

Осцилляции Раби двухуровневого атома, движущегося в открытом резонаторе со сферическими зеркалами

А.В.Козловский

Проведён анализ динамики взаимодействия электромагнитного поля с двухуровневым атомом, равномерно движущимся внутри открытого резонатора. В режиме сильной связи с помощью метода одетых состояний исследована зависимость вероятности перехода первоначально возбуждённого атома в нижнее состояние с излучением фотона от угла наклона его траектории к оси резонатора, а также от отстройки частоты перехода атома от частоты моды резонатора. Для типичных экспериментальных условий проанализированы сложные зависимости вероятности переходов от отстройки, а также от угла наклона траектории при небольших его значениях ($\sim 1^\circ$). Показано, что при определенных условиях возможно эффективное возбуждение поля в резонаторе с помощью атомов, частота перехода которых значительно отличается от частоты моды поля в отсутствие близости отстройки к частоте доплеровского сдвига.

Ключевые слова: частота Раби, взаимодействие двухуровневого атома с полем, вероятность перехода.

1. Введение

Простейшей моделью взаимодействия материи с электромагнитным полем является модель двухуровневого атома, взаимодействующего с монохроматическим излучением. Несмотря на очевидную простоту такой модели, ряд явлений, изучаемых квантовой электроникой, может быть объяснён и предсказан с её помощью как качественно, так и количественно. В рамках данной модели взаимодействие поля в резонаторе с атомом характеризуется константой связи

$$g_0 = d \left(\frac{2\pi\omega_a}{\hbar V} \right)^{1/2},$$

где d – проекция дипольного момента перехода атома на направление поляризации рассматриваемой моды поля; ω_a – частота перехода двухуровневого атома; V – объём резонатора.

Важным условием применимости модели взаимодействия с монохроматическим полем (одномодовое приближение) является возможность при тех или иных физических условиях пренебречь взаимодействием атома с непрерывным спектром электромагнитного поля свободного пространства, окружающего резонатор, поскольку такое поле является причиной спонтанного излучения атома. Если мы предположим, что атом обладает скоростью спонтанного излучения γ , а резонатор характеризуется скоростью потерь на излучение κ , то процесс излучения атомом фотона будет проходить в двух различных режимах: $g_0 \gg \gamma, \kappa$ (режим сильной связи) и $g_0 \ll \gamma, \kappa$ (режим слабой связи). Режим сильной связи характери-

зуется осцилляторной динамикой поля в резонаторе и состояния атома, тогда как режим слабой связи – экспоненциально затухающей динамикой. В настоящей работе нами рассматривается режим сильной связи атома с одномодовым полем резонатора.

Как известно, движение атома приводит к увеличению или уменьшению частоты его перехода – в зависимости от взаимной ориентации вектора скорости движения атома и волнового вектора поля. В работе [1] нами было рассмотрено движение атома в поле стоячей волны резонатора с плоскими зеркалами, а также в частном случае – поперёк основной моды резонатора со сферическими зеркалами. Была проанализирована зависимость характера осцилляций атома от соотношения скоростей его движения (в случае резонатора с плоскопараллельными зеркалами – доплеровского сдвига), от константы связи и отстройки частоты перехода от частоты моды.

Проведённый в последние годы цикл экспериментов с микроазером [2–9] показал возможность экспериментальной реализации режима сильной связи при использовании цилиндрического резонатора и ридберговских атомов. Режим сильной связи имел место и в ряде экспериментов; в них ридберговские атомы пропускались через открытый резонатор [10–14], в котором возбуждалась мода TEM_{n00} . В теории, используемой до настоящего времени для интерпретации результатов подобных экспериментов, пренебрегается эффектами, связанными с движением атомов, что, по нашему мнению, может привести при определённых условиях к значительному её расхождению с экспериментом.

