

ДЕПОЛЯРИЗУЮЩИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ АТОМОВ ИТТЕРБИЯ С АТОМАМИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Н. Н. Рубцова^{a*}, *С. А. Кочубей*^a, *Е. Б. Хворостов*^a, *В. А. Решетов*^b

^a *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^b *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Тольяттинский государственный университет»
445020, Тольятти, Россия*

Поступила в редакцию 19 февраля 2021 г.,
после переработки 3 июля 2021 г.
Принята к публикации 4 июля 2021 г.

Получены экспериментальные данные для скоростей релаксации населенности, ориентации и выстраивания уровня $^{174}\text{Yb}(6s6p)^3P_1$ за счет столкновений атомов ^{174}Yb с атомами благородных газов.

DOI: 10.31857/S0044451021100023

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление фотонного эха часто рассматривается как аналог спинового эха. Спиновое эхо известно с 1950 г. [1] и в наши дни стало инструментом исследования различных веществ. Большинство исследований методом спинового эха выполняются для твердотельных или жидких образцов, в микроволновой области спектра — для ядерных спинов, в СВЧ-диапазоне — для электронных спинов. Переход в оптический диапазон спектра означал не просто смену научного оборудования, но и смену теоретических представлений. Для спинового эха, как правило, размер образца меньше длины волны импульсов излучения, резонансного перехода между спиновыми состояниями излучения, формирующих отклик в виде эха. В оптической области длина волны возбуждающего излучения существенно меньше размеров образца, и для формирования когерентного отклика необходим пространственный синхронизм. Термин «световое эхо», предложенный в 1963 г. в работе [2] с предсказанием этого явления в оптике, и ставший более распространенным термин «фотонное эхо», предложенный в публикации 1964 г. [3] с первым экспериментальным наблюдением явления в

твердотельном образце, отражают особенность этого когерентного оптического явления.

Наблюдение фотонного эха в газах считалось невозможным из-за хаотического теплового движения атомов или молекул газа. Ситуация изменилась после публикаций [4, 5] с теоретическим обоснованием явления фотонного эха в газах. Первая экспериментальная работа была выполнена в молекулярном газе SF_6 под действием излучения CO_2 -лазера в области длин волн ~ 10 мкм [6].

Стимулированное фотонное эхо (СФЭ) отличается от первичного фотонного эха, формируемого парой импульсов резонансного излучения, наличием третьего возбуждающего импульса. В рамках двухуровневой модели атомов картина формирования СФЭ следующая. Первый из формирующих СФЭ импульсов создает отличную от нуля неравновесную поляризацию среды, которая порождает импульс неравновесного излучения, быстро затухающий из-за неоднородного уширения спектральной линии (расфазировка излучателей). Вторым импульсом излучения, воздействующий на среду через время задержки τ_{12} , преобразует неравновесную поляризацию среды в неравновесные населенности уровней перехода. На протяжении времени задержки τ_{23} между вторым и третьим импульсами неравновесная разность населенностей уровней может сохраняться; при этом информация о фазах поляризации отдельных атомов хранится в указанных населен-

* E-mail: rubtsova@isp.nsc.ru

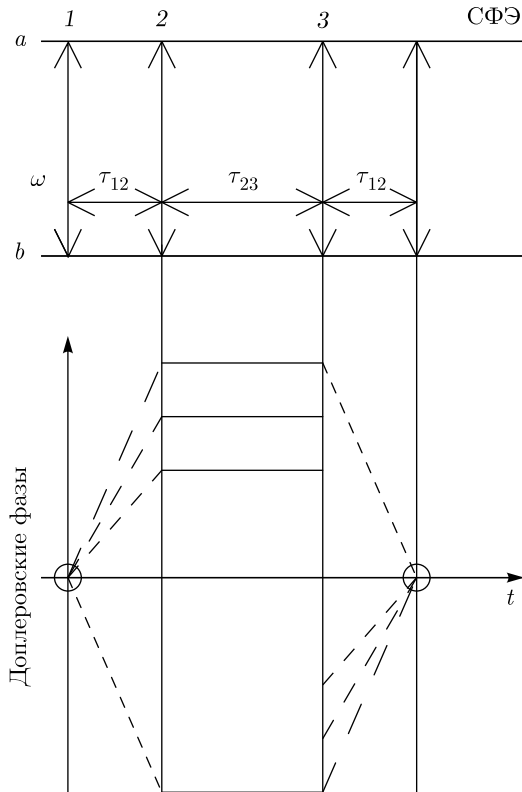


Рис. 1. Последовательность импульсов резонансного излучения, формирующих СФЭ и эволюция доплеровских фаз

ностях уровней и поляризация среды не испытывает дополнительной расфазировки. Третий импульс излучения преобразует эту неравновесную населенность вновь в поляризацию среды и одновременно создает условия для восстановления фазы атомных излучателей. Таким образом, через время задержки τ_{12} после окончания третьего импульса возбуждающего излучения формируется сигнал СФЭ. Последовательность импульсов резонансного излучения и эволюция доплеровских фаз представлена на рис. 1.

