

Анизотропия деполяризующих столкновений и столкновительное эхо в парах иттербия

Н. Н. Рубцова¹⁾, В. Г. Гольдорт, И. В. Евсеев⁺, В. Н. Ищенко, С. А. Кочубей, Е. Б. Хворостов

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

⁺Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 2007 г.

После переработки 10 декабря 2007 г.

На переходе $^1S_0(6s^2) - ^3P_1(6s6p)$ ^{174}Yb (переход типа $0 \leftrightarrow 1$) обнаружено фотонное эхо, возникающее исключительно под действием столкновений атомов иттербия с атомами буферных газов. Поляризационные свойства столкновительного эхо и зависимость его мощности от давления буферного газа совпадают с теоретическими предсказаниями модели деполяризующих столкновений, учитывающей зависимость релаксационной матрицы от скорости активных частиц. Таким образом, получено прямое экспериментальное доказательство анизотропии релаксации за счет деполяризующих столкновений.

PACS: 42.50.Md

К деполяризующим столкновениям относятся упругие столкновения, изменяющие населенности зеэмановских подуровней каждого из атомных уровней, связанных оптически разрешенным переходом; одновременно изменяются и так называемые зеэмановские когерентности, то есть фазовые связи между отдельными зеэмановскими подуровнями. В результате изменяются амплитуды и фазы оптических когерентностей между зеэмановскими подуровнями верхнего и нижнего рабочих уровней, между которыми, по правилам отбора, разрешены оптические переходы. Это, в свою очередь, приводит к изменению интенсивности спонтанного излучения. Поэтому деполяризующие столкновения — важнейший канал релаксации для оптической когерентности, созданной на атомных оптически разрешенных переходах.

Открытие явления фотонного эхо в газах и, особенно, развитие теории поляризационной эхоспектроскопии применительно к атомарным газам [1] позволили разработать принципиально новую, простую и эффективную методику детального исследования деполяризующих столкновений.

В рамках наиболее часто применяемой модели деполяризующих столкновений предполагается, что моменты поляризации уровней (населенность, ориентация, выстраивание) релаксируют в результате столкновений независимо друг от друга. Такая диагонализация релаксационной матрицы возможна лишь в том случае, если все скорости релаксации не зависят от направления скорости активного атома. В

расчетах релаксационной матрицы *ab initio*, основанных на конкретной модели межатомного взаимодействия, такое предположение равносильно усреднению соответствующих элементов релаксационной матрицы по направлению скоростей активных атомов; при этом зависимость от абсолютной величины скорости может сохраняться. Для большинства оптически разрешенных переходов такое приближение оправдано, так как вклад анизотропной релаксации, как правило, невелик.

Анизотропия столкновительной релаксации в газах неоднократно анализировалась в теоретических работах [2, 3]. Зависимость релаксационных констант от скорости активного атома, окруженного газом буферных частиц, должна проявляться в экспериментах. Это очевидно для ситуации, когда релаксационные константы зависят от абсолютной величины скорости относительного движения. В этом случае в системе отсчета активного атома, движущегося со скоростью \mathbf{v} , буферный газ приобретает дрейфовую скорость $-\mathbf{v}$ (так называемый эффект ветра [4]). Усреднение по скоростям буферных частиц должно приводить к тому, что скорость релаксации в направлении движения активного атома будет отличаться от скорости релаксации в поперечном направлении.

Экспериментальные исследования анизотропии столкновительной релаксации крайне редки и требуют высочайшей точности измерений. Поэтому для экспериментального исследования анизотропии столкновительной релаксации необходимо выбрать такой оптический переход и такие условия эксперимента, чтобы максимально выделить роль

¹⁾e-mail: rubtsova@isp.nsc.ru

анизотропии столкновительной релаксации. Именно это и сделано в данной работе.

