

Движение атома при анизотропной фильтрации его резонансной флуоресценции

Л. В. Ильичев¹⁾

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 8 июля 2008 г.

После переработки 22 сентября 2008 г.

В рамках одномерной модели движения резонансно-флуоресцирующего атома рассмотрено воздействие на его динамику специфической анизотропии окружения – спонтанные фотоны, испущенные в разных направлениях, в разной мере подвержены спектральной селекции при своем поглощении. Следствием такой анизотропии оказывается анизотропия частоты фотоиспусканий, что проявляется в виде ненулевой результирующей силы отдачи, действующей на атом. В оптимальных условиях эффект может достигать четверти импульса отдачи за одно фотоиспускание. При этом сила направлена в сторону меньшей спектральной селективности.

PACS: 32.80.Pj

Введение. Хорошо известен способ модификации процесса спонтанного испускания атома путем воздействия на структуру мод электромагнитного поля. Такое воздействие можно осуществить, помещая атом в резонатор [1], в окрестность макроскопического тела [2] или другого атома [3]. В работе [4] рассмотрен феномен изменения процесса спонтанного распада атома (точнее, его резонансной флуоресценции) при изменении характера информации, извлекаемой и записываемой в окружении при поглощении спонтанных квантов. Было показано, что “нацеливание” окружения на временную локализацию событий спонтанных переходов в атоме или на спектральную фильтрацию испущенных квантов может при определенных условиях менять процесс пространственной локализации атома при его пролете поперек области, занятой стоячим резонансным световым полем, и динамику атома при его движении вдоль области поля. Такого рода эффекты находятся в полном соответствии с общим принципом, связывающим изменение состояния квантовой системы с характером информации, поступившей и зафиксированной в ее окружении [5].

Обычно при построении мысленной картины или практической реализации спектральных измерений не фигурируют представления об обратном воздействии факта измерений на источник, даже если им является один атом. Такой взгляд, несомненно, оправдан, если имеет место регистрация спонтанного фотона (после его частотной селекции) как индивидуального квантового объекта. Это предполагает малость

пространственного размера фотона, понимаемого как длина когерентности, по сравнению с расстоянием между источником и спектральной и регистрирующей аппаратурой. Иная ситуация имеет место, когда длина когерентности мала по сравнению с указанным расстоянием. При таких условиях спектральная селекция и регистрация могут “формально” завершиться до отрыва волнового пакета от атома. Ясно, что об индивидуальности регистрируемого фотона в данной ситуации судить нельзя. В процессе регистрации атом и детектор образуют единую открытую квантовую систему, и можно ожидать воздействия факта наблюдений на эволюцию атома, что и было показано в [4].

Результаты работы [4] были получены в предположении, что свойства окружения как поглотителя спонтанных квантов определяются единственным параметром Γ – эффективной шириной спектральной фильтрации. Это упрощение позволило отвлечься от явной пространственной конфигурации мод поля. Однако ясно, что свойства среды как частотного селектора могут оказаться разными для разных направлений испускания спонтанных квантов, и такого рода анизотропия окружения может отразиться на эволюции атома. Целью настоящей работы является демонстрация влияния анизотропии частотно-селектирующих свойств окружения на движение резонансно-флуоресцирующего атома.

Описание модели. Для наиболее четкого выделения эффектов анизотропии целесообразно рассмотреть модель атома, движущегося и испускающего спонтанные кванты в одномерном пространстве – вдоль оси x . Аналогичное упрощение геометрии за-

¹⁾e-mail: leonid@iae.nsk.su

дачи использовалось ранее в [3]. После появления работ по каналированию атомов в полых волноводах с поперечными размерами порядка длины волны [6] одномерные модели такого рода уже не являются чисто умозрительными и представляют не только методический интерес.

