

Оптическая ориентация атомов при спонтанном комбинационном рассеянии эллиптически поляризованного света

А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин

Новосибирский государственный университет¹⁾,
Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 6 мая 2003 г.

Развит общий подход к задаче о спонтанном переносе светоиндуцированной анизотропии в схеме комбинационного рассеяния резонансного эллиптически поляризованного света. Обнаружено, что в зависимости от типа перехода $(a) \leftrightarrow (b)$, возбуждаемого полем, стационарное распределение атомов по подуровням конечного уровня (c) , связанного с возбужденным уровнем только спонтанным переходом $(b) \rightarrow (c)$, является либо изотропным и не зависящим от параметров поля, либо анизотропным. Причем в последнем случае анизотропия определяется как поляризацией поля, так и (при достаточно больших значениях моментов уровней) его отстройкой и интенсивностью.

PACS: 32.80.–t

1. Анизотропия внутренних состояний атомов, возникающая в результате резонансного взаимодействия поляризованного света с вырожденными по проекциям углового момента уровнями, играет важную роль при объяснении многих результатов поляризационной спектроскопии сверхвысокого разрешения [1], устойчивости поляризационных режимов генерации в газовых лазерах [2], лазерного охлаждения атомов [3], формировании оптических решеток [4], поляризованной резонансной флуоресценции [5] и т.д.

В общей постановке задачи о резонансном взаимодействии поляризованного света с атомами можно выделить случаи замкнутых и открытых оптических переходов. В первом случае полная населенность рабочих уровней сохраняется и эффект оптического упорядочения заключается в перераспределении атомов по зеемановским подуровням основного и возбужденного состояний вследствие индуцированных и спонтанных процессов. В стационарном состоянии на атомных уровнях формируются отличные от нуля мультипольные моменты, что означает образование макроскопической анизотропии в атомном ансамбле. Теория резонансного взаимодействия эллиптически поляризованного света с атомами в случае замкнутых оптических переходов была развита в серии наших работ [6]. Однако большинство оптических переходов являются открытыми, то есть атомы, будучи возбужденными резонансным полем из основного состояния на переходе $(a) \leftrightarrow (b)$, вследствие спонтанного излучения могут перейти на другие нижележащие уровни $(b) \rightarrow (c)$, как это и происходит при спонтан-

ном комбинационном рассеянии [7]. В этих случаях также следует ожидать, что не только населенность, но и светоиндуцированная анизотропия, рожденная полем в возбужденном состоянии (b) , в процессе спонтанного распада будет перенесена на уровень (c) . Если этот конечный уровень является долгоживущим (метастабильным или основным, как, например, в случае, когда оба нижних уровня (a) и (c) являются компонентами сверхтонкой структуры), то светоиндуцированная анизотропия на нем с течением времени будет накапливаться.

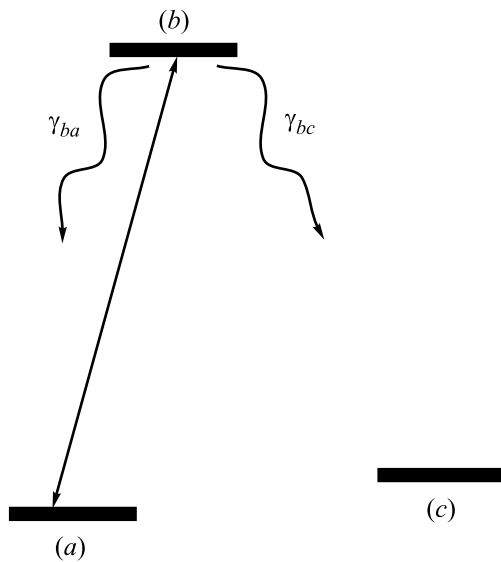
Постановка задачи о спонтанном распаде состояния, возбуждаемого стационарным внешним поляризованным светом, восходит к классическим задачам о поляризованной резонансной флуоресценции атомов [5] и о спонтанном комбинационном рассеянии [7], где также необходимо знать, как поляризованы конечные атомные уровни. Однако ранее никто не анализировал конечный, интегральный по времени, результат спонтанного распада на атомные уровни в открытой системе переходов и не ставил вопрос: какая информация (память) о поле накачки будет сохраняться в таком процессе, а именно, какая населенность и анизотропия формируются на уровнях открытого перехода при стационарном взаимодействии с поляризованным светом и как они зависят от параметров внешнего поля? Подобные вопросы возникают при анализе проблемы оптической перекачки атомов поляризованным светом между компонентами сверхтонкой структуры в проблеме стабилизации частоты лазера и в ряде других проблем, где необходимо контролировать состояние анизотропии (мультипольные моменты) атомных уровней и знать, как

¹⁾e-mail: llf@admin.nsu.ru

оно зависит от поляризации светового поля. Именно этот аспект проблемы взаимодействия поляризованного света с атомами на открытых оптических переходах и является целью настоящей работы.