В рамках этой упрощенной модели релаксация поляризации среды (на протяжении времени задержки τ_{12}) и населенностей уровней (на протяжении времени задержки τ_{23}) учитывается введением двух параметров релаксации — для разности населенностей рабочих уровней (в теоретическом рассмотрении соответствует разности диагональных элементов матрицы плотности) и для поляризации среды (определяется недиагональными элементами матрицы плотности).

В более реалистичном подходе необходим учет вырождения уровней. В этом рассмотрении сигнал СФЭ зависит не только от задержек между возбуждающими импульсами, от их амплитуд и длительно-

стей (т. е. от площади каждого i -го импульса θ_i — интеграла от частоты Раби по времени), но и от поляризации каждого импульса, а также от скоростей релаксации каждого магнитного подуровня. При расчете СФЭ [7] оказалось удобным перейти от населенностей магнитных подуровней к моментам атомных уровней — населенности $\gamma^{(0)}$, ориентации $\gamma^{(1)}$, выстраиванию $\gamma^{(2)}$ и более высоким моментам. Было показано, что для всех типов переходов основной вклад в сигнал СФЭ вносят именно эти три низших момента поляризации верхнего и нижнего уровней [7, 8]. Для перехода 0–1 скорости релаксации населенности $\gamma^{(0)}$, ориентации $\gamma^{(1)}$, выстраивания $\gamma^{(2)}$ представляют полный набор скоростей релаксации верхнего уровня за счет деполаризующих столкновений.

В настоящее время явление стимулированного фотонного эха представляет собой надежный метод исследования деполаризующих столкновений активных атомов с буферными атомами, разрушающих моменты поляризации уровня. Несмотря на высокий уровень теоретического рассмотрения проблемы, экспериментальная программа исследований до сих пор не была выполнена. Целью данной работы является экспериментальное исследование деполаризующих столкновений по кинетике стимулированного фотонного эха, сформированного тремя импульсами излучения на переходе 0–1.

2. ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Скорости разрушения населенности $\gamma^{(0)}$, ориентации $\gamma^{(1)}$, выстраивания $\gamma^{(2)}$ за счет деполаризующих столкновений можно определить по зависимости от времени задержки τ_{23} сигнала СФЭ, сформированного тремя импульсами резонансного излучения со специально выбранными углами ψ_1 и ψ_2 между векторами поляризации соответственно первого и второго импульсов относительно вектора поляризации третьего импульса.

Напряженность электрического поля сигнала фотонного эха определяется из уравнений Максвелла [8]:

$$\mathbf{e}^e(t') \propto \int_{-\infty}^{\infty} dv f(v) e^{-ikv(t'-\tau_{12})} \mathbf{F}, \quad (1)$$

$$\mathbf{F} = C_1 S_1 S_2 S_3 \sum_{\kappa=0}^2 \mathbf{f}^{(\kappa)} e^{-\gamma^{(\kappa)} \tau_{23}}, \quad (2)$$

где

$$k = \frac{\omega}{c}, \quad t' = t - \frac{z}{c} - T_1 - \tau_{12} - T_2 - \tau_{23} - T_3,$$

$f(v)$ — функция распределения по проекциям v скорости атомов на ось Z ,

$$S_n = \frac{\theta_n}{\Omega_n} \sin \frac{\Omega_n}{2}, \quad D_n = e^{ikvT_n/2}, \quad (3)$$

$$C_n = \cos \frac{\Omega_n}{2} + i \frac{kvT_n}{\Omega_n} \sin \frac{\Omega_n}{2}, \quad (4)$$

$$\Omega_n = \sqrt{\theta_n^2 + (kvT_n)^2}, \quad (5)$$

T_n и θ_n — соответственно длительность и площадь n -го импульса. Величины $\mathbf{f}^{(\kappa)}$ сложным образом зависят от площадей и поляризаций возбуждающих импульсов. В частном случае $\psi_1 = \psi_2 = \psi$ имеем

$$f_x^{(0)} = \frac{4}{3}C_2C_3^*, \quad f_x^{(2)} = \frac{1}{6}C_2C_3^*(1 + 3\cos 2\psi), \quad (6)$$

$$f_y^{(2)} = \frac{1}{2}C_2D_3^* \sin 2\psi, \quad f_x^{(1)} = f_y^{(1)} = f_y^{(0)} = 0, \quad (7)$$

