

# КИНЕТИКА ФОТОННОГО ЭХА, ИНДУЦИРОВАННОГО СТОЛКНОВЕНИЯМИ

*Н. Н. Рубцова*<sup>a\*</sup>, *С. А. Кочубей*<sup>a</sup>, *Е. Б. Хворостов*<sup>a</sup>, *В. А. Решетов*<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия

<sup>b</sup> Тольяттинский государственный университет  
445667, Тольятти, Россия

Поступила в редакцию 18 апреля 2019 г.,  
после переработки 13 июня 2019 г.  
Принята к публикации 19 июня 2019 г.

Исследована немонотонная кинетика фотонного эха, индуцированного столкновениями, для ряда буферных атомов. Индуцированное столкновениями фотонное эхо формировалось на переходе  $^{174}\text{Yb}$  ( $6s^2$ )  $^1S_0 \leftrightarrow (6s6p) ^3P_1$  (тип  $0 \leftrightarrow 1$ ) парой импульсов резонансного излучения, поляризованных линейно и взаимно ортогонально, в парах иттербия и в его смесях с He, Ne, Ar, Kr, Xe. В этих же смесях регистрировалась кинетика обычного фотонного эха, сформированного импульсами с одинаковой линейной поляризацией. Полученные константы скорости затухания для обоих видов эха одинаковы с точностью до ошибок измерений. Для столкновений атомов  $^{174}\text{Yb}$  между собой и с другими изотопами иттербия в естественной смеси изотопов получена оценка сверху для параметра анизотропии, равная  $0.22 \pm 0.07$  от скорости затухания сигнала фотонного эха.

DOI: 10.1134/S004445101911004X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонное эхо, индуцированное анизотропией столкновительной релаксации деполаризующих столкновений, т. е. зависимостью скорости релаксации от направления скорости движения активных атомов, исследовалось нами ранее в экспериментах с изменением давления буферного газа на переходе  $0-1$  [1–4]. Свойства этого когерентного отклика отличаются от свойств обычного фотонного эха. Фотонное эхо, индуцированное анизотропией столкновительной релаксации, возникает только в присутствии буферного газа; при оптимальных условиях возбуждения столкновительного эха, т. е. для ортогональных линейных поляризаций возбуждающих импульсов, обычное эхо на переходе  $0-1$  отсутствует. Столкновительное фотонное эхо проявляет немонотонную зависимость от давления буфера; для обычного эха это монотонное

затухание. Наконец, столкновительное фотонное эхо поляризовано вдоль первого возбуждающего импульса; обычное эхо поляризовано вдоль второго импульса. Подробные исследования кинетики фотонного эха, индуцированного столкновениями, ранее не проводились.

Цель данной работы — исследовать немонотонную кинетику затухания фотонного эха, индуцированного столкновениями атомов благородных газов с атомами иттербия  $^{174}\text{Yb}$ , в сравнении с кинетикой обычного фотонного эха, а также по возможности оценить параметр анизотропии.

## 2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве источников двух импульсов возбуждающего резонансного излучения использовались лазеры оригинальной конструкции на красителе кумарин-153 с оптической накачкой третьей гармоникой излучения импульсного лазера  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  (модель LS-2145D-C3/2, длительность импульсов около 10 нс, производство фирмы ЛОТИС, Беларусь). Лазер LS-2145D-C3/2 обеспечивал пару им-