Подчеркнем еще раз, что фактически рассматриваемая схема взаимодействия эквивалентна схеме резонансного спонтанного комбинационного рассеяния, только конечным результатом в данном случае является не исследование спектральной, угловой и поляризационной зависимостей спонтанного излучения, а нахождение анизотропного стационарного распределения атомов по магнитным подуровням.

2. В качестве простейшей модели открытого перехода рассмотрим трехуровневый атом (см. рисунок), два нижних уровня которого ((a) и (c)) принадле-



Схема, иллюстрирующая постановку задачи: поляризованное поле резонансно оптическому переходу $(a) \leftrightarrow (b)$, а с уровня (b) идет спонтанная перекачка на уровень (c) . При этом исследуется распределение по магнитным подуровням в состоянии (c)

жат основному состоянию (например, две сверхтонкие компоненты) и связаны с возбужденным состоянием (b) дипольно разрешенными переходами. Внешнее монохроматическое световое поле с частотой ω и произвольной эллиптической поляризацией резонансно переходу $(a) \leftrightarrow (b)$:

$$\mathbf{E}(t) = E \mathbf{e} \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}, \quad (1)$$

где E – комплексная амплитуда поля. Единичный комплексный вектор эллиптической поляризации \mathbf{e} определен в системе координат, в которой ось z перпендикулярна плоскости эллипса, а оси x и y направлены вдоль его главных осей:

$$\begin{aligned} \mathbf{e} &= \cos \varepsilon \mathbf{e}_x + i \sin \varepsilon \mathbf{e}_y = \\ &= \cos(\varepsilon + \pi/4) \mathbf{e}_{-1} - \cos(\varepsilon - \pi/4) \mathbf{e}_{+1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь параметр эллиптичности света ε определен через отношение длин малой полуоси эллипса к большой как $|\operatorname{tg}(\varepsilon)|$ в интервале $-\pi/4 \leq \varepsilon \leq +\pi/4$, а его знак задает направление вращения вектора поляризации светового поля.

Под действием внешнего поля (1) будут происходить светоиндуцированные переходы между уровнями (a) и (b) , тогда как спонтанный распад из возбужденного состояния (b) будет перераспределять атомы между нижними состояниями (a) и (c) , включая и перераспределение по зеемановским подуровням. Полагая переход $(c) \leftrightarrow (b)$ далеким от резонанса с внешним полем, будем считать, что уровень (c) связан с верхним уровнем (b) только через спонтанное излучение. При этом радиационная ширина возбужденного уровня $\gamma_b = \gamma_{ba} + \gamma_{bc}$ складывается из парциальных скоростей спонтанного распада по каналам $(b) \rightarrow (a)$ и $(b) \rightarrow (c)$, а относительное расположение энергий нижних уровней в рассматриваемой задаче несущественно.

Эволюция внутренних состояний атома описывается линейным динамическим уравнением для матрицы плотности $\hat{\rho}$, которое в наиболее общей форме можно записать так

$$\frac{d}{dt} \hat{\rho} = \hat{L}\{\hat{\rho}\}, \quad (3)$$

где \hat{L} – оператор Лиувилля, включающий в себя как светоиндуцированные, так и спонтанные процессы. В модели чисто радиационной релаксации действие \hat{L} на матрицу плотности можно представить в виде

$$\begin{aligned} \hat{L}\{\hat{\rho}\} &= -i \left(\hat{H} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{H}^\dagger \right) + \\ &+ \gamma_{ba} \sum_{q=0,\pm 1} \hat{D}_q^\dagger(ba) \hat{\rho} \hat{D}_q(ba) + \\ &+ \gamma_{bc} \sum_{q=0,\pm 1} \hat{D}_q^\dagger(bc) \hat{\rho} \hat{D}_q(bc), \end{aligned} \quad (4)$$