а в случае $\psi_2 = -\psi_1 = \psi$ —

$$f_x^{(0)} = 0, \quad f_y^{(1)} = \frac{1}{2}D_2D_3^* \sin 2\psi, \quad (8)$$

$$f_y^{(2)} = \frac{1}{2}(C_2 - D_2)D_3^* \sin 2\psi \cos 2\psi. \quad (9)$$

Таким образом, при $\psi_1 = \psi_2 = \psi$ ($\psi \neq 0$ и $\psi \neq \pi/2$) затухание компоненты $e_y^{(e)}$ сигнала эха, ортогональной вектору поляризации третьего возбуждающего импульса, с ростом промежутка времени τ_{23} будет определяться только скоростью релаксации выстраивания $\gamma^{(2)}$. При этом зависимость амплитуды эха от площадей возбуждающих импульсов при формировании эха на узкой спектральной линии ($kuT_n \ll 1$, где $u = \sqrt{(2kT/m)}$ — средняя тепловая скорость, m — масса атома иттербия) имеет вид

$$e_y^e \propto \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \frac{\theta_3}{2}. \quad (10)$$

При $\psi_2 = -\psi_1 = \pi/4$ затухание компоненты $e_y^{(e)}$ сигнала эха будет определяться только скоростью релаксации ориентации $\gamma^{(1)}$, при этом зависимость амплитуды эха от площадей на узкой спектральной линии имеет вид

$$e_y^e \propto \sin \theta_1 \sin \frac{\theta_2}{2} \sin \frac{\theta_3}{2}. \quad (11)$$

Наконец, при $\psi_1 = \psi_2 = (1/2) \arccos(-1/3)$ затухание компоненты $e_x^{(e)}$ сигнала эха, параллельной вектору поляризации третьего возбуждающего импульса, будет определяться только скоростью релаксации населенности $\gamma^{(0)}$, при этом зависимость амплитуды эха от площадей на узкой спектральной линии имеет вид

$$e_x^e \propto \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3. \quad (12)$$

Такие существенно различные зависимости (10)–(12) обусловлены тем, что формирование сигналов эха на переходе 0–1 происходит в системе трех невырожденных уровней V-конфигурации. В такой системе три возбуждающих импульса могут формировать различные типы эха (стимулированное, трехуровневое, столкновительное) [9] с разными зависимостями от площадей этих импульсов вида (10)–(12), и вклад каждого типа эха в общий сигнал зависит от поляризаций возбуждающих импульсов. При экспериментальном определении каждой из скоростей релаксации (населенности, ориентации или выстраивания) оптимальные площади возбуждающих импульсов, соответствующие максимальным интенсивностям сигналов эха, должны подбираться индивидуально с учетом зависимостей (10)–(12).

3. ТЕХНИКА РЕГИСТРАЦИИ КИНЕТИКИ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА

Три световых импульса, резонансных переходу ^{174}Yb ($6s^2$) $^1S_0 \leftrightarrow (6s6p)^3P_1$, формировались в двух лазерах на красителе, с применением оптической накачки третьей гармоникой двухканального $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера LOTIS (модель LS-2145D-C3/2, Минск, Беларусь). Задержка между двумя каналами лазера накачки могла перестраиваться в широком диапазоне с шагом 10 нс посредством запуска каналов от внешнего генератора. Световой импульс от первого лазера на красителе делился полупрозрачным зеркалом на две части, одна из которых проходила зеркальную пространственную линию задержки. Таким образом, первый лазер на красителе формировал два световых импульса с фиксированной задержкой 33 нс между ними. Оба эти импульса излучения имели высокую степень взаимной когерентности. Третий световой импульс формировался во втором лазере на красителе. Его задержка относительно двух первых импульсов менялась в эксперименте в диапазоне от 50 до 550 нс и обеспечивалась внешним генератором, управляющим запуском импульсов лазера накачки. Задержка про-

верялась по сигналу ФЭУ от остаточной засветки всеми тремя импульсами, и это значение задержки использовалось для построения кинетических кривых. Для уменьшения засветки ФЭУ возбуждающими импульсами использовалась схема углового СФЭ, при которой волновые векторы всех пучков излучения, формирующих сигнал СФЭ, расположены по ребрам трехгранной пирамиды, а углы между ними не превышают $2 \cdot 10^{-3}$ рад.

Длительности всех импульсов возбуждающего излучения были равны 10 нс. Площадь каждого импульса возбуждающего излучения оценивается как 10π . Оценка получена на основании измерения энергии импульса, его длительности и поперечного распределения пучков излучения. Для получения оценки предполагалось равномерное распределение световой энергии по сечению пучка излучения. В действительности это распределение неравномерно и может различаться для каждого из трех импульсов и от вспышки к вспышке. В программе регистрации для АЦП можно наблюдать сигнал СФЭ от каждой вспышки без усреднения — в так называемом режиме осциллографа. При этом видно, что есть вспышки, где сигнал эха велик, а есть такие, где он очень мал. Таким образом, величина площадей 10π — среднее эффективное значение площади возбуждающих импульсов, которое оказалось оптимальным для усреднения по большому числу (100–300) измерений. Стабильность этой величины обеспечивалась в процессе усреднения выбраковкой измерений, соответствовавших отклонению амплитуд возбуждающих импульсов более чем на 10 %.

