расчет начинается с уровня $F_g=3$; жирная линия: расчет начинается с уровня $F_g=2$).

Таким образом, эти результаты подтверждают, что сдвиг максимума профиля зависит от направления сканирования лазерной частоты, и что он на самом деле связан с особенностями динамики оптической накачки при наличии покрытия с хорошими антирелаксационными свойствами. В частности, это связано с конкуренцией между сверхтонкой оптической накачкой, которая опустошает атомную населенность основного уровня, возбуждаемого светом, и увеличением поглощения (в пределах профиля линии поглощения) при сканировании, когда частота приближается к центру линии [15]. Таким образом, максимум профиля поглощения формируется раньше, чем центр сверхтонкого перехода, т.е. максимум поглощения смещается к начальной точке сканирования частоты.

В нашей модели зависимость сдвига максимума профиля от направления сканирования лазерной частоты вводится феноменологически, посредством следующего представления плотностей населенности обоих уровней основного состояния (^{85}Rb $F_g=3$ и $F_g=2$) в виде $N(F_g=3) = n_0 G(\nu)$, $N(F_g=2) = n_0 G(\nu')$, где $n_0 = 0.5$, а $G(\nu)$ и $G(\nu')$ – гауссовы формы линий. Соответствующие доплеровские профили центрированы на первом сверхтонком переходе, в зависимости от точки начала сканирования частоты. При таком подходе учитывается опустошение основного уровня в зависимости от расстройки частоты по всему профилю линии поглощения.

Как видно из Рис.9, теоретические результаты согласуются с экспериментальными наблюдениями, таким образом подтверждая обоснованность качественной интерпретации зависимости деформации профилей и сдвига пиков поглощения от направления сканирования лазерной частоты (в

теоретическом анализе – от выбора начальной точки симуляции).

В дополнение, мы развили нашу модель для учета также рандомизации спинов десорбированных атомов вследствие эффекта LIAD, что подтверждает роль фотодесорбированных неполяризованных атомов. Прежние условия были изменены посредством введения дополнительных неполяризованных атомов, получаемых в процессе LIAD. Строго говоря, это подразумевает введение новых атомов, которые испытывают спонтанный распад из возбужденного состояния на основное состояние, взаимодействующих и не взаимодействующих с лазерным полем. Идея заключается в том, что эти дополнительные атомы могут компенсировать сверхтонкую оптическую накачку, таким образом уменьшая сдвиг максимумов пиков и, следовательно, ослабляя зависимость от направления сканирования лазерной частоты.

Это реализовано представлением спектров поглощения посредством комбинирования двух вкладов: вклада от сверхтонкой оптической накачки и вклада от дополнительных неполяризованных атомов, которые не вовлечены в оптическую накачку. Используя различные веса этих вкладов, можно воспроизвести экспериментальные результаты для обоих типов покрытий в двух различных режимах: (i) слабая оптическая накачка ($s = 0.1$) и (ii) сильная оптическая накачка ($s = 50$) (см. Рис.10), что уверенно подтверждает роль неполяризованных атомов, фотодесорбированных с покрытия.

Несмотря на феноменологическое описание фотодесорбированных атомов, из результатов, показанных на Рис.10, в частности можно сделать два основных вывода: (i) в режиме слабой оптической накачки, вклад свежих атомов больше, чем вклад атомов, подверженных сверхтонкой оптической накачке. В противоположность, (ii) в режиме сильной оптической накачки количество спин-поляризованных атомов на порядок больше, чем вклад свежих атомов. Это означает, что при высокой интенсивности лазерного излучения или при низкой скорости сканирования существенная часть фотодесорбированных атомов подвергается процессу оптической накачки. Если сравнить два вклада в симулированном поглощении в ячейках с парафиновым и PDMS покрытиях, можно увидеть, что в случае PDMS покрытия вклад свежих атомов выше, чем в случае парафинового покрытия. Это согласуется с большей десорбционной эффективностью PDMS по сравнению с парафином: в первом случае при УФ облучении стенок ячейки в паровую фазу высвобождается большее число свежих атомов с рандомизованными спинами.

