ЖЭТФ, 2008, том 134, вып. 3 (9), стр. 426–435

ОСЦИЛЛЯЦИИ ДОПЛЕРА – РАБИ ДВИЖУЩЕГОСЯ В РЕЗОНАТОРЕ АТОМА, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ РЕНТГЕНА

А. В. Козловский *

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 декабря 2007 г.

Исследуется динамика обмена энергией между атомом, движущимся в высокодобротном резонаторе, и электромагнитным полем с учетом взаимодействия Рентгена. Рассмотрены случаи излучения двухуровневым атомом фотонов в оптической и в микроволновой областях спектра для фоковских и когерентных состояний поля. Необходимое для возникновения высокочастотных осцилляций Доплера – Раби среднее число фотонов в резонаторе относительно велико как в случае фоковского состояния поля, так и в случае исходного когерентного состояния поля в резонаторе и возрастает с увеличением частоты перехода атома. Найдены условия, при которых взаимодействие Рентгена играет определяющую роль в формировании осцилляций Доплера – Раби и должно учитываться при анализе динамики системы наряду с обычным электродипольным взаимодействием.

PACS: 42.50.Ct, 42.50.Pq, 32.80.-t

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная теория взаимодействия атома с электромагнитным полем предполагает использование дипольного приближения, состоящего в том, что в пределах размера атома поле изменяется пренебрежимо мало. Оператор взаимодействия атома с полем, возникающий в таких условиях при разложении векторного потенциала по степеням координаты атомного электрона, уже в нулевом порядке имеет вид

$$V_{dip} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{R}), \qquad (1)$$

где $\mathbf{d}$ — дипольный момент электрона, $\mathbf{E}_{\perp}$ — поперечная компонента электрического поля в точке расположения центра масс атома с пространственной координатой $\mathbf{R}$. Такое приближение оказывается справедливым при решении некоторых задач квантовой электродинамики лишь в отсутствие движения центра масс атома. Если же центр масс атома движется, то гамильтониан системы атом + поле содержит дополнительные члены взаимодействия, пропорциональные скорости движения и возникающие в первом порядке разложения векторного потенциала поля по степеням координаты электрона. Так, гамильтониан системы содержит член взаимодействия, подобный оператору магнитодипольного взаимодействия и пропорциональный скорости движения центра масс атома и электродипольному моменту атома, вида

$$V = [\mathbf{d} \times \mathbf{B}(\mathbf{R})] \cdot \mathbf{v}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{B}$ — магнитное поле в точке расположения атома, $\mathbf{v}$ — скорость движения центра масс атома. Такой член, возникающий в дипольном приближении высшего порядка, в литературе обычно носит название взаимодействия Рентгена [1–12], поскольку в эксперименте Рентгена [1] впервые наблюдалось наличие магнитного поля вблизи равномерно вращающегося диэлектрика в постоянном электрическом поле. Учет только электродипольного взаимодействия при анализе электродинамики движущегося атома приводит к противоречию с законом сохранения энергии-импульса, а также к нарушению калибровочной инвариантности механических сил, действующих на атом со стороны электромагнитного поля [2–4].

*E-mail: kozlovsk@sci.lebedev.ru

В работах [13, 14] рассматривалась общая постановка задачи о взаимодействии квантованного поля с атомами с учетом поправок, связанных с движением их центров масс.