Как было показано в [1, 5], наиболее ярко зависимость релаксационных параметров от направления скорости активных атомов проявляется для переходов с малыми угловыми моментами. В частности, это относится к переходу $0 \leftrightarrow 1$, и именно этот случай подробно проанализирован в [1, 5]. Для этого сравнительно простого перехода можно учесть указанную анизотропию столкновительной релаксации [1, 5]. При этом необходимо отказаться от введения моментов поляризации, а вместо скоростей релаксации ориентации и выстраивания ввести новые релаксационные параметры. Симметрия задачи о столкновении активного атома с буферным атомом другого сорта содержит выделенное направление – вдоль скорости активного атома. Соответственно, вводятся две скорости релаксации – вдоль и поперек направления скорости активного атома [1, 5]. Для перехода $0 \leftrightarrow 1$ имеем две величины, $\Gamma_1(v) + i\Delta_1(v)$ и $\Gamma_0(v) + i\Delta_0(v)$, где $\Gamma_g(v)$ и $\Delta_g(v)$ ($g = 0, 1$) – действительные функции скорости, описывающие уширение и сдвиг спектральной линии, соответственно.

Расчет интенсивности фотонного эхо, возникающего под действием двух импульсов резонансного излучения, поляризованных линейно и взаимно ортогонально и разделенных временем задержки τ , для перехода $0 \leftrightarrow 1$ активных атомов и с учетом деполяризующих столкновений с атомарными буферными частицами в случае зависимости релаксационных параметров от направления скорости активных частиц, приводит к следующему выражению:

$$P \propto \left\{ \int d\mathbf{v} f(\mathbf{v}) [e^{-2\Gamma_0(v)\tau} + e^{-2\Gamma_1(v)\tau} - 2e^{[\Gamma_0(v)+\Gamma_1(v)]\tau} \times \cos[\Delta_0(v) - \Delta_1(v)]\tau] \right\}^2 e^{-4\gamma(0)\tau}, \quad (1)$$

где $f(\mathbf{v})$ – максвелловская функция распределения по скоростям активных атомов, а $\gamma(0)$ – скорость радиационного распада верхнего рабочего уровня. Как видно из (1), только при ненулевой разнице между $\Gamma_0(v)$ и $\Gamma_1(v)$ и/или между $\Delta_0(v)$ и $\Delta_1(v)$ на переходе $0 \leftrightarrow 1$ фотонное эхо может возникнуть в условиях возбуждения импульсами резонансного излучения линейной и взаимно ортогональной поляризации.

Из наших экспериментов, выполненных в парах чистого иттербия при воздействии на атомный переход $0 \leftrightarrow 1$ двух импульсов резонансного излучения с линейными взаимно ортогональными поляризациями [6], следует, что фотонное эхо вообще не возникает. Согласно предсказаниям [1, 5], при таком возбуждении может возникнуть эхо-отклик только благодаря

зависимости релаксационных параметров от направления скорости активных атомов. Поляризационные свойства столкновительного эха также отличны от свойств “обычного” эха. Наши результаты по изучению столкновительного фотонного эхо в смеси паров иттербия с буферным газом на переходе $0 \leftrightarrow 1$ полностью подтвердили эти предсказания.

Схема экспериментов подробно описана в [6]. Источником излучения, резонансного переходу $^1S_0(6s^2) - ^3P_1(6s6p)^{174}\text{Yb}$, служил импульсный лазер на красителе Rhodamine-110 на длине волны излучения 555.6 нм, накачиваемый эксимерным XeCl лазером с параметрами: длина волны излучения 308 нм, длительность импульса 10 нс, энергия в импульсе 50 мДж. Лазер на красителе состоит из задающего генератора с коротким (10 см) резонатором и двух каскадов усиления. В каждом из этих устройств обеспечен ламинарный поток спиртового раствора красителя. Резонатор задающего генератора образован решеткой 1800 штр./мм, установленной по автоколлимационной схеме и работающей во втором порядке дифракции, и выходным диэлектрическим зеркалом. Решетка помещена в барокамеру с регулируемым давлением азота, что позволяет плавно перестраивать частоту излучения задающего генератора. После задающего генератора установлен дополнительный спектральный селектор – дифракционная решетка 1200 штр./мм. Между задающим генератором и первым усилительным каскадом, а также между усилительными каскадами расположены пространственно-угловые селекторы, каждый из которых представляет собой афокальную систему из двух положительных линз с диафрагмой между ними. Центральная часть пучка на выходе последнего усилительного каскада вырезана диафрагмой диаметром 1.5 мм; затем световой пучок расширен телескопом Кеплера до диаметра 10 мм. Этот пучок поступает во внешнюю оптическую схему. Применение пространственно-угловых селекторов и телескопического расширителя позволило снизить фон от свержизлучения красителя и сформировать пучок излучения с достаточно однородным поперечным распределением интенсивности и расходимостью, близкой к дифракционной. Временная форма импульса излучения была гладкой и без каких-либо заметных флуктуаций. Флуктуации интенсивности учитывались при сборе и обработке данных.