В настоящей работе нами проанализирована динамика взаимодействия атома с полем в открытом резонаторе в случае, когда атом пересекает резонатор под произвольным углом к его оси. Расчёты, проведённые в рамках теории, развитой в настоящей работе, указывают на чрезвычайно высокую чувствительность динамики поля и состояния атома к соотношению между параметрами движения (скоростью атома и направлением его

Физический институт РАН им. П.Н.Лебедева, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; тел.: (095) 132 54 65; e-mail: kozlovsk@sci.lebedev.ru

движения) и параметром связи, а также к отстройке частоты резонатора от частоты перехода атома.

Показано, что учёт эффекта движения необходим для анализа экспериментальных исследований, проводящихся в настоящее время [9–15].

2. Вероятность перехода

Гамильтониан неконсервативной системы, состоящей из двухуровневого, равномерно движущегося атома и моды с частотой ω_c квантованного электромагнитного поля резонатора, рассмотрим в следующем виде:

$$H(t) = \hbar\omega_c a^+ a + \frac{1}{2}\hbar\omega_a \sigma^z + \hbar g(t) B, \quad (1)$$

где оператор взаимодействия поля с атомом в приближении вращающейся волны

$$B = a^+ b + b^+ a \quad (2)$$

записан с помощью операторов перехода между верхним $|\uparrow\rangle$ и нижним $|\downarrow\rangle$ состояниями атома: $b = |\downarrow\rangle\langle\uparrow|$, $b^+ = |\uparrow\rangle\langle\downarrow|$; $\sigma^z = b^+ b - b b^+$ – оператор инверсии.

Рассмотрим случай, когда движущийся атом пересекает открытый резонатор со сферическими зеркалами через его центр под углом ϕ к поперечной оси x резонатора. Полагая, что движение атома вдоль этой оси, проходящей через центр резонатора, имеет вид $x(t) = v_x t$, поместим начало системы координат ($x = 0$) на расстоянии $L/2$ от центра резонатора. В этом случае зависимость параметра связи (1) от времени

$$g(t) = g_0 \cos \left[k_c \left(v_z t - \frac{L v_x}{2 v_z} \right) \right] \exp \left[- \left(\frac{v_x t - L/2}{w_0} \right)^2 \right], \quad (3)$$

$$g_0 = d \left(\frac{2\pi\omega_a}{\hbar V} \right)^{1/2},$$

где $k_c = \omega_c/c$ – волновой вектор моды резонатора; w_0 – радиус перетяжки гауссова распределения основной моды резонатора. Видно, что параметр связи зависит от пространственного распределения поля в резонаторе и вектора скорости $\mathbf{v} = v\{\sin \phi, 0, \cos \phi\}$.

В рассмотренном в настоящей работе случае равномерного движения атома параметр связи может быть записан в следующем виде:

$$g(t) = g_0 \cos(\Omega_D t + \Delta\Omega t - \varphi) \exp \left[- \left(\frac{v_x t - L/2}{w_0} \right)^2 \right], \quad (4)$$

$$\Omega_D = \frac{v_z}{c} \Omega_a, \quad \Delta\Omega = \frac{v_z}{c} \Delta\omega, \quad \varphi = \frac{L v_x}{2 v_z}, \quad (5)$$

где Ω_D – доплеровский сдвиг частоты атомного перехода; $\Delta\omega = \omega_c - \omega_a$ – отстройка частоты перехода атома от частоты моды резонатора. Предполагается также, что вырождение моды поля отсутствует, поскольку расстояние между зеркалами не равно точно радиусу кривизны зеркал, которые, в свою очередь, обладают небольшой эллиптичностью.