На расстоянии от атома, не превышающем длину когерентности спонтанных квантов, расположены частотные селекторы вместе с набором (в идеале – континуумом) детекторов, каждый из которых регистрирует квант, приближенно селектированный на определенной частоте. Свойства окружения как частотного селектора для фотонов, испущенных в положительном и отрицательном направлениях, будем характеризовать ширинами Γ_+ и Γ_- , соответственно.

Рассматривается двухуровневый атом с основными, $|g\rangle$, и возбужденным, $|e\rangle$, состояниями. Все атомные операторы удобно записать в представлении “одетых” состояний:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= \cos \theta |e\rangle + \sin \theta |g\rangle, \\ |2\rangle &= \cos \theta |g\rangle - \sin \theta |e\rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

диагонализующих гамильтониан внутренней динамики атома, взаимодействующего с классическим резонансным световым полем

$$\hat{H}_{at} = \frac{1}{2} \Delta \left(|1\rangle\langle 1| - |2\rangle\langle 2| \right), \quad (2)$$

где $\Delta = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$, Ω – частота Раби взаимодействия с классическим световым полем, δ – разница частоты перехода атома и частоты светового поля; угол смещения θ задается соотношением $\tan 2\theta = \Omega/\delta$. Мы будем считать, что разность энергий одетых состояний Δ , так же как и Ω , не зависят от координаты x , как это имеет место при поперечном по отношению к оси x направлении распространения классической световой волны.

Используя развитый в [4] подход, будем исходить из следующего квантового кинетического уравнения в форме Линдблада для статистического оператора атома $\hat{\rho}$:

$$\begin{aligned} \partial_t \hat{\rho} + i[\hat{p}^2/2m + \hat{H}_{at}, \hat{\rho}] = \\ = \sum_{\sigma=\pm} \frac{\gamma \Gamma_\sigma}{\pi} \int d\omega \left[2e^{-ik\sigma\hat{x}} \hat{L}(\omega, \sigma) \hat{\rho} \hat{L}^\dagger(\omega, \sigma) e^{ik\sigma\hat{x}} - \right. \\ \left. - \{ \hat{L}^\dagger(\omega, \sigma) \hat{L}(\omega, \sigma), \hat{\rho} \} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Слагаемые в правой части описывают эволюцию атома при испускании спонтанных фотонов с характерным волновым вектором k в положительном ($\sigma = +$)

и отрицательном ($\sigma = -$) направлениях оси x ; γ – скорость спонтанного распада; символом $\{.,.\}$ обозначен антикоммутатор. Поскольку испущенные фотоны перед поглощением селектируются по частоте (и характер селекции зависит от направления испускания), оператор Линдблада $\hat{L}(\omega, \sigma)$, описывающий соответствующее данному поглощению изменение состояния атома, специфицируется значением ω и направления испускания σ . По своему физическому смыслу $\hat{L}(\omega, \sigma)$ есть соответствующая частотная компонента понижающей части гейзенберговского оператора дипольного момента атома (подробности изложены в [4]):

$$\hat{L}(\omega, \sigma) = \int_{-\infty}^0 \exp[i\hat{H}_{at}t] |g\rangle\langle e| \exp[-i(\hat{H}_{at} - \omega + i\Gamma_\sigma)t] dt. \quad (4)$$

Данные операторы входят в уравнение (3) в произведении с волновыми функциями $e^{-ik\sigma x}$ фотонов, испущенных в том или ином направлении. Оператор $|g\rangle\langle e|$ из (4) удобно представить в виде

$$|g\rangle\langle e| = \sum_{\alpha=0,\pm 1} \hat{L}_\alpha, \quad (5)$$

где операторы \hat{L}_α обладают простой гармонической зависимостью от времени при переходе к представлению Гейзенберга в (4) и следующим образом выражаются через одетые состояния атома:

$$\begin{aligned} \hat{L}_0 &= \sin \theta \cos \theta \left(|1\rangle\langle 1| - |2\rangle\langle 2| \right), \\ \hat{L}_{-1} &= -\sin^2 \theta |1\rangle\langle 2|, \quad \hat{L}_1 = \cos^2 \theta |2\rangle\langle 1|. \end{aligned} \quad (6)$$

Эти операторы имеют простой физический смысл: в секулярном приближении, отвечающем условию $\Delta \gg \Gamma_\pm \gtrsim \gamma$, они описывают изменение состояния атома при испускании фотонов соответственно в центральную, левую и правую компоненты триплета резонансной флуоресценции.