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

пульсов инфракрасного излучения с регулируемой задержкой времени между ними с последующей генерацией третьей гармоники в двух кристаллах KDP. Для увеличения мощности излучения накачки использована модуляция добротности электрооптическими модуляторами. Установка позволяла с шагом 10 нс регулировать время задержки между импульсами излучения, резонансного перехода атомов иттербия  $^{174}\text{Yb} (6s^2) ^1S_0 \leftrightarrow (6s6p) ^3P_1$  (тип  $0 \leftrightarrow 1$ ). Оптическая схема лазеров на красителе включала в себя задающий генератор и два усилительных каскада. Грубая настройка частоты излучения каждого лазера на красителе на исследуемый переход иттербия осуществлялась поворотом дифракционной решетки задающего генератора, плавная — изменением давления азота в камере, в которой расположена дифракционная решетка. Внешняя схема формирования сигналов фотонного эха направляла пучки в ячейку с парами иттербия под малым углом (не более 2 мрад) с помощью нескольких плоских зеркал; это позволяло пространственно отделить слабый эхо-отклик от мощных формирующих импульсов излучения. Поляризация каждого из импульсов задавалась поляризатором. Перед регистрирующим прибором (ФЭУ) был расположен анализатор, позволяющий дополнительно защитить ФЭУ от засветки излучением второго возбуждающего импульса. Поляризация импульсов была линейной с точностью не хуже  $10^{-3}$  по мощности излучения. При исследовании обычного фотонного эха (ФЭ) поляризации возбуждающих импульсов были одинаковыми и совпадали с ориентацией анализатора перед ФЭУ. Для экспериментов по исследованию ФЭ, индуцированного столкновениями, поляризация второго импульса возбуждающего излучения была ортогональна поляризации первого, а ориентация анализатора совпадала с ориентацией поляризации первого возбуждающего импульса.

В данном эксперименте обращалось особое внимание на компенсацию магнитного поля Земли и лабораторного магнитного поля, поскольку присутствие магнитного поля разрушает фотонное эхо, индуцированное столкновениями [5].

Задержка времени между возбуждающими импульсами излучения задавалась внешним многоканальным генератором шагами по 10 нс, однако точное значение задержки между оптическими импульсами измерялось по ослабленным световым импульсам, регистрируемым ФЭУ. Минимально доступные в эксперименте задержки ( $\approx 50$ – $60$  нс) определялись особенностями системы регистрации.

Длительности возбуждающих импульсов составляли 10 нс, а ширина линии генерации лазеров на красителе в среднем была порядка 1 ГГц, что сравнимо с доплеровской шириной линии поглощения  $^{174}\text{Yb}$  при температуре экспериментов. Предположительно, условия эксперимента соответствовали промежуточному типу между случаем формирования фотонного эха на узкой спектральной линии и случаем формирования эха на широкой спектральной линии.

Температура рабочей ячейки в экспериментах с чистым иттербием (природная смесь изотопов) изменялась в пределах 810–860 К; при этом давление паров иттербия изменялось от 5 до 21.5 мТорр. Температура ячейки была 860–890 К в экспериментах с разбавлением иттербия инертными газами. Давление буферных газов изменялось от нуля до 200–300 мТорр в смесях с иттербием. При максимальном давлении буфера разбавление атомов  $^{174}\text{Yb}$  доходило до 1:30. Ряд благородных газов He, Ne, Ar, Kr, Xe с естественным содержанием изотопов использован в качестве буферных атомов; исследованы также столкновения атомов  $^{174}\text{Yb}$  между собой и с атомами других изотопов иттербия.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе мы будем использовать обозначения измеряемых величин, принятые в [4]. Будем считать, что однородное уширение линии  $\gamma = \gamma^{(1)} + \Gamma$  складывается из двух величин:  $\gamma^{(1)}$ , учитывающей вклады излучательного распада (радиационное время жизни равно примерно 820 нс) верхнего рабочего уровня  $^3P_1$   $^{174}\text{Yb}$ , неупругих столкновений и столкновений, сбивающих фазу дипольного момента перехода, а также  $\Gamma = (\Gamma_0 + \Gamma_1)/2$ , характеризующей деполяризующие столкновения. При наличии упругих деполяризующих столкновений релаксация атомных дипольных моментов в случае переходов  $J_a = 0 \rightarrow J_b = 1$  характеризуется двумя различными комплексными константами релаксации: одна  $\Gamma_0 + i\Delta_0$  для компоненты дипольного момента, коллинеарной скорости атома, другая  $\Gamma_1 + i\Delta_1$  для компоненты дипольного момента, перпендикулярной скорости атома [6]. Генерация фотонного эха, индуцированного столкновениями, обусловлена разностью этих двух констант — параметром анизотропии столкновений  $\lambda = \Gamma_0 + i\Delta_0 - \Gamma_1 - i\Delta_1$ .