В ряде исследований показано, что учет члена взаимодействия Рентгена оказывается принципиально важным при решении некоторых задач, связанных с излучением движущегося атома [3–12]. В работах [5–8] показано, что взаимодействие Рентгена необходимо включать в рассмотрение при расчете углового распределения спонтанного излучения равномерно движущегося атома. Пренебрежение этим членом взаимодействия приводит в этом случае к нефизичному результату. В работе [5] проведен квантовоэлектродинамический нерелятивистский расчет скорости спонтанного излучения движущегося атома в свободном пространстве с учетом только электродипольного взаимодействия атома с полем. Расчет показал, что угловое распределение скорости спонтанного излучения (дифференциальная скорость) зависит от скорости $\mathbf{v}$ движения центра масс атома и пропорционально величине $(1 - \mathbf{n}\cdot\mathbf{v}/c)^{-4}$, где $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении спонтанного излучения, c — скорость света. Такой результат, как было отмечено автором указанной работы, противоречит принципу галилеевской инвариантности, согласно которому угловое распределение излучения атома в свободном пространстве неизменно в движущейся системе координат и зависит только от ориентации вектора дипольного момента $\mathbf{d}$ атома. Такая угловая зависимость излучения атома не согласуется также и с релятивистской теорией, что было показано в работах [6, 8]. Расчеты, приведенные в этих работах, показали, что указанное противоречие снимается при введении в квантовоэлектродинамический нерелятивистский расчет члена взаимодействия Рентгена. Для углового распределения излучения получено корректное выражение, согласующееся с соответствующим выражением, выведенным в рамках специальной теории относительности с точностью до членов порядка v/c. В то же время учет взаимодействия Рентгена при расчете полной скорости спонтанного излучения, интегрального по всем направлениям излучения, $\gamma = \sqrt{1-(v/c)^2}\,\gamma_0$, где γ_0 — скорость спонтанного излучения покоящегося атома, мало влияет на величину скорости γ спонтанного излучения движущегося атома при $\beta = v/c \ll 1$.

В работах [3, 9, 10] указывается на важную роль взаимодействия Рентгена при анализе механического воздействия света на атом, в [11] рассмотрена модель Джейнса – Каммингса, модифицированная взаимодействием Рентгена.

В настоящей работе рассматривается динамика обмена энергией между двухуровневым атомом, равномерно движущимся в высокодобротном резонаторе, и электромагнитным полем с учетом взаимодействия Рентгена. В известных из литературы работах, в которых исследовалась динамика излучения атома, движущегося в одномодовом резонаторе [15–22], членом взаимодействия Рентгена пренебрегалось без обсуждения корректности такого приближения.

В результате эффекта Доплера и динамических эффектов, связанных с неоднородностью электромагнитного поля в резонаторе, возникают осцилляции Доплера – Раби [20, 21], существенно отличающиеся от обычных осцилляций Раби для неподвижного атома.

2. ЭЛЕКТРОДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕНТГЕНА

Исходный гамильтониан минимального взаимодействия атома и электромагнитного поля, записанный в радиационной (кулоновской) калибровке векторного потенциала поля и обобщенных импульсов частиц, имеет вид

$$H = \frac{1}{2m_e}\left[\mathbf{p}_e - e\mathbf{A}(\mathbf{r}_e, t)\right]^2 + \\ + \frac{1}{2m_n}\left[\mathbf{p}_n + e\mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t)\right]^2 + U(\mathbf{r}) + H_f, \quad (3)$$

где $\mathbf{r}_n$, $\mathbf{r}_e$ и $\mathbf{p}_n$, $\mathbf{p}_e$ — векторы положения и обобщенные импульсы ядра и электрона, m_e и m_n — массы электрона и ядра, $U(\mathbf{r}) \equiv U(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_n)$ — потенциал взаимодействия электрона с ядром атома. Последнее слагаемое в формуле (3) есть гамильтониан свободного электромагнитного поля:

$$H_f = \frac{1}{2}\int\limits_V dV(\varepsilon_0 \mathbf{E}^2 + \mu_0 \mathbf{H}^2), \quad (4)$$

где

$$\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t, \quad \mu_0\mathbf{H} = \mathbf{B} = \nabla_{\mathbf{R}} \times \mathbf{A} \quad (5)$$

— векторы электрического и магнитного полей в радиационной (кулоновской) калибровке, V — объем резонатора.

Рассмотрим далее гамильтониан системы атом + поле, записанный в системе координат, связанной с центрами масс ядра атома и электрона. В нулевом порядке разложения в ряд Тэйлора вблизи положения $\mathbf{R}$ центра масс атома (дипольное приближение) векторный потенциал не зависит от координаты электрона, т. е.