В шредингеровском представлении временная эволюция атома, взаимодействующего с полем, описывается пропагатором (оператором эволюции)

$$U(t, t_0) = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t H(t') U(t', t_0) dt'; \quad (6)$$

вектор состояния в момент времени t имеет вид

$$|\psi(t)\rangle = U(t, t_0) |\psi(t_0)\rangle. \quad (7)$$

Разобьём конечный интервал времени $[t_0, t]$ на большое число $M \gg 1$ малых отрезков Δt и предположим, что внутри каждого из этих отрезков зависимостью гамильтониана системы от времени можно пренебречь. Тогда временная эволюция системы на каждом из отрезков характеризуется пропагатором

$$|\psi(t_j)\rangle = \exp \left[- \frac{i}{\hbar} H(t_j) \Delta t \right] |\psi(t_{j-1})\rangle, \quad (8)$$

$$t_j = t_{j-1} + \Delta t, \quad j = 1, \dots, M,$$

а вектор состояния системы в момент времени t есть

$$|\psi(t)\rangle = \exp \left[- \frac{i}{\hbar} H(t_M) \Delta t \right] \exp \left[- \frac{i}{\hbar} H(t_{M-1}) \Delta t \right] \dots \exp \left[- \frac{i}{\hbar} H(t_1) \Delta t \right] |\psi(t_0)\rangle, \quad \Delta t = \frac{t}{M}. \quad (9)$$

В дальнейшем мы будем рассматривать случай, когда атом в начальный момент времени $t_0 = 0$ находится в возбуждённом состоянии, а поле – в вакуумном состоянии, т. е. $|\psi(t_0 = 0)\rangle = |0, \uparrow\rangle$.

Используя (1), (2), (4), (8) и (9), приходим к следующей рекуррентной формуле [1] для вектора состояния системы в момент времени t :

$$|\psi(t = t_M)\rangle = A_{+,M} |+, 0\rangle_{t=t_M} + A_{-,M} |-, 0\rangle_{t=t_M}, \quad (10)$$

где $A_{\pm, M}$ вычисляются с помощью рекуррентных соотношений

$$A_{+,t_j} = \exp \left[- i\Omega_{+,0}(t_j) \Delta t \right] \left[\cos(\Delta\theta_{0,j}) A_{+,t_{j-1}} + \sin(\Delta\theta_{0,j}) A_{-,t_{j-1}} \right],$$

$$A_{-,t_j} = \exp \left[- i\Omega_{-,0}(t_j) \Delta t \right] \left[- \sin(\Delta\theta_{0,j}) A_{+,t_{j-1}} + \cos(\Delta\theta_{0,j}) A_{-,t_{j-1}} \right], \quad (11)$$

$$\Delta\theta_{0,j} \equiv \theta_0(t_j) - \theta_0(t_{j-1})$$

для любого $0 < j \leq M$, и

$$A_{+,t_1} = \sin[\theta_0(\Delta t)] \exp \left[- i\Omega_{+,0}(\Delta t) \Delta t \right], \quad (12)$$

$$A_{-,t_1} = \cos[\theta_0(\Delta t)] \exp \left[- i\Omega_{-,0}(\Delta t) \Delta t \right].$$

Входящая в (11) и (12) функция $\theta_0(t)$ имеет вид

$$\theta_0(t) = \frac{1}{2} \arctan \left[\frac{2g(t)}{\Delta\omega} \right]. \quad (13)$$

Для динамической частоты Раби атома в вакууме [1] имеем

$$\Omega_{\pm,0}(t) = \pm \left[\left(\frac{\Delta\omega}{2} \right)^2 + g^2(t) \right]^{1/2}. \quad (14)$$

Вероятность перехода атома в нижнее состояние с излучением фотона в моду резонатора

$$P_{\downarrow}(t) = |\langle 1 \downarrow | \psi(t) \rangle|^2 = |\cos(\theta_0(t))A_{+,t} - \sin(\theta_0(t))A_{-,t}|^2. \quad (15)$$

В расчётах с помощью полученных выше формул мы будем предполагать, что длина волны де Бройля $\lambda = h/(mv)$ (где m – масса атома) много меньше длины волны поля моды резонатора $\lambda_c = 2\pi/k_c$, т. е. масса атома и/или его скорость велика. Предположение о равномерности движения атома, т. е. пренебрежение импульсом отдачи при излучении фотона, также требует малости энергии связи $\hbar g_0$ по сравнению с кинетической энергией движения атома $mv^2/2$. Детальный анализ применимости классического приближения в задаче взаимодействия движущегося в резонаторе атома приведён, например, в [16].