Наше теоретическое моделирование качественно согласуется с экспериментальными результатами, демонстрируя, что на самом деле, различные сдвиги максимума профиля атомной населенности зависят от направления

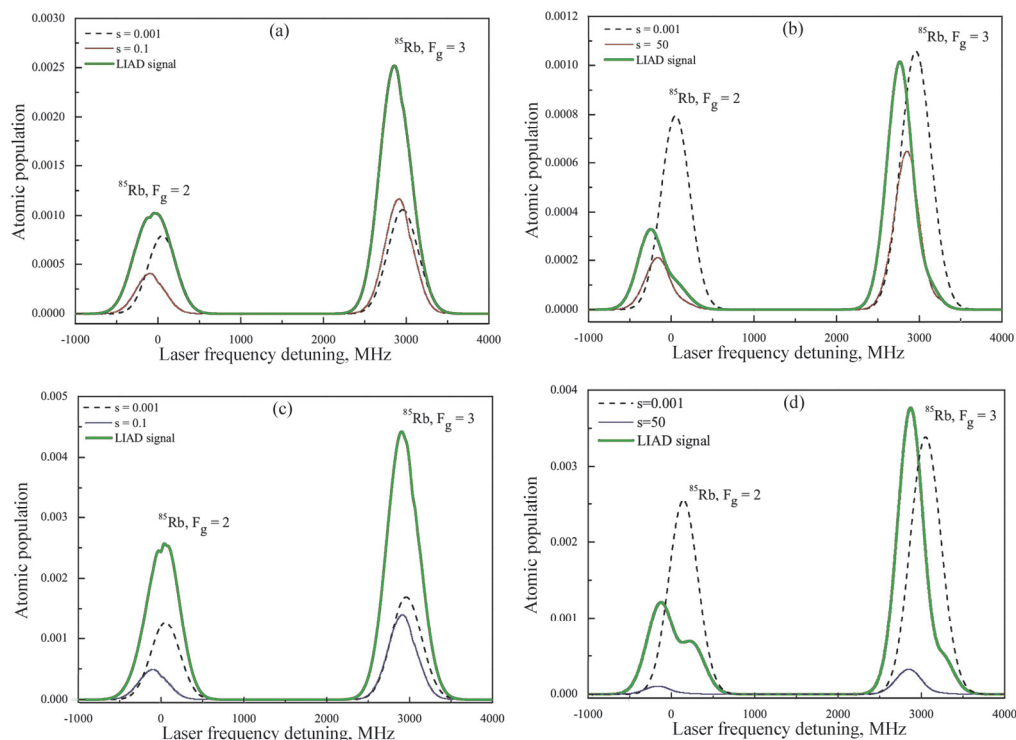


Рис.10. Теоретическая симуляция линий поглощения на $F_g=3$ и $F_g=2$ изотопа ^{85}Rb в ячейках с парафиновым (а, б) и PDMS (с, д) покрытиями, при малом (а, с) и большом (б, д) насыщении сверхтонких переходов. Пунктирная линия: очень малое значение параметра насыщения; тонкая линия: без LIAD; жирная линия: с LIAD.

лазерного сканирования, и что фотодесорбированные LIAD-ом с покрытия неполяризованные атомы играют важную роль в формировании поведения атомной системы и эффективности передачи населенности.

В то же время, с другой точки зрения, наша модель подтверждает реализуемость этого подхода в качестве практического метода для оценки характеристик антирелаксационных покрытий.

6. Заключение

Исследование сверхтонкой оптической накачки в зависимости от лазерной интенсивности и скорости сканирования частоты позволяет наблюдать эффекты спиновой релаксации атомов щелчных металлов. Это представляет собой новый подход к исследованию свойств и эффективности антирелаксационных покрытий, а также особенностей фотодесорбционных эффектов, таких как LIAD. В частности, наши наблюдения показали, что в присутствии органических покрытий, таких как парафин или PDMS, в спектрах

поглощения паров Rb проявляется перераспределение населенности, созданной оптической накачкой. В частности, были наблюдаемы деформация профилей поглощения и частотный сдвиг пиковых амплитуд, и продемонстрировано, что эти изменения сильно зависят от скорости и направления сканирования лазерной частоты.

Уменьшение скорости сканирования лазерной частоты приводит к более сильной оптической накачке сверхтонких уровней основного состояния, не взаимодействующих с лазерным излучением. Вследствие этого процесса, в дополнение к разнице амплитуд поглощения для двух направлений сканирования, на каждой линии появляется также выраженный сдвиг максимума профиля поглощения. Экспериментальное исследование показало, что в ячейках с обоими типами покрытия при увеличении лазерной интенсивности существенно проявляется сверхтонкая оптическая накачка.