где неприводимая тензорная часть оператора дипольного момента $\hat{D}_q(ba)$ выражается через коэффициенты Клебша–Гордана:

$$\hat{D}_q(ba) = \sum_{m_b, m_a} |F_b, m_b\rangle C_{F_a, m_a; 1, q}^{F_b, m_b} \langle F_a, m_a| \quad (5)$$

($\hat{D}_q(bc)$ определяется аналогичным образом); эффективный гамильтониан

$$\hat{H} = -(\delta + i\gamma_b/2)\hat{\Pi}_b + (\Omega\hat{V} + \text{h.c.}) \quad (6)$$

есть сумма гамильтониана свободного атома с учетом затухания уровня (b) ($\delta = \omega - \omega_{ba}$ – отстройка от резонанса, $\hat{\Pi}_b = \sum_{m_b} |F_b, m_b\rangle \langle F_b, m_b|$) и гамильто-

ниана резонансного взаимодействия ($\hat{V} = \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{D}}(ba)$ и Ω – частота Раби).

Стационарная матрица плотности атомов при $t \rightarrow +\infty$ должна, очевидно, удовлетворять уравнению

$$\hat{L}\{\hat{\rho}(+\infty)\} = 0. \quad (7)$$

Однако в общем случае это уравнение не определяет стационарное состояние однозначно, так как нулевое подпространство супероператора \hat{L} может быть вырождено. Такова, в частности, ситуация в случае открытых переходов, особенностью которых является существование несвязанных с полем состояний, то есть таких состояний, попадая в которые атом перестает поглощать свет. В рассматриваемой трехуровневой системе, в общем случае, существует два типа таких состояний. Первый тип соответствует полной перекачке атомов с уровня (*a*) на уровень (*c*), который не участвует в резонансном взаимодействии. Второй тип связан с эффектом когерентного пленения населенностей (КПН) на уровне (*a*), то есть с возможным существованием на уровне (*a*) когерентной суперпозиции зеемановских подуровней, не взаимодействующей с полем (темные или КПН состояния) [6]. При наличии обоих типов несвязанных состояний часть атомов будет захвачена на уровне (*a*), а часть – на уровне (*c*). Пользуясь только уравнением (7), распределение атомов по множеству несвязанных состояний определить нельзя. Существует много способов, позволяющих с помощью уравнения эволюции (3) связать однозначным образом стационарное распределение $\hat{\rho}(+\infty)$ с начальным $\hat{\rho}(0)$. Для наших целей наиболее подходит следующий вариант. Интегрируя (3) по времени от $t = 0$ до $t = +\infty$, получим алгебраическое уравнение

$$\hat{\rho}(+\infty) - \hat{\rho}(0) = \hat{L}\{\hat{\tau}\}, \quad (8)$$

связывающее $\hat{\rho}(+\infty)$, $\hat{\rho}(0)$ и матрицу $\hat{\tau}$, которая определяет характерные времена упорядочения атомов по внутренним степеням свободы (обобщенные времена релаксации):

$$\hat{\tau} = \int_0^{+\infty} (\hat{\rho}(t) - \hat{\rho}(+\infty)) dt. \quad (9)$$

Решение системы уравнений (7), (8) однозначно определяет стационарную матрицу плотности $\hat{\rho}(+\infty)$ при заданной начальной $\hat{\rho}(0)$. Относительно начальных условий мы будем предполагать, что атомы при $t = 0$ находятся на уровне (*a*) с изотропным распределением по подуровням $\hat{\rho}_a(0) = \hat{\Pi}_a/(2F_a + 1)$. Далее нас будет интересовать стационарное распределение на конечном уровне (*c*) (при $F_c \neq 0$), которое, согласно (8),

(4) и при заданных начальных условиях, выражается через оператор времени релаксации возбужденного уровня (*b*) следующим образом:

$$\hat{\rho}_c(+\infty) = \gamma_{bc} \sum_{q=0, \pm 1} \hat{D}_q^\dagger(bc) \hat{\tau}_b \hat{D}_q(bc). \quad (10)$$

Отметим, что в общем случае при произвольных значениях угловых моментов система операторных уравнений (7), (8) довольно сложна и, подобно случаю замкнутых переходов, ее решение оказывается принципиально различным в зависимости от соотношения угловых моментов уровней F_a и F_b (связанных правилами отбора $F_b - F_a = 0, \pm 1$), а также наличия или отсутствия эффекта когерентного пленения населенностей на возбуждаемом полем переходе $F_a \leftrightarrow F_b$.