Мы предполагаем также, что резонатор обладает высокой добротностью, достаточной для того, чтобы время взаимодействия атома с полем было меньше чем κ^{-1} , где κ – скорость диссипации поля вследствие потерь на зеркалах. Рассматриваемые нами условия реализуются, в частности, в [3, 4, 6, 14], где авторами была использована обычная теоретическая модель Джейнса–Каммингса.

Итерационная формула для оператора эволюции (6) в представлении взаимодействия имеет вид

$$U(t, t_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{t_0}^t dt_n \int_{t_0}^{t_n} dt_{n-1} \dots \int_{t_0}^{t_1} dt_1 \times T[V(t_n)V(t_{n-1})\dots V(t_1)], \quad (16)$$

$$U(t, t_0) = T \left\{ \exp \left[-i \int_{t_0}^t V(t') dt' \right] \right\}, \quad (17)$$

где

$$V(t) = -\frac{\Delta\omega}{2} \sigma^z + g(t)B. \quad (18)$$

В (16) и (17) символом T обозначена операция временного упорядочения операторов под знаками интегралов. Поскольку оператор $V(t)$ коммутирует сам с собой для любых $t_1 \neq t_2$, в рассматриваемом нами случае временное упорядочение в (17) можно не проводить.

Волновая функция системы, как следует из (17), может быть найдена для любого момента времени t с помощью соотношения

$$|\psi(t)\rangle = \left\{ 1 + \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n \frac{1}{n!} \left[\int_{t_0}^t dt' V(t') \right]^n \right\} |0, \uparrow\rangle. \quad (19)$$

Из (19) находим, что вероятность перехода может быть записана в виде ряда

$$P_{\downarrow}(t) = \left| I(t) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{[I^2(t) + \delta^2(t)]^n}{(2n+1)!} \right|^2, \quad (20)$$

где

$$I(t) \equiv \frac{g_0}{k_c v \sin \phi} \int_x^{\beta(t)} \exp(-c\tau^2) \cos \tau d\tau; \quad (21)$$

$$\alpha \equiv -\frac{k_c L}{2} \tan \phi; \tan \phi = \frac{v_z}{v_x}; \beta(t) \equiv k_c \left(vt \sin \phi - \frac{L}{2} \tan \phi \right);$$

$$c \equiv \left(\frac{\cot \phi}{k_c w_0} \right)^2; \delta(t) \equiv -\frac{\Delta\omega}{2} t.$$

В случае точного резонанса $\Delta\omega = 0$ из (20) и (21) следует

$$P_{\downarrow}(t) = \sin^2[I(t)]. \quad (22)$$

Формула (20), позволяющая легко вычислять вероятность перехода в случае малой отстройки частоты перехода атома от частоты моды, становится малоприменимой при большой отстройке, когда знакопеременный ряд в (20) сходится крайне медленно. В этом случае вероятность перехода легко рассчитывается с помощью (15).

Найдём теперь с помощью (22) вероятность излучения атомом фотона при прохождении его через резонатор, т. е. значение $P_{\downarrow}(t)$ для $t = L/v$ при условии, что $L \gg 2w_0$. Будем также рассматривать случай малой отстройки: $\Delta\omega \ll g_0$. Нетрудно видеть, что

$$P_{\downarrow}(t = \infty) = \sin^2 \left\{ \sqrt{\pi} \frac{g_0 w_0}{v \cos \phi} \exp \left[- \left(\frac{w_0 \omega_c}{2c_L} \tan \phi \right)^2 \right] \right\}, \quad (23)$$

где c_L – скорость света. Из (23) следует, что при

$$\frac{g_0 w_0}{v \cos \phi} \sqrt{\pi} \ll 1, \quad v \gg \frac{g_0 w_0}{\cos \phi} \sqrt{\pi}$$