Принимая в расчет повышение плотности вследствие стимулированной фтородесорбции неполяризованных атомов, получаются разные результаты для случаев PDMS и парафинового покрытий, что обусловлено различием их десорбционных свойств: фтордесорбция в случае PDMS больше, чем в случае парафина. Этим объясняется более выраженное уширение профиля поглощения на всех линиях и меньший вклад оптической накачки, наблюдаемый в случае PDMS. Фактически, сдвиг максимума профиля поглощения и деформация профиля, проявляющиеся в спектре поглощения Rb под воздействием LIAD в ячейке с парафиновым покрытием, которые наблюдаются также в отсутствие LIAD. В противоположность, в ячейках с PDMS покрытием поток LIAD атомов приводит к очевидному уменьшению вклада сверхтонкой оптической накачки, действие которой на опустошенные уровни частично компенсируется «свежими» десорбированными атомами. Такое уменьшение ориентации атомов Rb в объеме ячейки связано со случайным характером распределения спинов атомов, десорбированных со стенок ячейки.

Теоретическая модель, основанная на скоростных уравнениях, воспроизводит изменения населенностей обоих уровней основного состояния вследствие сверхтонкой оптической накачки, а также зависимость профиля поглощения от направления сканирования лазерной частоты, тем самым подтверждая нашу качественную интерпретацию результатов и доказывая применимость численных расчетов для экстраполяции информации о качестве и состоянии покрытия.

Эти результаты также проливают свет на феноменологию процесса оптической накачки в присутствии органических покрытий и LIAD. В то же время, они позволяют исследовать роль и вклад антирелаксационных свойств покрытий в отклике атомной системы на оптическую накачку. Этот подход

может лечь в основу практического, недорогого и быстрого метода оценки характеристик органических покрытий, который может быть реализован без препятствования основному эксперименту.

Работа частично финансируется в рамках двухстороннего договора о сотрудничестве CNR/BAS и программы FP7 Marie Curie International Research Staff Exchange Scheme Fellowship Европейского Союза. А. Крастева и С. Гатева благодарят Болгарскую Академию Наук за программу поддержки молодых ученых (грант DFNP-188/2016).

Приложение А. Вывод модели скоростных уравнений

Две рассматриваемые сверхтонкие системы ^{85}Rb (Рис.8) связаны посредством спонтанного испускания с возбужденных состояний на основное состояние, не взаимодействующее с лазерным излучением, что происходит на открытых переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2', 3'$. Заметим, что $F_e = 2', 3'$ и $F_e = 2, 3$ – те же самые возбужденные состояния. Скоростные (кинетические) уравнения описывают эволюцию атомной населенности энергетических уровней в результате спонтанных и вынужденных оптических переходов [20,21]. В системе скоростных уравнений лазерная частота вводится как переменная, а уравнения (A1)–(A8) решаются для случая стационарного режима:

$$\frac{\partial N(F_e = 2)}{\partial t} = [N(F_g = 3) - N(F_e = 2)]\sigma_{32} - \gamma_{23}N(F_e = 2) - b_{22}N(F_e = 2), \quad (\text{A1})$$

$$\frac{\partial N(F_e = 3)}{\partial t} = [N(F_g = 3) - N(F_e = 3)]\sigma_{33} - \gamma_{33}N(F_e = 3) - b_{32}N(F_e = 3), \quad (\text{A2})$$

$$\frac{\partial N(F_e = 4)}{\partial t} = [N(F_g = 3) - N(F_e = 4)]\sigma_{34} - \gamma_{43}N(F_e = 4), \quad (\text{A3})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(F_e = 3)}{\partial t} = & [N(F_e = 2) - N(F_g = 3)]\sigma_{32} + \gamma_{23}N(F_e = 2) \\ & + [N(F_e = 3) - N(F_g = 3)]\sigma_{33} + \gamma_{33}N(F_e = 3) + [N(F_e = 4) - N(F_g = 3)]\sigma_{34} \\ & + \gamma_{43}N(F_e = 4) + b_{2'3}N(F_e = 2') + b_{3'3}N(F_e = 3') + [n_0 G(\nu) - N(F_g = 3)]\Gamma, \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