Для всех смесей иттербия с буферными газами зарегистрирована экспоненциальная кинетика затухания обыкновенного ФЭ для задержек между

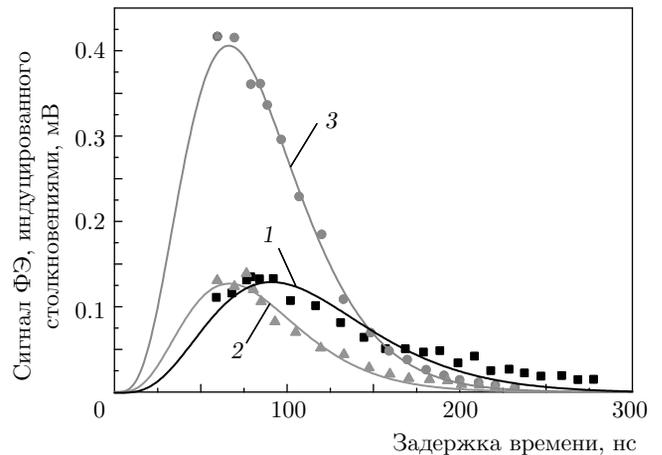
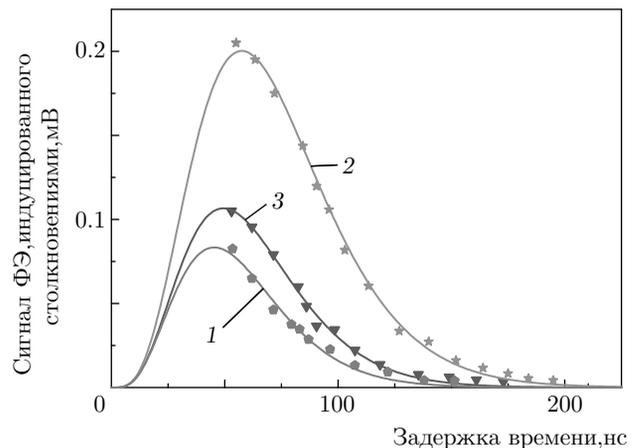
**Таблица.** Константы скорости затухания двухимпульсного фотонного эха

Партнеры по столкновениям атомов $^{174}\text{Yb}$	Константа скорости затухания ФЭ $d\gamma/dp, 10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$
He	$2.57 \pm 0.33$
Ne	$2.63 \pm 0.26$
Ar	$2.62 \pm 0.27$
Kr	$3.09 \pm 0.35$
Xe	$3.31 \pm 0.41$
Yb	$5.77 \pm 1.41$

возбуждающими импульсами 60–300 нс. Для давлений буферного газа  $p$  в диапазоне 0–300 мТорр при фиксированном давлении паров иттербия определены скорости затухания обыкновенного фотонного эха, соответствующие однородному уширению спектральной линии  $\gamma$ . По сериям этих значений для каждого буферного газа определены константы  $d\gamma/dp$ , представленные в таблице. Все измеренные значения  $\gamma$  существенно выше радиационной ширины, так что влияние различного типа столкновений велико. В ряду буферных газов константы скорости затухания ФЭ, т.е. константы однородного уширения  $d\gamma/dp$ , возрастают по мере роста массы буферного атома. Самое большое однородное уширение соответствует столкновениям атомов  $^{174}\text{Yb}$  между собой и с другими изотопами атомов иттербия.

В случае фотонного эха, индуцированного столкновениями, кинетика немонотонна как для паров иттербия без посторонних газов, так и для смесей с благородными газами.