В итоге, выполнив интегрирование по частоте, мы получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \partial_t \hat{\rho} + i[\hat{p}^2/2m + \hat{H}_{at}, \hat{\rho}] = \\ = \sum_{\sigma=\pm} \sum_{\alpha,\alpha'} \frac{2\Gamma_\sigma \gamma}{2\Gamma_\sigma - i(\alpha - \alpha')\Delta} \left[2e^{-ik\sigma\hat{x}} \hat{L}_\alpha \hat{\rho} \hat{L}_{\alpha'}^\dagger e^{ik\sigma\hat{x}} - \right. \\ \left. - \{ \hat{L}_{\alpha'}^\dagger \hat{L}_\alpha, \hat{\rho} \} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Рамки применимости кинетического уравнения типа (7), в котором учтена спектральная селекция спонтанных фотонов при их поглощении окружением атома, обсуждались в [4]. Было отмечено, что при приближении спектральной ширины (в нашем случае – параметров Γ_{\pm}) к величинам, близким или меньшим, чем γ , происходит выход за пределы применимости используемой модели. В этих условиях возникает необходимость принимать во внимание фотоны, накапливающиеся в спектральных фильтрах окружения (искусственных или естественных). Поэтому ограничимся далее нижним разумным пределом $\Gamma_{-} = 3\gamma$, то есть положим, что фотоны, испущенные в отрицательном направлении, подвержены "мягкой" частотной селекции. Для контраста будем считать, что для фотонов, испущенных в положительном направлении, частотная селекция практически отсутствует: $\Gamma_{+} = 300\gamma$.

Динамика атома. Простейшим проявлением анизотропии окружения оказывается разная вероятность спонтанных испусканий в двух возможных направлениях. Учет отдачи каждого испущенного фотона приведет к появлению силы, действующей на атом. Определим зависимость этой силы от параметров задачи.

Сила по своему смыслу есть величина классическая, поэтому она появляется в квазиклассическом пределе движения атома, когда величина импульса отдачи k мала по сравнению с шириной Δp импульсного распределения атома. При переходе к вигнеровскому представлению $\hat{\rho}(x, p)$ статистического оператора данное приближение позволяет ограничиться в преобразованном кинетическом уравнении первой и второй производными по импульсам. В условиях медленности движения атома [4] можно отделить его внутреннюю и поступательную эволюцию и считать внутреннее состояние $\hat{\rho}$ стационарным:

$$\hat{\rho}(x, p, t) = \hat{\rho} W(x, p, t). \quad (8)$$

Эволюция квазиклассического распределения описывается уравнением

$$\begin{aligned} \partial_t W(x, p, t) + \frac{p}{m} \partial_x W(x, p, t) = \\ = F[\hat{\rho}] \partial_p W(x, p, t) + D[\hat{\rho}] \partial_p^2 W(x, p, t). \end{aligned} \quad (9)$$

Сила $F[\hat{\rho}]$ есть

$$\begin{aligned} F[\hat{\rho}] = \\ = \sum_{\alpha, \alpha'} 4\gamma k \left(\frac{\Gamma_+ Tr \hat{L}_\alpha \hat{\rho} \hat{L}_{\alpha'}^\dagger}{2\Gamma_+ - i(\alpha - \alpha')\Delta} - \frac{\Gamma_- Tr \hat{L}_\alpha \hat{\rho} \hat{L}_{\alpha'}^\dagger}{2\Gamma_- - i(\alpha - \alpha')\Delta} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