$$\frac{\partial N(F_e = 1)}{\partial t} = [N(F_g = 2) - N(F_e = 1)]\sigma_{21} - \gamma_{12}N(F_e = 1), \quad (\text{A5})$$

$$\frac{\partial N(F_e = 2')}{\partial t} = [N(F_g = 2) - N(F_e = 2')]\sigma_{22'} - \gamma_{2'2}N(F_e = 2') - b_{2'3}N(F_e = 2'), \quad (\text{A6})$$

$$\frac{\partial N(F_e = 3')}{\partial t} = [N(F_g = 2) - N(F_e = 3')]\sigma_{23'} - \gamma_{3'2}N(F_e = 3') - b_{3'3}N(F_e = 3'), \quad (\text{A7})$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N(F_e = 2)}{\partial t} = & [N(F_e = 1) - N(F_g = 2)]\sigma_{21} + \gamma_{12}N(F_e = 1) \\
& + [N(F_e = 2') - N(F_g = 2)]\sigma_{22'} + \gamma_{2'2}N(F_e = 2') + [N(F_e = 3') - N(F_g = 2)]\sigma_{23'} \quad (A8) \\
& + \gamma_{3'2}N(F_e = 3') + b_{22}N(F_e = 2) + b_{32}N(F_e = 3) + [n_0 G(v') - N(F_g = 2)]\Gamma.
\end{aligned}$$

Аналитические решения скоростных уравнений для населенностей основных уровней ($F_g=3$ and $F_g=2$) в стационарном режиме имеют следующий вид ($G(v)$ и $G(v')$ – доплеровские профили с $\Delta v_D = 400$ МГц):

$$N(F_g = 3) = n_0 \frac{B[G(v) + G(v')] + \Gamma G(v)}{A + B + \Gamma} \quad (A9)$$

и

$$N(F_g = 2) = n_0 \frac{A[G(v) + G(v')] + \Gamma G(v)}{A + B + \Gamma}, \quad (A10)$$

где A и B – коэффициенты, задаваемые выражениями

$$A = \frac{0.42\gamma\sigma_{23}}{\sigma_{23} + 0.54\gamma} + \frac{0.34\gamma\sigma_{33}}{\sigma_{33} + 0.77\gamma} \quad (A11)$$

и

$$B = \frac{0.12\gamma\sigma_{22'}}{\sigma_{22'} + 0.55\gamma} + \frac{0.43\gamma\sigma_{23'}}{\sigma_{23'} + 0.78\gamma}, \quad (A12)$$

σ_i – поперечные сечения соответствующих оптических переходов, описывающие испускание и поглощение света. Поперечное сечение оптического перехода выражается как:

$$\sigma_i = \left(\frac{\gamma I}{2I_s} \right) \left(\frac{\gamma}{2} \right)^2 \left((v - v_{0i})^2 + \left(\frac{\gamma}{2} \right)^2 \right)^{-1}, \quad (A13)$$