Импульсы резонансного излучения, вызывающие отклик среды в виде фотонного эха, формировались с помощью светоделительной пластинки и оптической линии задержки из одного импульса лазера на красителе. Каждый из возбуждающих импульсов, разде-

ленных временной задержкой τ , проходил через призму Глана-Тейлора, задающей линейную поляризацию заданной ориентации с точностью не хуже 10^{-3} от максимальной мощности импульса. Поворот поляризационной призмы позволял в тех же экспериментальных условиях получать обычное эхо, сформированное импульсами резонансного излучения одинаковой линейной поляризации.

Для формирования сигнала столкновительного фотонного эха поляризации возбуждающих импульсов были линейными и взаимно ортогональными. Пучки первого и второго импульсов распространялись в нагреваемой ячейке, содержащей пары иттербия и буферный газ (в данном случае ксенон), под углом около $2 \cdot 10^{-3}$ рад друг к другу. Величина угла превышает дифракционную расходимость пучков возбуждающего излучения и в то же время не оказывает заметного влияния на амплитуду регистрируемых полезных сигналов. Такая схема углового фотонного эха позволила отделить в пространстве более слабый сигнал фотонного эха от сигналов возбуждающих импульсов. Сигнал фотонного эха регистрировался быстродействующим фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) высокой чувствительности, поэтому было важно избежать засветки детектора импульсами возбуждающего излучения, и именно схема углового эха позволила это сделать.

Из экспериментов [6] известна чувствительность поляризации сигнала фотонного эха к продольному магнитному полю. В данном эксперименте были приняты специальные меры для обеспечения нулевого магнитного поля в рабочей ячейке, в том числе паразитного лабораторного поля. Регистрация сигналов эха проводилась с помощью ФЭУ с последующей оцифровкой сигнала быстродействующим АЦП и накоплением сигнала фотонного эха. Учитывались только сигналы эха, сформированные световыми импульсами с флуктуациями мощности не более 0.1 от максимальной величины.

На рис.1 справа показана зависимость мощности столкновительного эха от давления буферного газа. При нулевом давлении буферного газа фотонное эхо, сформированное двумя импульсами линейных взаимно-ортогональных поляризаций, практически отсутствует. По мере роста давления ксенона мощность эха нарастает, достигает максимальной величины, и затем затухает, как и “обычное” эхо. Для сравнения на рис.1 слева приведена аналогичная зависимость для фотонного эха, сформированного возбуждающими импульсами одинаковой линейной поляризации (“обычное” фотонное эхо). Максимальная мощность столкновительного эха почти на два

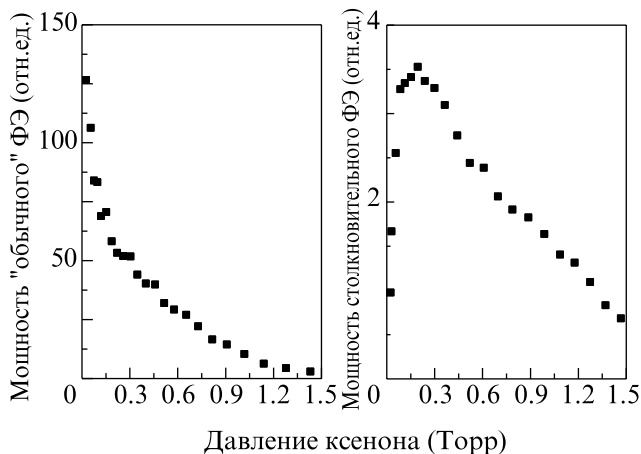


Рис.1. Справа – мощность столкновительного эха как функция давления буферного газа ксенона. Для сравнения слева – аналогичная зависимость для обычного двухимпульсного эха, сформированного в той же газовой смеси импульсами резонансного излучения; мощность столкновительного эха почти на два порядка ниже

порядка меньше, чем “обычного” эха, сформированного параллельными поляризациями возбуждающих импульсов при том же составе газовой смеси “иттербий + буферный газ” и тех же значениях временной задержки. Таким образом, можно оценить относительный вклад анизотропных деполаризующих столкновений на уровне примерно 0.01 по сравнению с изотропными.