обмен энергией между возбуждённым атомом и резонатором оказывается невозможным, а состояния атома и поля остаются неизменными в течение всего времени пролёта атома через резонатор. Угол между направлением вектора скорости атома и поперечной осью резонатора z при прохождении атома через центр резонатора может принимать значения $0 \leq \phi < \phi_{\max}$, где $\phi_{\max} = \arctan \{ \mu [v - 1 + (1 - \mu^{-2})^{1/2}] \}$; $\mu \equiv R/A$; R – радиус кривизны зеркал; $2A$ – диаметр зеркал; $v \equiv D/(2R)$; D – расстояние между зеркалами. Радиус перетяжки гауссовой моды резонатора с геометрией, близкой к конфокальной, может быть найден с помощью соотношения

$$w_0 = \left[\frac{2R}{k_c} \left(\frac{D}{2R - D} \right)^{1/2} \right]^{1/2}.$$

3. Осцилляции Раби движущегося атома

В расчётах, проведённых в рамках изложенной выше теории, параметры почти конфокального резонатора были аналогичны использованным в работе [10], где путём варьирования времени взаимодействия между атомом и полем (скорости движения) непосредственно наблюдались осцилляции Раби ридберговского атома, выходящего из резонатора. Радиус кривизны почти сферических зеркал $R = 4$ см, расстояние между ними $D = 2.75$ см, диаметр зеркал $2A = 4$ см (см. также [11, 12]). Вырождение моды ТЕМ₉₀₀, использованной в эксперименте, было снято путём придания зеркалам небольшой эллиптичности. Частота основной моды $\omega_c = 3.21 \times 10^{11}$ с⁻¹,

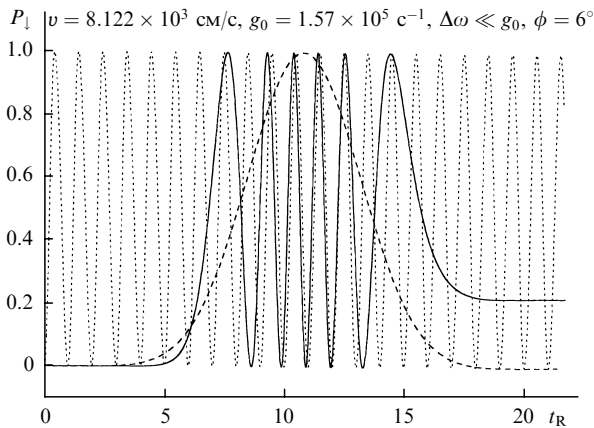


Рис.1. Зависимость вероятности перехода возбуждённого атома в нижнее состояние с излучением фотона $P_1(t)$ (сплошная кривая) при движении его в почти конфокальном резонаторе от безразмерного времени $t_R = \Omega_R t / \pi$. Штриховой кривой изображена зависимость $\cos\{k_c[v \cos \phi t_R - (l/2) \cot \phi]\} \exp\{-(v \sin \phi t_R - (L/2)/w_0)^2\}$, пунктиром – осцилляции Раби покоящегося атома.

радиус перетяжки гауссова распределения поля $w_0 = 0.596$ см.

Будем рассматривать движение атомов, проходящих через центр резонатора при произвольном угле наклона их прямолинейных траекторий к оси x ($0 \leq \phi < \phi_{\max}$). Необходимо при этом отметить, что траектории движения атома внутри резонатора, проходящие через его центр, не исчерпывают все возможные траектории прямолинейного движения. Однако учитывая, что в рассматри-