а коэффициент диффузии в импульсном пространстве

$$\begin{aligned} D[\hat{\rho}] = \\ = \sum_{\alpha, \alpha'} 2\gamma k^2 \left(\frac{\Gamma_+ Tr \hat{L}_\alpha \hat{\rho} \hat{L}_{\alpha'}^\dagger}{2\Gamma_+ - i(\alpha - \alpha')\Delta} + \frac{\Gamma_- Tr \hat{L}_\alpha \hat{\rho} \hat{L}_{\alpha'}^\dagger}{2\Gamma_- - i(\alpha - \alpha')\Delta} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Оба эти коэффициента определяются через оператор $\hat{\rho}$. Он является решением стационарного уравнения, получающегося из (7) исключением всех операторов, связанных с поступательной степенью свободы атома. Матричные элементы оператора $\hat{\rho}$ в базисе одетых состояний имеют следующий вид ($\rho_{11} = 1/2 + r$, $\rho_{22} = 1/2 - r$):

$$r = \frac{\delta \Delta (\chi^2 - \Delta^2)}{\Delta^4 - \delta^2 (\chi^2 - \Delta^2)}; \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \rho_{12} = \rho_{21}^* = \left[\left(2\gamma + \gamma \frac{\Omega^2}{\Delta^2} - i\Delta \right) (G_2 - ig_2) + \right. \\ \left. + \gamma \frac{\Omega^2}{2\Delta^2} (G_1 - ig_1) (G_2 + ig_2) \right] \frac{\gamma \Omega}{\xi^2 \Delta} \left(1 + \frac{\delta}{\Delta} r \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь

$$G_n = \frac{(n\Gamma_+)^2}{(n\Gamma_+)^2 + \Delta^2} + \frac{(n\Gamma_-)^2}{(n\Gamma_-)^2 + \Delta^2}, \quad (14)$$

$$g_n = \frac{n\Gamma_+ \Delta}{(n\Gamma_+)^2 + \Delta^2} + \frac{n\Gamma_- \Delta}{(n\Gamma_-)^2 + \Delta^2}$$

($n = 1, 2$);

$$\begin{aligned} \chi^2 = \gamma^2 \frac{\Omega^2}{\xi^2} \left[\left(1 + \frac{\Omega^2}{2\Delta^2} \right) (G_2^2 + g_2^2) - \right. \\ \left. - \frac{\Omega^2}{4\Delta^2} G_1 (G_2^2 - g_2^2) - \frac{\Omega^2}{2\Delta^2} g_1 g_2 G_2 \right]; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\xi^2 = \gamma^2 \left(2 + \frac{\Omega^2}{\Delta^2} \right)^2 - \Delta^2 - \gamma^2 \frac{\Omega^2}{4\Delta^2} (G_1^2 - g_1^2). \quad (16)$$

Результаты вычисления силы и коэффициента диффузии как функций расстройки и частоты Раби представлены на рис.1 и 2.

Обсуждение. Величина силы F достигает максимума, $F_{\max} \simeq 0.26 k\gamma$, при нулевой отстройке и частоте Раби $\Omega \simeq 4\gamma$. Для переходов D2-линии ^{85}Rb эти условия достигаются при 20-50 мВт/см². При этом коэффициент диффузии $D \simeq 1.2 k^2 \gamma$. Положение максимума силы определяется значением меньшей из ширин Γ_{\pm} . Заметим, что направление силы совпадает с направлением, в котором частотная