Длина волны обоих лазеров на красителе контролировалась с точностью до 0.0001 нм с помощью специального измерителя, собранного на основе пяти интерферометров Фабри–Перо. При отклонении несущих частот излучения лазеров на красителе более чем на 150 МГц друг от друга соответствующие измерения выбраковывались. Каждая экспериментальная точка на графиках получена в результате усреднения по 300 измерениям или более. Длина волны излучения лазеров поддерживалась равной 555.802 нм, спектральная ширина световых импульсов составляла величину 150 МГц. Для получения такой спектральной ширины линии излучения в резонатор (включающий диэлектрическое зеркало, стеклянную призму и дифракционную решетку 1200 штр./мм, работающую в режиме скользкого падения) каждого из двух задающих лазеров на красителе вносился интерферометр Фабри–Перо. Дополнительные дифракционные решетки 1200 штр./мм были установлены между каж-

дым задающим генератором и первым усилительным каскадом.

Температура в кювете с иттербием контролировалась с помощью платино-родиевой термопары и поддерживалась на уровне 600°C с точностью до 1°C . Давление насыщенных паров иттербия при этой температуре составляет приблизительно 30 мТорр. Давление буферных инертных газов (He, Ne, Ar, Kr, Xe) в кювете поддерживалось на уровне 50–400 мТорр, что гарантировало преимущественные столкновения активных атомов иттербия с атомами буферного газа.

Для выбора углов поляризации возбуждающих импульсов излучение каждого возбуждающего пучка с исходной линейной поляризацией пропусклось через четвертьволновую пластинку для преобразования в круговую поляризацию, а затем через призму Глана–Тейлора для выбора необходимого вектора поляризации каждого возбуждающего импульса. Для регистрации необходимой компоненты СФЭ перед детектором сигнала (ФЭУ) располагался анализатор. Степень поляризации излучения после призмы Глана–Тейлора и после анализатора была линейной с точностью не хуже 10^{-3} по мощности излучения.

Для измерения скорости распада ориентации использовались углы ± 45 град.; измерялась мощность компоненты поляризации эха, ортогональной вектору поляризации третьего импульса. Для измерения скорости распада населенности и выстраивания в эксперименте использовались одинаковые углы ψ_1 и ψ_2 , примерно равные 55 град., и измерялись мощности как параллельной, так и ортогональной компоненты поляризации СФЭ по отношению к направлению вектора поляризации третьего возбуждающего импульса. В этом случае параллельная компонента эха распадается как населенность, ортогональная — как выстраивание. Представленный выше выбор углов ψ_1 и ψ_2 сохранял условия юстировки для измерений скоростей распада населенности и выстраивания, что дало возможность прямого сравнения величины сигналов и двух скоростей затухания. При измерении скорости распада ориентации приходилось подправлять юстировку, так как угловая схема возбуждения очень чувствительна к любым поворотам оптических элементов (для того чтобы изменить угол направления вектора поляризации первого и второго импульсов, поворачивались два проходных оптических элемента — фазовая пластинка и призма Глана–Тейлора). Для каждого газа проводилось несколько независимых измерений, результаты изо дня в день воспроизводились.

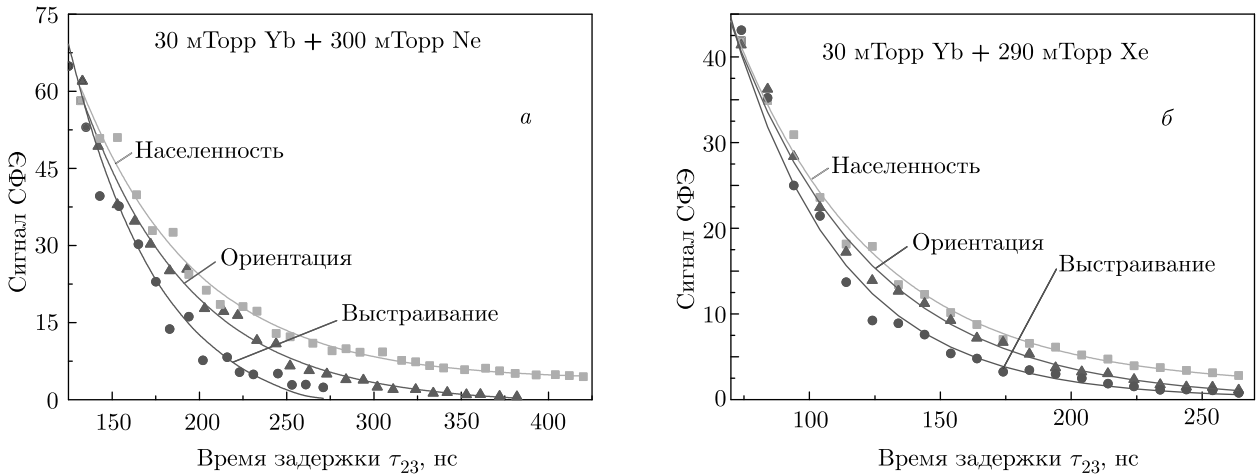


Рис. 2. Сигналы СФЭ, отражающие затухание населенности, ориентации и выстраивания в смесях иттербия с неоном (а) и с ксеноном (б)