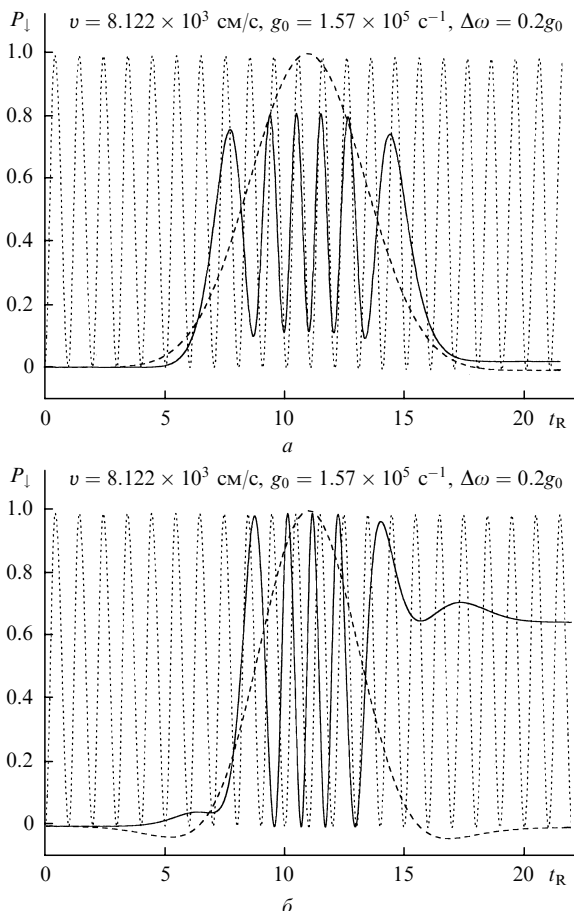


Рис.2. То же, что и на рис.1, для углов наклона траектории движения атома к оси резонатора $\phi = 6^\circ$ (а) и $\phi = 11.25^\circ$ (б).

ваемых условиях $\phi_{\max} \approx \pi/16 = 11.25^\circ$, что составляет небольшую величину, траектории движения, не проходящие через центр резонатора, имеют значительно меньшие углы наклона к оси, поскольку источник атомов удалён от резонатора на расстояние, значительно превышающее размеры последнего. Вследствие этого расчёты для таких траекторий нами не проводились.

На рис.1 приведена зависимость вероятности перехода от времени $P_1(t)$ при $\phi = 6^\circ$ для первоначально возбуждённого атома и вакуумного состояния резонатора. Как следует из (23), при $\phi = 0$ возможны резонанс поглощения ($P_1(\infty) = 1$) при $g_0 w_0 / (v \sqrt{\pi}) = n + 1/2$, а также резонанс пропускания ($P_1(\infty) = 0$) при $g_0 w_0 / (v \sqrt{\pi}) = n$, где n – целое число. При этом в первом случае фотон захватывается резонатором, а атом в нижнем состоянии выходит из резонатора; во втором случае состояние атома, прошедшего резонатор, не меняется (резонатор прозрачен). Параметры $v, g_0, \Delta\omega$, приведённые на рис.1, соответствуют резонансу захвата (поглощения) при $\phi = 0$ (т.е. $P_1(\infty) = 1$). Из рис.1 следует, что даже при небольшом угле наклона $\phi = 6^\circ$ вероятность захвата фотона резко падает.

В случае конечной отстройки $\Delta\omega \rightarrow g_0$ резонатор при $\phi = 0$ становится прозрачным при всех скоростях. Для отстройки $\Delta\omega = g_0$ вероятность девозбуждения атома на выходе близка к нулю также при любых скоростях. Форма осциллирующей вероятности, или среднего числа фотонов, оказывается очень чувствительной к величине отстройки даже при малых, но соизмеримых с константой связи g_0 её значениях.

На рис.2 приведена динамика вероятности перехода для ненулевого угла наклона вектора скорости атома к оси резонатора при отстройке $\Delta\omega = 0.2g_0$. Как следует из рис.2, вероятность выхода атома из резонатора в нижнем состоянии резко и немонотонно зависит от угла ϕ . На рис.3 изображена зависимость $P_1(\infty)$ от угла ϕ , полученная из выражения (23), при трёх скоростях движения атома. Видно, что с уменьшением скорости эта зависимость становится чрезвычайно резкой. Вместе с тем, даже при высоких скоростях отклонение траектории атома от параллельной оси x резонатора приводит к весьма существенному изменению вероятности перехода. Интересно отметить, что при определённых углах ϕ вероятность излучения фотона в резонатор оказывается независимой от скорости атома. Такие выделенные направления движения атома внутри рассматриваемого нами резонатора характеризуются углами $\phi \approx 3^\circ$ и $\phi \approx 8.4^\circ$.