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_e, t) = \mathbf{A}\left(\mathbf{R} + \frac{m_n}{M}\mathbf{r}, t\right) \approx \mathbf{A}(\mathbf{R}, t),$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t) = \mathbf{A}\left(\mathbf{R} - \frac{m_e}{M}\mathbf{r}, t\right) \approx \mathbf{A}(\mathbf{R}, t),$$

где $\mathbf{r}$ — вектор положения электрона относительно ядра атома (относительная координата), $M = m_e + m_n$. Тогда гамильтониан минимального взаимодействия (3) для атома в электромагнитном поле в системе координат, связанной с центром масс атома, может быть записан с помощью обобщенных импульсов центра масс системы ($\mathbf{P}$) и относительного движения ядра и электрона ($\mathbf{p}$) в виде

$$H^{(0)} = \frac{1}{2M}\mathbf{P}^2 + \frac{1}{2\mu}\left[\mathbf{p} - e\mathbf{A}(\mathbf{R}, t)\right]^2 + U(\mathbf{r}) + H_f, \quad (6)$$

$$\mu = m_e m_n/(m_e + m_n).$$

Рассмотрим теперь гамильтониан системы в первом порядке разложения векторного потенциала электромагнитного поля по $\mathbf{r}$. В этом случае для значений векторного потенциала в точках расположения электрона и ядра атома имеем

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_e, t) = \mathbf{A}\left(\mathbf{R} + \frac{m_n}{M}\mathbf{r}, t\right) \approx \approx \mathbf{A}(\mathbf{R}, t) + \frac{m_n}{M}(\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}})\mathbf{A}(\mathbf{R}, t),$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t) = \mathbf{A}\left(\mathbf{R} - \frac{m_e}{M}\mathbf{r}, t\right) \approx \approx \mathbf{A}(\mathbf{R}, t) + \frac{m_e}{M}(\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}})\mathbf{A}(\mathbf{R}, t).$$

После подстановки этого выражения в гамильтониан минимального взаимодействия системы и после преобразований получим

$$H^{(1)} = \frac{1}{2M}\left[\mathbf{P} - e(\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}})\mathbf{A}\right]^2 + \\ + \frac{1}{2\mu}\left[\mathbf{p} - e\mathbf{A} - e\frac{\Delta M}{M}(\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}})\mathbf{A}\right]^2 + U(\mathbf{r}) + H_f, \quad (7)$$

где $\mathbf{A} \equiv \mathbf{A}(\mathbf{R}, t)$, $\Delta M = m_n - m_e$.

Сравнение гамильтониана (6), полученного в дипольном приближении, с гамильтонианом (7) показывает, что в обычном дипольном приближении электромагнитное поле взаимодействует только с внутренней степенью свободы атома (член $\mathbf{p}\cdot\mathbf{A}$), тогда как в первом порядке по координате $\mathbf{r}$ относительного движения в гамильтониане системы содержатся члены взаимодействия, содержащие величины $\mathbf{A}$ и $\mathbf{P}$, означающие наличие связи электромагнитного поля с движением центра масс атома.

В записи, содержащей только калибровочно-независимые величины $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$, гамильтониан (7) приобретает вид [12]

$$\tilde{H}^{(1)} = \frac{1}{2M}\left[\mathbf{P} + e\mathbf{r}\times\mathbf{B}\right]^2 + \frac{1}{2\mu}\left[\mathbf{p} + e\frac{\Delta M}{M}\mathbf{r}\times\mathbf{B}\right]^2 + \\ + U(\mathbf{r}) - \mathbf{d}\cdot\mathbf{E} - \frac{e}{2}\frac{\Delta M}{M}(\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}})(\mathbf{r}\cdot\mathbf{E}) + H_f. \quad (8)$$

Выражение (8) может быть получено из (7) путем вычисления лагранжиана системы $L^{(1)} \equiv \dot{\mathbf{R}}\cdot\mathbf{P} + \dot{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{p} - H^{(1)}$, соответствующего гамильтониану $H^{(1)}$, с использованием выражений для обобщенных импульсов системы,

$$\mathbf{P} = M\dot{\mathbf{R}} + e(\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}})\mathbf{A},$$

$$\mathbf{p} = \mu\dot{\mathbf{r}} + e\mathbf{A} + e\frac{\Delta M}{M}(\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}})\mathbf{A},$$