На рис. 1 показаны экспериментальные кинетические кривые для фотонного эха, индуцированного столкновениями, в чистом иттербии при давлении 21.5 мТорр (кривая 1, квадраты), для смеси 21.5 мТорр Yb+90 мТорр Ar (кривая 2, треугольники) и для смеси 21.5 мТорр Yb+101 мТорр Xe (кривая 3, кружки). Сплошные кривые на рис. 1 — интерполяция по формуле (21) из работы [4] в предположении  $|\lambda|\tau \ll 1$ . В чистом иттербии виден участок возрастания сигнала эхо для задержек менее 80 нс, отчетливо регистрируется максимум; при дальнейшем увеличении задержек эхо, индуцированное столкновениями, затухает.

**Рис. 1.** Кинетика фотонного эха, индуцированного столкновениями, в чистом иттербии (1) и его смесях с аргоном (2) и ксеноном (3)**Рис. 2.** Кинетика фотонного эха, индуцированного столкновениями, в смесях иттербия с гелием (1), неоном (2) и криптоном (3)

Для индуцированного столкновениями ФЭ в смесях иттербия с благородными газами кинетические кривые при малых задержках имеют, как правило, пологий участок, а вся кривая никак не может быть описана экспоненциальной зависимостью. По виду рис. 1 можно предположить, что ксенон обеспечивает более высокий, чем аргон, сигнал фотонного эха, индуцированного столкновениями. Кинетические кривые для фотонного эха, индуцированного столкновениями, в смесях иттербия с гелием, неоном и криптоном приведены на рис. 2. Это кривые затухания для смесей 46.4 мТорр Yb+201 мТорр He (кривая 1, пятиугольники); 46.4 мТорр Yb+195 мТорр Ne (кривая 2, звездочки); 46.4 мТорр Yb+203 мТорр Kr (кривая 3, тре-

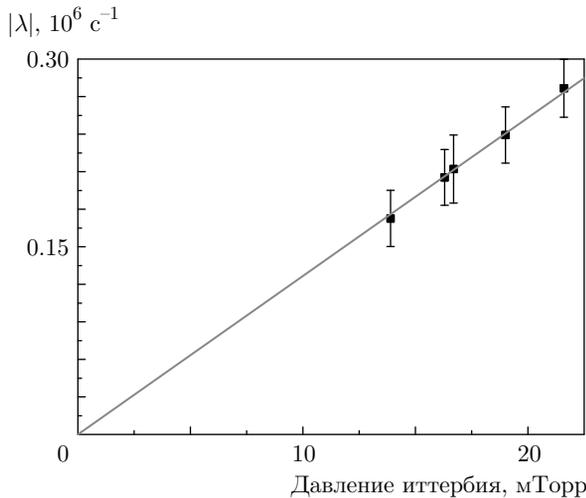


Рис. 3. Параметр анизотропии  $\lambda$  растет с ростом давления паров иттербия

угольники); сплошные кривые — результат интерполяции согласно [4]. Для смесей с благородными газами условия регистрации не позволили определить отчетливые максимумы кривых. Можно лишь уверенно говорить об отличии кинетических кривых от экспоненциальных зависимостей от времени задержки  $\tau$ . Значения давления буферных газов гелия, неона и криптона на рис. 2 примерно одинаковы. Тем не менее, амплитуды сигналов невозможно использовать для определения параметров анизотропии для буферных газов. Причина заключается в чувствительности амплитуды слабых сигналов столкновительного ФЭ к юстировке оптической схемы, которая была необходима для каждой серии измерений с новым буферным газом.

Константы скоростей затухания фотонного эха, индуцированного столкновениями, совпали с соответствующими константами скоростей затухания обычного фотонного эха в пределах точности измерений для каждого из буферных газов и для чистого иттербия.