Поляризационные свойства столкновительного эха также отличаются от “обычного”. Для получения поляризационной диаграммы рис.2 перед регистрирующим фотоумножителем расположен анализатор. Поляризация столкновительного эха отлична от обычного эха, как это видно на рис.2, – она совпадает с поляризацией первого возбуждающего импульса, как и предсказано в [1, 5]. Напомним, что поляризация “обычного” фотонного эха совпадает с поляризацией второго возбуждающего импульса.

Таким образом, на переходе $^1S_0 (6s^2) - ^3P_1 (6s6p)$ ^{174}Yb (переход типа $0 \leftrightarrow 1$) обнаружено фотонное эхо, сформированное двумя импульсами резонансного излучения, поляризованными линейно и взаимно ортогонально. Фотонное эхо возникает исключительно под действием столкновений атомов иттербия с атомами буферных газов (в данном случае ксенона), имеет немонотонную зависимость мощности от давления буфера, а его поляризация линейна и совпадает с поляризацией первого возбуждающего импульса. Такое поведение столкновительного фотонного эха согласуется с предсказаниями модели де-

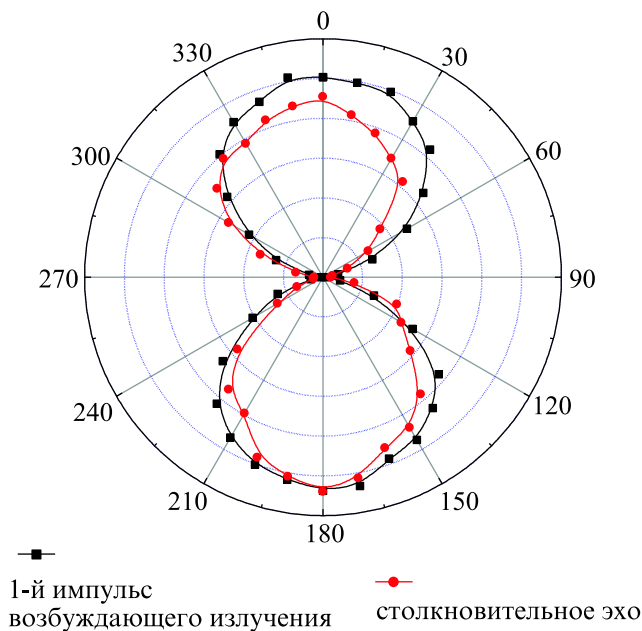


Рис.2. Поляризация столкновительного эха совпадает с поляризацией 1-го импульса

поляризующих столкновений, учитывающей зависимость релаксационной матрицы от скорости активных частиц.

Полученные результаты служат прямым экспериментальным доказательством анизотропии деполяризующих столкновений. Кроме того, из них можно оценить относительный вклад анизотропных деполяризующих столкновений по сравнению с изотропными (в данном случае на уровне процента).

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-16527 и # 07-02-00091, программы ОФН РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты", программы Президиума РАН "Квантовая макрофизика", интеграционного проекта СО РАН – НАН Беларуси.

1. И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. В. Самарцев, *Деполяризующие столкновения в квантовой электродинамике*, М.: Наука. 1992.
2. P. R. Berman and W. E. Lamb, *Phys. Rev. A* **2**, 2435 (1970).
3. В. А. Алексеев, А. В. Малюгин, *ЖЭТФ* **74**, 911 (1978).
4. С. Г. Раутиан, А. Г. Рудаец, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **78**, 545 (1980).
5. В. К. Мацкевич, И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, *Оптика и спектроскопия* **45**, 17 (1978).
6. N. N. Rubtsova, V. N. Ishchenko, E. B. Khvorostov et al., *Phys. Rev. A* **70**, 023403 (2004).