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Кривые, представляющие зависимость от времени задержки компоненты СФЭ, параллельной или ортогональной вектору поляризации третьего возбуждающего импульса, довольно точно укладывались на затухающую экспоненту для всех использованных углов ψ_1 и ψ_2 , а также для всех партнеров по столкновениям атомов ^{174}Yb с буферными газами. Пример кинетических кривых показан на рис. 2.

Измеренные скорости столкновительной релаксации $\gamma^{(i)}$ населенности, ориентации и выстраивания уровня 3P_1 атомов ^{174}Yb линейно возрастали с увеличением давления буферного газа. Эти зависимости представлены на рис. 3.

Для легких буферных газов He, Ne, Ar скорость столкновительного распада ориентации почти совпадает со скоростью распада населенности; отличие зачастую не превосходит ошибки измерений. Для более тяжелых буферных газов Kr, Xe различие между тремя константами релаксации $\gamma^{(0)}$, $\gamma^{(1)}$ и $\gamma^{(2)}$ становится заметнее.

В сериях измерений $\gamma^{(i)}(p)$ для всех буферных газов давление паров иттербия было одинаковым, примерно 30 мТорр, поэтому все графики $\gamma^{(i)}(p)$ в нулях давления сходятся к значениям, измеренным в чистых парах иттербия, без примеси буферных газов. Эти измеренные значения показаны на всех графиках рис. 3 и равны $\gamma^{(0)}(0) = 0.24$, $\gamma^{(1)}(0) = 0.26$ и $\gamma^{(2)}(0) = 0.34$ в единицах 10^6 с^{-1} . Точки пересечения с осью ординат прямых, аппроксимирующих зависимости $\gamma^{(i)}(p)$ несколько различны для разных буферных газов. Эти результаты аппроксимации в

Таблица 1. Константы измеренных скоростей релаксации (в единицах $10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$)

Буферный газ	$d\gamma^{(0)}/dp$	$d\gamma^{(1)}/dp$	$d\gamma^{(2)}/dp$
He	2.72 ± 0.12	2.75 ± 0.12	3.04 ± 0.18
Ne	2.52 ± 0.13	2.71 ± 0.13	3.05 ± 0.15
Ar	2.49 ± 0.11	2.62 ± 0.11	3.17 ± 0.13
Kr	2.54 ± 0.14	2.73 ± 0.14	3.48 ± 0.18
Xe	2.98 ± 0.13	3.30 ± 0.11	3.95 ± 0.11

тех же единицах измерения дают следующие величины: для He 0.27, 0.27, 0.30, для Ne 0.25, 0.27, 0.31, для Ar 0.25, 0.26, 0.32, для Kr 0.25, 0.27, 0.35 и для Xe 0.30, 0.33, 0.39. Учитывая точность измерений каждого значения $\gamma^{(i)}(p)$, показанного на графиках рис. 3, расхождение между величинами аппроксимации и измерений без буферных газов можно считать удовлетворительным.

По зависимостям скоростей релаксации $\gamma^{(i)}$ от давления буферного газа определены константы релаксации $d\gamma^{(i)}/dp$ (здесь $i = 0, 1, 2$, а p — давление буферного газа) для каждого буферного газа. Эти результаты приведены в табл. 1.

По значениям из табл. 1 заметно, что для легких буферных газов He, Ne, Ar значения $d\gamma^{(0)}/dp$ и $d\gamma^{(1)}/dp$ почти совпадают, а для более тяжелых буферных газов Kr, Xe различие между тремя константами релаксации $d\gamma^{(0)}/dp$, $d\gamma^{(1)}/dp$ и $d\gamma^{(2)}/dp$