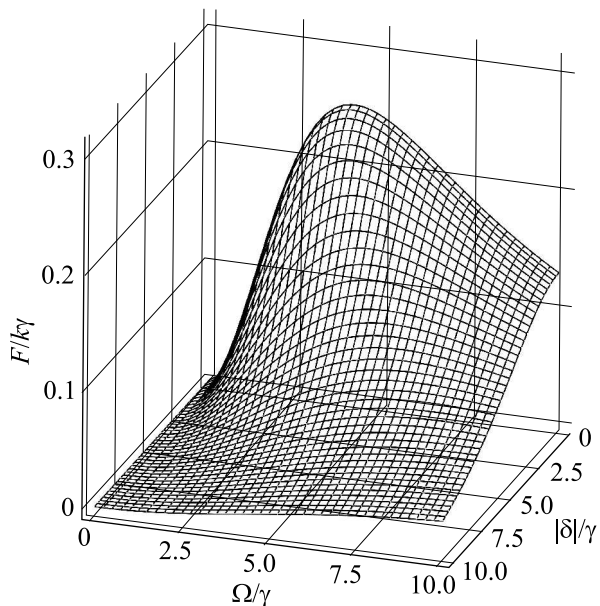


Рис.1. Зависимость силы от расстройки и частоты Раби

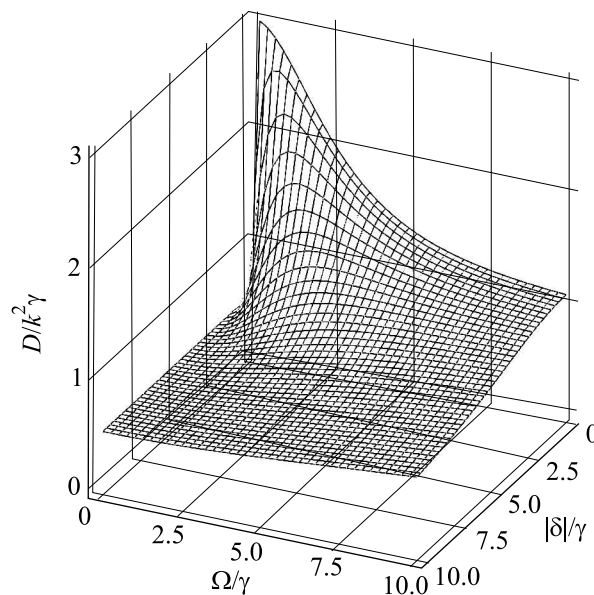


Рис.2. То же для коэффициента диффузии в импульсном пространстве

селективность поглощающего окружения меньше, то есть атом чаще испускает фотоны в сторону системы поглотителей с более точным частотным селектором.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что при построении используемой модели спонтанных испусканий атома в частотно-селектирующем окружении [4] предполагалось, что свободные спонтанные фотоны в системе отсутствуют, что эквивалентно предположению об их поглощении на расстоянии от источника атома, не превышающем длину когерентности. Для той же D2-линии ^{85}Rb это расстояние не превышает десятков сантиметров. Именно в пределах этой окрестности должна осуществляться перестройка окружения для наблюдения обсуждаемого эффекта. Это находится в резком контрасте с традиционными способами воздействия на процесс спонтанного распада, упомянутыми в начале статьи. Там перестройка окружения атома должна происходить на расстояниях, сравнимых с длиной волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований

(грант # 06-02-16415), Президиума СО РАН и программы Отделения физических наук РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты".

1. S. Haroche and J.M. Raimond, in *Cavity Quantum Electrodynamics*, Ed. P. Berman, Academic Press, New York 1994.
2. V. V. Klimov and V. S. Letokhov, *Phys. Rev. A* **54**, 4408 (1996); V. V. Klimov and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **72**, 043809 (2005).
3. A. A. Макаров, В. С. Летохов, *ЖЭТФ* **124**, 766 (2003).
4. Л. В. Ильичев, *ЖЭТФ* **133**, 279 (2008).
5. М. Б. Менский, *Квантовые измерения и декогеренция*, М.: Физматлит, 2001.
6. M. J. Renn, E. A. Donley, E. A. Cornell et al., *Phys. Rev. A* **53**, R648 (1996); Xinye Xu, V.G. Minogin, Kwanil Lee et al., *Phys. Rev. A* **60**, 4796 (1999); M. Key, I. G. Hughes, W. Rooijackers et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1371 (2000).