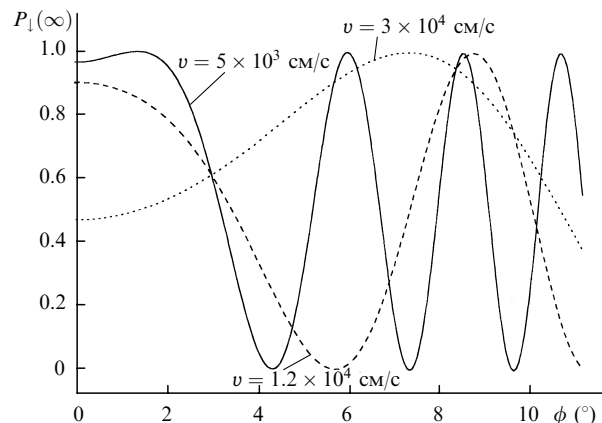


Рис.3. Зависимость $P_1(\infty)$ от угла ϕ наклона траектории движения атома к оси резонатора при $\Delta\omega = 0.01g_0$ и различных скоростях v .

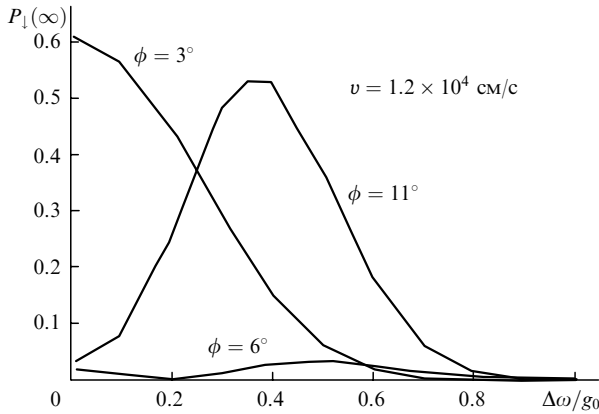


Рис.4. Зависимость $P_1(\infty)$ от отстройки $\Delta\omega$ при различных углах наклона ϕ и $v = 1.2 \times 10^4$ см/с.

Зависимость $P_1(\infty)$ от отстройки $\Delta\omega$ для разных углов ϕ приведена на рис.4. Видно, что при $\phi \neq 0$ осцилляции вероятности $P_1(\infty)$ имеют характерную для осцилляций Раби движущегося атома [1] зависимость от $\Delta\omega$. При увеличении доплеровского сдвига частоты Ω_D , сопровождающего рост угла ϕ , проявляется эффект компенсации отстройки частоты перехода от частоты моды резонатора, и при $\Delta\omega \sim \Omega_D$ вероятность перехода возрастает. Следует отметить, что максимум кривой, соответствующей $\phi = 11^\circ$, имеет место при соотношении $2.3\Omega_D = \Delta\omega$, тогда как при выполнении условия резонанса $\Delta\omega = \Omega_D$ [1] и меньшей отстройке вероятность становится значительно меньше.

Обнаруженная в настоящем расчёте закономерность позволяет сделать следующий важный вывод. В случае прохождения возбуждённого атома с частотой перехода, значительно отличающейся от частоты моды, под соответствующим углом к оси резонатора, оказывается возможной эффективная передача энергии в моду резонатора при $|\Delta\omega| \neq \Omega_D$. Отметим, что возбуждение поля в резонаторе с помощью атома с частотой перехода, отстроенной от частоты моды, как известно, невозможно при пропускании его вдоль оси резонатора [1], т.е. в обычной конфигурации, используемой, например, в спектроскопии Рамсея [12], а также в микролазерных экспериментах [15].

4. Заключение

Проведённые в настоящей работе расчёты показали, что эффект, связанный с движением атома, играет важную роль в теоретической интерпретации ряда экспериментов с движущимися в резонаторе атомами (в том числе в микролазерной или микролазерной конфигурации), а также при спектроскопических измерениях в схеме Рамсея.