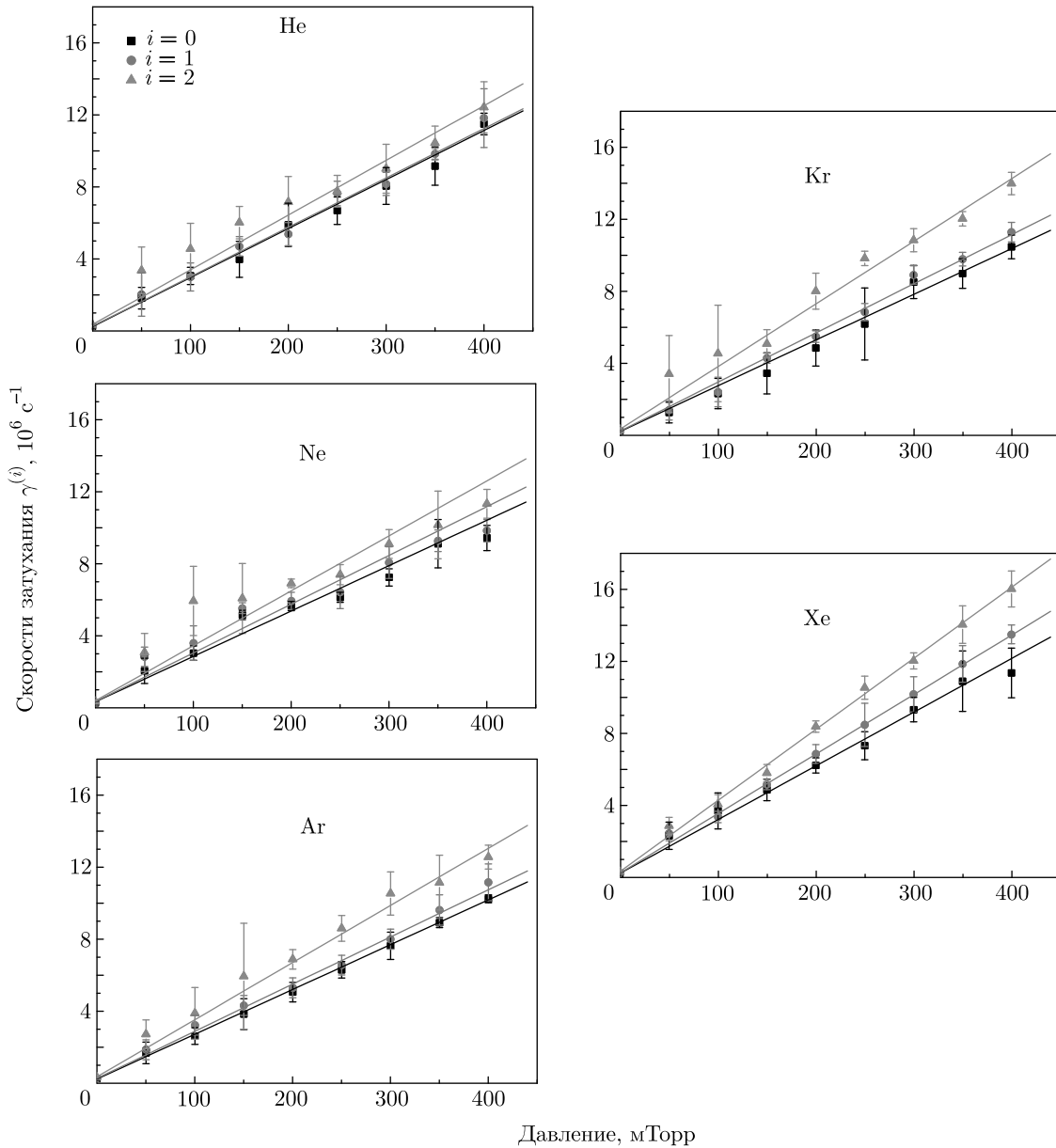


Рис. 3. Скорости релаксации сигналов $\gamma^{(i)}$, отражающие затухание населенности, ориентации и выстраивания в смесях иттербия с He, Ne, Ar, Kr, Xe

больше. Также хорошо видна тенденция к росту всех трех констант скоростей распада уровня 3P_1 атомов ^{174}Yb с увеличением массы буферного газа.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Развитие методов поляризационной спектроскопии на основе фотонного эха [7–12] стимулирует экспериментальные исследования деполаризующих столкновений атомов в разреженных газах. В по-

следнее время наблюдается также возрастание интереса к деполаризующим столкновениям атомов в космической среде [13, 14]. В данном случае относительная простота объекта исследования (оптический переход типа 0–1) позволяет проверить экспериментально предсказания теории стимулированного фотонного эха с учетом деполаризующих столкновений. Метод стимулированного фотонного эха со специальными поляризациями возбуждающих импульсов вполне универсален и может применяться к любым спектральным переходам.

Данные, полученные в этой работе, согласуются с результатами, полученными в работе [15] для разности констант релаксации выстраивания и ориентации уровня 3P_1 атомов ^{174}Yb при столкновениях с атомами Кг. По результатам этой работы имеем

$$\frac{d\gamma^{(2)}}{dp} - \frac{d\gamma^{(1)}}{dp} = (7.5 \pm 0.2) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1},$$

что не противоречит значению $(6.8 \pm 0.6) \times 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ из [15].