что вводит в систему сверхтонкую оптическую накачку. В предыдущем уравнении параметр насыщения s определяется как $s = I/2I_s$. γ – ширина спонтанного распада, взятая равной $\gamma = 60$ рад/с, включая также спектральную ширину лазерного диода; b_{ij} – скорость спонтанного распада с возбужденного уровня на основной уровень, не взаимодействующий с лазерным полем (коэффициент ветвления) [12]. Γ – ширина безызлучательной релаксации, которая в вакуумных ячейках обычно существенно меньше, чем γ [21]; соответственно, в наших расчетах мы взяли величину 10 рад/с. В Γ учитывается также эффект столкновений атомов Rb со стенками ячейки с изменением скорости, не приводящий к рандомизации спина.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Z. Ding, X. Long, J. Yuan, Z. Fan, H. Luo.** Sci. Rep., **6**, 32605 (2016).
2. **E.B. Aleksandrov, M.V. Balabas.** Opt. Spectrosc., **98**, 800 (2005).
3. **W. Happer.** Rev. Mod. Phys., **44**, 169 (1972).
4. **M.A. Bouchiat, J. Brossel.** Phys. Rev., **147**, 41 (1966).
5. **C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler.** Optical pumping, in: Progress in Optics, E. Wolf (Ed.), 1966.
6. **M.T. Graf, D.F. Kimball, S.M. Rochester, K. Kerner, C. Wong, D. Budker.** Phys. Rev. A, **72**, 023401 (2005).
7. **M.V. Balabas, T. Karaulanov, M.P. Ledbetter, D. Budker.** Phys. Rev. Lett., **105**, 070801 (2010).
8. **M. Stephens, R. Rhodes, C. Wieman.** J. Appl. Phys., **76**, 3479 (1994).
9. **V. Coppolaro, N. Papi, A. Khanbekyan, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Marmugi, L. Moi, L. Corradi, A. Dainelli, H. Arigawa, T. Ishikawa, Y. Sakemi, R. Calabrese, G. Mazzocca, L. Tomassetti, L. Ricci.** J. Chem. Phys., **144**, 134201 (2014).
10. **S.J. Seltzer, M.V. Romalis.** J. Appl. Phys., **106**, 114906 (2009).
11. **S.N. Atutov, V. Biancalana, P. Bicchi, C. Marinelli, E. Mariotti, M. Meucci, A. Nagel, K. Nasyrov, S. Rachini, L. Moi.** Phys. Rev. A, **60**, 4693 (1999).
12. **Y. Dancheva, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Marmugi, M.R. Zampelli, P.N. Ghosh, S. Gateva, A. Krasteva, S. Cartaleva.** J. Phys.: Conf. Ser., **514**, 012029 (2014).
13. **L. Marmugi, S. Gozzini, A. Lucchesini, A. Bogi, A. Burchianti, C. Marinelli.** J. Opt. Soc. Am. B, **29**, 2729 (2012).
14. **S. Gozzini, L. Marmugi, A. Lucchesini, S. Gateva, S. Cartaleva, K. Nasyrov.** Phys. Rev. A, **84**, 013812 (2011).
15. **D.I. Sevost'yanov, V.P. Yakovlev, A.N. Kozlov, V.V. Vasilev, S.A. Zibrov, V.L. Velichansky.** Quant. Electron., **43**, 638 (2013).
16. **S. Cartaleva, A. Krasteva, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, D. Slavov, P. Todorov, K. Vaseva.** Advanced Photonic Sciences (InTech), 2012, p.255.
17. **C. Marinelli, A. Burchianti, A. Bogi, F. Della Valle, G. Bevilacqua, E. Mariotti, S. Veronesi, L. Moi.** Eur. Phys. J. D, **37**, 319 (2006).
18. **J.H. Xu, F. Mango, G. Alzetta, R.A. Bernheim.** Eur. Phys. J. D, **10**, 243 (2000).
19. **S.N. Atutov, N.A. Danilina, S.L. Mikerin, A.I. Plekhanov.** Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, **49**, 608 (2013).
20. **P. Siddons, C.S. Adams, C. Ge, I.G. Hughes.** J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **41**, 155004 (2008).
21. **S. Gozzini, D. Slavov, S. Cartaleva, L. Marmugi, A. Lucchesini.** Acta Physica Polonica A, **116**, 489 (2009).

DYNAMICS OF OPTICAL PUMPING PROCESSES IN COATED CELLS FILLED WITH Rb VAPOUR

A. KRASTEVA, E. MARIOTTI, Y. DANCHEVA, C. MARINELLI,
L. MARMUGI, L. STIACCINI, S. GOZZINI, S. GATEVA, S. CARTALEVA

A better theoretical understanding of the atom – surface interactions and of the experimental consequences and applications to a reproducible method for the construction of reliable coated absorption cells is the main scope of our research. In this paper we report on the influence of diode laser intensity and of diode frequency scanning rate on the spectrum of the D_2 line of Rb atoms, contained in paraffin or PolyDiMethylSiloxane (PDMS) coated glass cells. The anti-relaxation coating of inner walls of the glass cells allows to extend the optical orientation of atoms induced by the light to the entire cell volume and atomic velocity distribution. Moreover, in order to further investigate the role of atoms adsorbed in the anti-relaxation coatings, the D_2 line spectra are compared for two cases: without and with illumination of the walls of the cell by an ultraviolet lamp. A theoretical model based on rate equations is introduced in order to analyze the experimental results. The extracted behaviour is a simple method to test the conditions of a coated surface. This finds applications in all cases where timely assessment of an organic coating layer is critical, from vapour spectroscopy to magneto-optical trapping of rare and radioactive species.