следующих из соотношений

$$\dot{\mathbf{R}} \equiv \frac{\partial H^{(1)}}{\partial\mathbf{P}}, \quad \dot{\mathbf{r}} \equiv \frac{\partial H^{(1)}}{\partial\mathbf{p}}.$$

Далее, добавляя к лагранжиану $L^{(1)}$ полную производную по времени $d\Lambda/dt$, где

$$-\Lambda = e\mathbf{r}\cdot\mathbf{A} + \frac{e}{2}\frac{\Delta M}{M}\mathbf{r}\cdot(\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}})\mathbf{A}$$

(такое преобразование лагранжиана не меняет вид уравнения движения), и возвращаясь снова к гамильтониану, используя соответствующие выражения для обобщенных импульсов системы $\mathbf{P}$ и $\mathbf{p}$, приходим с помощью соотношений (5) к выражению (8).

Раскрывая квадратные скобки в (8), получим

$$\tilde{H}^{(1)} = \tilde{H}^{(0)} + V_R + V_{B.dip} + V_{(\mathbf{r}\times\mathbf{B})^2} + V_{\nabla_{\mathbf{R}}(\mathbf{d}\cdot\mathbf{E})}, \quad (9)$$

где $\tilde{H}^{(0)}$ — гамильтониан в нулевом приближении (стандартное дипольное приближение), V_R — член взаимодействия Рентгена (2), связанный с движением центра масс атома, $V_{B.dip}$ — магнитодипольный член взаимодействия электрона с полем,

$$V_{B.dip} = -\mathbf{d}\cdot\frac{\Delta M}{2M}[\mathbf{r}\times\mathbf{B}] = -\frac{e}{\mu}\frac{\Delta M}{2M}(\mathbf{l}\cdot\mathbf{B}), \\ \mathbf{l} = \mathbf{r}\times\mu\dot{\mathbf{r}}. \quad (10)$$

Слагаемое $V_{(\mathbf{r}\times\mathbf{B})^2}$ в выражении (9) представляет собой квадратичный по полю и координате $\mathbf{r}$ относительного движения малый член:

$$V_{(\mathbf{r}\times\mathbf{B})^2} \approx -\frac{e^2}{8m_e}[\mathbf{r}\times\mathbf{B}]^2 \approx -\frac{e^2}{8\mu}[\mathbf{r}\times\mathbf{B}]^2. \quad (11)$$

Последнее слагаемое в (9) является поправкой к дипольному приближению, связанной с неоднородностью поля в пределах размера атома.

Магнитодипольное взаимодействие в дальнейших расчетах учитываться не будет, поскольку нами будет рассматриваться электродипольный электронный переход между состояниями с различной четностью.

Рассмотрим двухуровневый атом, движущийся со скоростью $\mathbf{v}$ под углом α к оси одномодового резонатора с плоскопараллельными зеркалами. В дальнейших расчетах будем рассматривать движение центра масс атома классически, операторы положения и импульса центра масс атома заменим c-числовыми векторными величинами. Нами предполагается, таким образом, что скорость v достаточно велика для того, чтобы эффектом отдачи при поглощении и излучении атомом фотона можно было бы пренебречь.

Оператор поперечной компоненты электрического поля рассматриваемой моды поля в резонаторе с плоскопараллельными зеркалами в представлении вторичного квантования записываем в виде

$$\hat{\mathbf{E}}_{\perp}(z) = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\varepsilon_0 V}}\,\mathbf{e}(\hat{a}-\hat{a}^{+})\sin kz, \qquad (12)$$

где $\hat{a}^{+}(\hat{a})$ — операторы рождения (уничтожения) фотонов, V — объем квантования электромагнитного поля (объем резонатора), $\mathbf{R}=\mathbf{z}$, $k=\omega_c/c$ — постоянная распространения поля, ω_c — частота поля в резонаторе.