Скорости $\gamma^{(i)}$ должны включать все процессы релаксации. Скорость релаксации населенности $\gamma^{(0)}$ должна определяться радиационным распадом уровня и неупругими столкновениями возбужденных атомов иттербия как с атомами буферных газов, так и друг с другом. Время жизни τ_{rad} рабочего уровня 3P_1 атомов ^{174}Yb относительно радиационного распада приблизительно равно 800 нс, что дает вклад в скорость $\gamma^{(0)}$ $1/(2\pi\tau_{rad}) \approx 0.2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, что меньше значения $\gamma^{(0)}(0)$, измеренного в чистом иттербии. Трудно предполагать, что вклад неупругих столкновений в скорости релаксации $\gamma^{(0)}$ в чистом иттербии будет заметным, так как уровень 3P_1 атомов ^{174}Yb достаточно изолирован. Значит, мы должны иметь $\gamma^{(0)}$ как малую, на уровне $\approx 0.2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, и не зависящую от давления буферных газов величину. Для скоростей релаксации ориентации и выстраивания должны выполняться соотношения

$$\gamma^{(1)} = \gamma^{(0)} + \Gamma^{(1)}, \quad \gamma^{(2)} = \gamma^{(0)} + \Gamma^{(2)}$$

соответственно, т. е. к скорости релаксации населенности $\gamma^{(0)}$ прибавляются скорости релаксации ориентации $\Gamma^{(1)}$ или выстраивания $\Gamma^{(2)}$, за счет упругих деполяризующих столкновений, т. е. столкновений, которые не меняют населенность уровня, но меняют распределение атомов по зеемановским подуровням.

Поскольку в эксперименте наблюдается явная зависимость $\gamma^{(0)}(p)$ для всех буферных газов, мы обязаны предположить наличие упругого процесса, уменьшающего амплитуду стимулированного фотонного эха независимо от поляризаций световых импульсов, формирующих его. И такой процесс существует, это упругое рассеяние с изменением скорости (velocity changing collisions), и его скорость, очевидно, должна возрастать с увеличением давления буферного газа. В теории деполяризующих столкновений обычно предполагается, что скорость не изменяется. Однако наличие упругих столкновений с изменением скорости наблюдалось в экспериментах по двухимпульсному фотонному эху в виде отклонения от экспоненциального затухания сигнала

Таблица 2. Константы скоростей релаксации за счет столкновений с изменением скорости $d\gamma_{vcc}/dp$, ориентации $d\Gamma^{(1)}/dp$ и выстраивания $d\Gamma^{(2)}/dp$ (в единицах $10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$)

Буферный газ	$d\gamma_{vcc}(p)/dp$	$d\Gamma^{(1)}/dp$	$d\Gamma^{(2)}/dp$
He	2.72 ± 0.12	0.03 ± 0.12	0.32 ± 0.18
Ne	2.52 ± 0.13	0.19 ± 0.13	0.53 ± 0.15
Ar	2.49 ± 0.11	0.13 ± 0.11	0.68 ± 0.13
Kr	2.54 ± 0.14	0.19 ± 0.14	0.94 ± 0.18
Xe	2.98 ± 0.13	0.32 ± 0.11	0.97 ± 0.11

ла эха как функции времени задержки между возбуждающими импульсами [16] и исследовалось методом стимулированного фотонного эха [17]. Для СФЭ, сформированного импульсами резонансного излучения с неколлинеарными векторами, предсказано влияние на зависимость СФЭ (τ_{23}) упругого рассеяния с изменением скорости [18, 19]. В нашем эксперименте использована как раз угловая схема формирования СФЭ. И хотя угол между векторами трех световых импульсов, формирующих СФЭ, мал, зато давление буферных газов варьируется в широких пределах, и вклад упругого рассеяния с изменением скорости может проявиться. В наших экспериментах не наблюдалось отклонения кинетики СФЭ от экспоненциальной, которое, согласно [18, 19], должно проявляться в области малых задержек τ_{23} . В наших экспериментах, как видно на рис. 2, минимальная задержка равна 80 нс. Тем не менее можно предположить, что измеренные зависимости $\gamma^{(0)}(p)$ обусловлены, вероятнее всего, именно столкновениями с изменением скорости — $\gamma^{(0)}(p) = \gamma_{vcc}(p)$. Следуя этой логике, для выделения вклада чисто деполяризующих столкновений (релаксации ориентации $\Gamma^{(1)}$ или выстраивания $\Gamma^{(2)}$) необходимо вычестить из измеренных зависимостей $\gamma^{(1)}(p)$ и $\gamma^{(2)}(p)$ зависимости $\gamma_{vcc}(p)$. В табл. 2 представлены константы скоростей релаксации за счет упругих столкновений с изменением скорости $d\gamma_{vcc}(p)/dp$ и константы скоростей релаксации ориентации $d\Gamma^{(1)}/dp$ и выстраивания $d\Gamma^{(2)}/dp$.