Для паров чистого иттербия эксперименты по регистрации кинетики обычного ФЭ и столкновительного ФЭ (одна кинетическая кривая показана на рис. 1) были выполнены в одинаковых условиях. Из отношения максимальных амплитуд сигналов для обычного и столкновительного ФЭ для каждого из давлений иттербия можно определить значение  $|\lambda|/\gamma$ , а сам параметр анизотропии  $|\lambda|$  находится по измеренным скоростям затухания фотонного эха  $\gamma$  [4]. Оценка параметра  $|\lambda|$  выполнялась для диапазона давлений паров иттербия  $p$  от 13.9 до 21.5 мТорр. Этот диапазон определялся тем, что

для давлений меньше 13.9 мТорр столкновительное эхо слишком слабое, а при давлениях свыше 21.5 мТорр нельзя работать без буферного газа — есть риск запыления окон кюветы пленкой. График зависимости  $|\lambda|(p)$  представлен на рис. 3. В этом диапазоне давлений иттербия параметр анизотропии  $|\lambda|$ , нормированный на давление газа, равен  $d|\lambda|/dp = (1.27 \pm 0.14) \text{ c}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ . Учитывая сказанное выше, эту величину следует рассматривать как оценку сверху для параметра анизотропии столкновительной релаксации в иттербии. С учетом уширения оптического перехода в парах иттербия получаем оценку  $|\lambda|/\gamma = 0.22 \pm 0.07$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Проявления анизотропии столкновений в форме линии поглощения давно привлекали внимание исследователей [7–9]. Однако регистрация анизотропии столкновений в форме линии поглощения затруднительна. Еще для экспериментов по флуоресценции атомов, выполняемых без использования лазерного излучения, было предсказано [10], что «при возбуждении плоскополяризованным светом возможно появление флуоресценции, поляризованной по кругу. В изотропном случае, когда все направления столкновений равновероятны, такое изменение невозможно». Наконец, в работе [6] был предложен способ зарегистрировать проявление анизотропии столкновений на нулевом фоне на переходе 0–1 в виде фотонного эха, индуцированного столкновениями. В данной работе проведено более подробное исследование кинетики такого фотонного эха. Надежные результаты получены для скоростей затухания фотонного эха. Что касается нахождения параметров анизотропии, в данной работе удалось лишь получить оценку для столкновений атомов  $^{174}\text{Yb}$  между собой и с другими изотопами иттербия. Не исключено, что количественные данные можно будет получить при использовании слабого магнитного поля, как предлагалось в работе [11].

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данного исследования получены результаты, качественно совпадающие с представлениями работ [6, 11] и не противоречащие прежним экспериментальным результатам [1–4]. Кинетические зависимости, в частности, для паров иттербия, также подтверждают представления о природе

де фотонного эха, индуцированного столкновениями. Из отношения амплитуд обычного и столкновительного эха получена оценка сверху для параметра анизотропии столкновений в парах иттербия.

### ЛИТЕРАТУРА

1. N. N. Rubtsova, E. B. Khvorostov, S. A. Kochubei et al., *Laser Phys. Lett.* **3**, 353 (2006).
2. Н. Н. Рубцова, В. Г. Гольдорт, И. В. Евсеев и др., *Письма в ЖЭТФ* **87**, 110 (2008).
3. N. N. Rubtsova, V. N. Ishchenko, E. B. Khvorostov et al., *Laser Phys. Lett.* **5**, 547 (2008).
4. N. N. Rubtsova, V. G. Gol'dort, V. N. Ishchenko et al., *Phys. Rev. A* **84**, 033413 (2011).
5. E. B. Khvorostov, V. G. Gol'dort, V. N. Ishchenko et al., *Laser Phys. Lett.* **11**, 126004 (2014).
6. В. К. Мацкевич, И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, *Опт. и спектр.* **45**, 17 (1978).
7. P. R. Berman and W. E. Lamb, *Phys. Rev. A* **2**, 2435 (1970).
8. В. А. Алексеев, А. В. Малюгин, *ЖЭТФ* **74**, 911 (1978).
9. С. Г. Раутиан, А. Г. Рудавец, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **78**, 545 (1980).
10. В. Н. Ребане, *Опт. и спектр.* **24**, 309 (1968).
11. V. A. Reshetov, E. N. Popov, and I. V. Yevseyev, *Laser Phys. Lett.* **8**, 219 (2011).