3. Изложим кратко основные результаты, полученные нами при анализе системы уравнений (7), (8).

Во-первых, если спектр оператора $\hat{V}\hat{V}^\dagger$ не содержит нулевых собственных значений, то есть на возбужденном уровне (*b*) отсутствуют не связанные с полем состояния, то стационарное распределение на уровне (*c*) изотропно и не зависит от поляризации, интенсивности и отстройки поля накачки. Этот наиболее контраинтуитивный результат реализуется для всех переходов $F_b - F_a = -1$ при произвольной эллиптической поляризации поля:

$$\hat{\rho}_c(+\infty) = \frac{\hat{\Pi}_c}{2F_c + 1} \frac{(2F_b + 1)\gamma_{bc}}{(2F_a + 1)\gamma_b - (2F_b + 1)\gamma_{ba}}, \quad (11)$$

а также для переходов $F_b - F_a = 0$ при полуцелых значениях моментов и при поляризации отличной от круговой ($\varepsilon \neq \pm\pi/4$):

$$\hat{\rho}_c(+\infty) = \hat{\Pi}_c/(2F_c + 1). \quad (12)$$

Следует отметить, что интегральная по времени резонансная флуоресценция при этом полностью изотропна и не поляризована, так как $\hat{\tau}_b \propto \hat{\Pi}_b$. Однако в любой фиксированный конечный момент времени t распределение по подуровням возбужденного состояния (*b*) анизотропно, что предполагает некоторую угловую и поляризационную зависимости рассеянного света. Добавим также, что для переходов $F_b - F_a = 0$ с полуцелыми значениями моментов характерное время выхода на стационарное состояние (12) существенно зависит от эллиптичности и стремится к бесконечности при $\varepsilon \rightarrow \pm\pi/4$.

Совершенно по-иному дело обстоит во всех остальных случаях переходов с $F_b - F_a = 1$, а также $F_b - F_a = 0$ при целых значениях моментов. Для этих переходов на возбужденном уровне (*b*) всегда имеются не связанные с полем состояния [6] и, следовательно, матрица $\hat{\tau}_b$ не может быть изотропной. В результате стационарное распределение на уровне

(с) анизотропно и зависит от поляризации поля накачки. В двух предельных случаях линейной ($\varepsilon = 0$) и круговой ($\varepsilon = \pm\pi/4$) поляризаций решение может быть получено при произвольных значениях моментов [8]. Не воспроизводя его здесь, отметим, что в этих случаях $\hat{\rho}_c(+\infty)$ не содержит зависимости от отстройки δ и частоты Раби Ω . В общем случае произвольных эллиптичностей мы нашли решение задачи для относительно небольших значений моментов уровней ($F_a = 0, 1/2, 1$). Оказалось, что для $F_a = 0, 1/2$ и $F_a = F_b = 1$ стационарное распределение на уровне (с) по-прежнему не зависит от δ и Ω (зависимость от параметра эллиптичности ε , разумеется, присутствует). Например, для конфигурации уровней $F_a = 0 \leftrightarrow F_b = 1 \rightarrow F_c = 1$ отличные от нуля компоненты ориентации $\rho_{1q}^{(c)}$ и выстраивания $\rho_{2q}^{(c)}$, характеризующие стационарную анизотропию на уровне (с), имеют вид

$$\rho_{10}^{(c)} = \frac{\sin(2\varepsilon)}{\sqrt{2}}; \rho_{20}^{(c)} = -\frac{1}{2\sqrt{6}}; \rho_{2\pm 2}^{(c)} = -\frac{1}{4} \cos 2\varepsilon. \quad (13)$$