Из табл. 2 видно, что точность измерений невелика в случае легких буферных газов. Тем не менее значения констант релаксации ориентации $d\Gamma^{(1)}/dp$ показывают возрастающую зависимость от массы буферных газов; для констант релаксации выстраивания

вания $d\Gamma^{(2)}/dp$ эта зависимость выражена сильнее. Зависимость $d\gamma_{vcc}(p)/dp$ носит тот же характер — возрастание с ростом массы буферного газа.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые методом стимулированного фотонного эха определены скорости релаксации всех моментов поляризации верхнего рабочего уровня 3P_1 оптического перехода типа 0–1: населенности $\gamma^{(0)}$, ориентации $\gamma^{(1)}$ и выстраивания $\gamma^{(2)}$. Эксперименты выполнены для перехода ^{174}Yb ($6s^2$) $^1S_0 \leftrightarrow (6s6p)^3P_1$ (тип 0 \leftrightarrow 1) в условиях разбавления атомов иттербия инертными газами с использованием схемы углового стимулированного эха с малыми углами между векторами трех импульсов резонансного излучения, формирующими сигнал СФЭ. Измерения проведены в широком диапазоне давления буферных газов; скорости релаксации $\gamma^{(0)}$, ориентации $\gamma^{(1)}$ и выстраивания $\gamma^{(2)}$ линейно возрастали с увеличением давления буферного газа. Наличие зависимости $\gamma^{(0)}(p)$ от давления буферных газов, очевидно, связано с влиянием упругих столкновений с изменением скорости.

Для тяжелых буферных газов различие между тремя измеренными константами скоростей релаксации $d\gamma^{(0)}/dp$, $d\gamma^{(1)}/dp$ и $d\gamma^{(2)}/dp$ заметнее, чем для легких буферных газов. Константы релаксации моментов поляризации уровня 3P_1 атомов ^{174}Yb возрастают с ростом массы буферного газа, что согласуется с теоретическими представлениями о деполаризующих столкновениях атомов.

Получить теоретическое представление об относительном вкладе упругих столкновений с изменением скорости по сравнению с деполаризующими столкновениями сложно. В работах [18, 19] не учитывается вырождение уровней, а в теории деполаризующих столкновений предполагается отсутствие изменения скорости при столкновениях. Результаты, полученные в данной работе, очевидно, показывают важность таких особенностей эксперимента, как применение схемы углового эха даже при малых углах между волновыми векторами возбуждающих импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Hahn, Phys. Rev. **80**, 580 (1950).
2. У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, Физика металлов и металловедение **15**, 313 (1963).
3. N. A. Kurnit, I. D. Abella, and S. R. Hartmann, Phys. Rev. Lett. **13**, 567 (1964).
4. M. Scully, M. J. Stephen, and D. C. Burnham, Phys. Rev. **171**, 213 (1968).
5. В. В. Самарцев, Укр. физ. ж. **14**, 1045 (1969).
6. C. K. N. Patel and R. E. Slusher, Phys. Rev. Lett. **20**, 1087 (1968).
7. И. В. Евсеев, Дисс. ... докт. физ.-матем. наук, МИФИ, Москва (1987).
8. И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. В. Самарцев, *Деполаризующие столкновения в нелинейной электродинамике*, Наука, Москва (1992).
9. V. Reshetov and E. Popov, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **45**, 225502 (2012).
10. И. В. Евсеев, Н. Н. Рубцова, В. В. Самарцев, *Когерентные переходные процессы в оптике*, Физматлит, Москва (2009).
11. J. C. Keller and J. L. Le Gouët, Phys. Rev. Lett. **52**, 2034 (1984).
12. M. Saïdi, J. C. Keller, and J. L. Le Gouët, J. Phys. France **49**, 1513 (1988).
13. B. Kerkeni, A. Spielfiedel, and N. Feautrier, Astron. Astrophys. Sec. Astrophys. Processes **402**, 5 (2003).
14. R. M. Sainz, O. Roncero, C. Sanz-Sanz et al., Astrophys. J. **788**, 118 (2014).
15. I. V. Yevseyev, V. N. Ishchenko, E. B. Khvorostov et al., Laser Phys. Lett. **4**, 524 (2007).
16. B. Comaskey, R. E. Scotti, and R. L. Shoemaker, Opt. Lett. **6**, 45 (1981).
17. R. Kachru, T. W. Mossberg, and S. R. Hartmann, Opt. Commun. **30**, 57 (1979).
18. E. N. Akhmedshina, L. A. Nefediev, and G. I. Garnaeva, J. Appl. Spectrosc. **82**, 669 (2015).
19. E. N. Ahmedshina, L. A. Nefediev, Y. A. Nefedyev, G. I. Garnaeva, and N. E. Zamaliev, J. Appl. Spectrosc. **85**, 1017 (2019).