При малой отстройке частоты атомного перехода от собственной частоты моды поля $|\Delta\omega| \ll g_0$ среднее число фотонов в резонаторе после прохождения атома через центр открытого резонатора со сферическими зеркалами обладает осцилляторной зависимостью от скорости ато-

ма. В случае $g_0\omega_0/(v\sqrt{\pi}) = n + 1/2$ атом с единичной вероятностью передаёт резонансный квант резонатору, если же $g_0\omega_0/(v\sqrt{\pi}) = n$, атом покидает резонатор в исходном возбуждённом состоянии, а поле резонатора оказывается неизменным. При $|\Delta\omega| \sim g_0$ среднее число фотонов в резонаторе убывает с ростом отстройки, и уже при $|\Delta\omega| \approx g_0$ вероятность возбуждения поля в резонаторе оказывается близкой к нулю. В случае движения атома внутри резонатора под углом к его оси вероятность возбуждения резонатора нерезонансным атомом обнаруживает немонотонную зависимость от угла наклона даже при малых его значениях.

С увеличением угла наклона ϕ и скорости движения атома v , т.е. в условиях, когда доплеровский сдвиг частоты Ω_D увеличивается, эффективность возбуждения поля резонатора атомом с отстройкой $\Delta\omega$ значительно возрастает. Отстройки при этом могут достигать больших значений ($|\Delta\omega| \sim \Omega_D$). В зависимости от параметров системы вероятность возбуждения оказывается максимальной при $|\Delta\omega| > \Omega_D$, т.е. в отсутствие полной компенсации отстройки доплеровским сдвигом частоты. Таким образом, эффективная компенсация отстройки достигается в данной конфигурации при специальных условиях (при определённом угле наклона траектории атома к оси резонатора). Вероятность возбуждения велика при определённой отстройке для каждого значения угла ϕ .

При малых отстройках ($|\Delta\omega| \ll g_0$) вероятность возбуждения атома и возбуждения моды поля резонатора после прохождения его атомом чрезвычайно чувствительна к величине угла ϕ , в особенности при малых скоростях движения атома. Установлено также, что при некоторых ϕ вероятность перехода не зависит от скорости движения атома. Эти углы определяются геометрией резонатора и параметром связи атома с полем.

1. Козловский А.В. *ЖЭТФ*, **120**, 529 (2001).
2. Meschede D., Walther W., Muller G. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 551 (1985).
3. Filipowicz P., Javanainen J., Meystra P. *Phys. Rev. A*, **34**, 3077 (1986).
4. Lugiato L.A., Scully M.O., Walther H. *Phys. Rev. A*, **36**, 740 (1987).
5. Brune M., Raimond J.M., Goy P., Davidovich L., Haroshe S. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 1899 (1987).
6. Briegel H.-J., Englert B.-G., Scully M.O. *Phys. Rev. A*, **54**, 3603 (1996).
7. Scully M.O., Meyer G.M., Walther H. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4144 (1996).
8. Rempe G., Walther H., Klein N. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 353 (1987).
9. Rempe G., Schmidt-Kaler F., Walther H. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2783 (1990).
10. Brune M., Schmidt-Kaler F., Maali A., Dreyer J., Hagley E., Raimond J.M., Haroshe S. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1800 (1996).
11. Brune M., Nussenzweig P., Schmidt-Kaler F., Bernardot F., Maali A., Raimond J.M., Haroshe S. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3339 (1992).
12. Brecha R.J., Peters A., Wagner C., Walther H. *Phys. Rev. A*, **46**, 567 (1992).
13. Weidinger M., Varcoe B.T.H., Heerlein R., Walther H. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3795 (1999).
14. Foster G.T., Mielke S.L., Orozco L.A. *Phys. Rev. A*, **61**, 053821 (2000).
15. Mielke S.L., Foster G.T., Orozco L.A. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 3948 (1998).
16. Ren W., Cresser J.D., Carmichael H.J. *Phys. Rev. A*, **46**, 7162 (1992).