Однако уже в случае открытого перехода $F_a = 1 \leftrightarrow \leftrightarrow F_b = 2$ матрица плотности $\hat{\rho}_c(+\infty)$ зависит от всех параметров ε, δ и Ω поля накачки. В частности, при $F_c = 2$ и в пределе слабого поля $\Omega \ll \gamma_b$ стационарные мультипольные моменты уровня (с) являются функциями отстройки δ и эллиптичности ε :

$$\begin{aligned} \rho_{10}^{(c)} &= \\ &= \frac{2\sqrt{10}\sin(2\varepsilon) (11 + c^2) (-9 + (-25 + 22c^2) \tilde{\delta}^2)}{9 (-11 (9 + 25\tilde{\delta}^2) + c^4 (1 + 92\tilde{\delta}^2) + c^2 (-34 + 161\tilde{\delta}^2))}, \\ \rho_{20}^{(c)} &= \\ &= \frac{2\sqrt{\frac{2}{7}} (-9 - 25\tilde{\delta}^2 - c^2 (16 + 31\tilde{\delta}^2) + c^4 (1 + 52\tilde{\delta}^2))}{-11 (9 + 25\tilde{\delta}^2) + c^4 (1 + 92\tilde{\delta}^2) + c^2 (-34 + 161\tilde{\delta}^2)}, \\ \rho_{2\pm 2}^{(c)} &= \\ &= \frac{-2c (11 + c^2) (-6 \mp i\sin(2\varepsilon)\tilde{\delta} + (-15 + 14c^2) \tilde{\delta}^2)}{\sqrt{21} (-11 (9 + 25\tilde{\delta}^2) + c^4 (1 + 92\tilde{\delta}^2) + c^2 (-34 + 161\tilde{\delta}^2))}, \end{aligned} \quad (14)$$

где для сокращения записи введены обозначения $\tilde{\delta} = \delta/\gamma_b$, $c = \cos(2\varepsilon)$ и предполагается равенство парциальных скоростей распада $\gamma_{ba} = \gamma_{bc}$. Как видно, при поляризации поля, отличной от линейной и круговой, анизотропия уровня (с) существенно зависит от δ (например, вариация ориентации при перестройке $0 < \delta < 5\gamma_b$ может достигать десятков процентов). Эта тенденция, видимо, сохраняется для уровней с бóльшими значениями моментов.

4. В заключение отметим, что полученные в данной работе теоретические результаты могут быть проверены в экспериментах по внутридоплеровской поляризационной спектроскопии, в схеме сильного

поля накачки и слабого пробного поля, резонансно-какому-либо переходу с уровня (с). Изотропия $\hat{\rho}_c(+\infty)$ в этом случае означала бы отсутствие сигнала вращения плоскости поляризации пробного поля. Специфическая же зависимость от отстройки (14) в эллиптически поляризованном поле с учетом доплеровского сдвига частоты kv для движущихся частиц приводит к селективной зависимости по скоростям элементов матрицы плотности $\hat{\rho}_c(+\infty)$. Это, в свою очередь, должно проявляться в узких (с шириной $\sim \gamma_b$) резонансах в сигнале вращения при больших временах взаимодействия $\bar{t}\Omega^2/\gamma_b \gg 1$ (\bar{t} – среднее пролетное время взаимодействия атомов с полем), когда обычные внутридоплеровские резонансы испытывают значительное уширение. О первых попытках проведения такого рода экспериментов в парах рубидия сообщалось в [9].

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (# 01-02-17036 и # 01-02-17744) и Министерства образования РФ (УР.01.01.060), а также Федеральной целевой научно-технической программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники” на 2002-2006 годы (государственный контракт # 01-40-01-06-05).

1. C. Wieman and T. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **36**, 1170 (1976).
2. D. Lenstra, Phys. Rep. **59**, 3 (1980).
3. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Amer. **B6**, 2023 (1989).
4. P. S. Jessen and I. H. Deutsch, in *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, **37**, Eds. B. Bederson and H. Walter, 1996.
5. П. П. Феофилов, *Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов*, М.: ГИФМЛ, 1959.
6. В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **96**, 1613 (1989); А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, Г. Ниенхаус, ЖЭТФ **108**, 415 (1995); А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **110**, 1727 (1996); G. Nienhuis, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Europhys. Lett. **44**, 20 (1998); А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **118**, 77 (2000).
7. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Атом в сильном световом поле*, М.: Атомиздат, (1978).
8. В. С. Смирнов, *Квантовая теория резонансного взаимодействия поляризованного света с вырожденными атомными системами*, Дисс. доктора физ.-мат. наук, Томск, 1983.
9. V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, A. E. Boguslavsky, and Yu. V. Brzhazovsky, Opt. Commun. **207**, 201 (2002).