Для вектора магнитного поля имеем

$$\hat{\mathbf{B}}(z) = -\frac{1}{c}\sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\varepsilon_0 V}}\,[\mathbf{e}\times\mathbf{n}_k](\hat{a}+\hat{a}^{+})\cos kz, \qquad (13)$$

$\mathbf{e}$ — вектор поляризации поля, вектор $\mathbf{n}_k \equiv \mathbf{k}/k$ параллелен оси z. Нами будет рассмотрен случай линейной поляризации электромагнитного поля и радиационных переходов атома с изменением магнитного квантового числа $\Delta m = 0$.

Потенциал дипольного взаимодействия атома с полем, включающий член рентгеновского взаимодействия, имеет вид

$$V(\mathbf{R}) = -\left[\mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{R}) + \mathbf{v}\times\mathbf{B}(\mathbf{R})\right]\cdot\mathbf{d}, \qquad (14)$$

откуда следует, что эффект Рентгена также может быть интерпретирован как появление дополнительного электрического поля $\mathbf{v}\times\mathbf{B}(\mathbf{R})$ в движущейся системе координат.

Далее, интерпретируя классические переменные $\mathbf{E}_{\perp}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{d}$, входящие в выражение (14) как операторы, мы можем найти вид квантово-механического оператора взаимодействия. При этом для полевых переменных воспользуемся выражениями (12) и (13), оператор дипольного момента определим как

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{d}_{\updownarrow}\left(|\uparrow\rangle\langle\downarrow| + |\downarrow\rangle\langle\uparrow|\right), \quad \mathbf{d}_{\updownarrow} = \langle\uparrow|\hat{\mathbf{d}}|\downarrow\rangle,$$

где $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ — векторы состояний электронов соответственно для верхнего и нижнего уровней атома.

С помощью приближения вращающейся волны находим, что для произвольных ориентаций векторов поляризации и дипольного момента оператор взаимодействия атома с полем, включающий обычное дипольное взаимодействие и член Рентгена, есть

$$\hat{V}(z = v_z t) = \tilde{g}(t)\hat{a}\hat{\sigma}_{+} + \hat{a}^{+}\hat{\sigma}_{-}\tilde{g}^{*}(t), \qquad (15)$$

где $v_z = v\cos\alpha$,

$$\tilde{g}(t) = \sqrt{\frac{\omega_c}{2\hbar\varepsilon_0 V}}\,d_{\updownarrow}\,\{i(\mathbf{n}_d\cdot\mathbf{e})\sin kz(t) + \\ + \boldsymbol{\beta}\cdot[\mathbf{n}_d\times[\mathbf{e}\times\mathbf{n}_k]]\cos kz(t)\} \qquad (16)$$

— параметр взаимодействия, $\boldsymbol{\beta}\equiv\mathbf{v}/c$, $\mathbf{n}_d \equiv \mathbf{d}_{\updownarrow}/d_{\updownarrow}$. Оператор (15) записан с помощью операторов перехода между верхним и нижним состояниями атома:

$$\hat{\sigma}_{+} = |\uparrow\rangle\langle\downarrow|, \quad \hat{\sigma}_{-} = |\downarrow\rangle\langle\uparrow|.$$

Анализ произведения векторов, входящего во второе слагаемое выражения (16), показывает, что это произведение может быть отлично от нуля даже в случае $\mathbf{n}_d \perp \mathbf{e}$, т. е. когда обычное дипольное взаимодействие атома с полем отсутствует. Вследствие этого, в условиях, когда вектор $\mathbf{d}$ направлен вдоль оси z и $\boldsymbol{\beta}\cdot[\mathbf{n}_d\times[\mathbf{e}\times\mathbf{n}_k]] = \beta\cos\varphi$, где φ — угол между векторами поляризации $\mathbf{e}$ и скорости $\mathbf{v}$, взаимодействие между атомом и полем может быть обусловлено только взаимодействием с магнитным полем (эффект Рентгена).

3. ОДЕТЫЕ СОСТОЯНИЯ И РЕКУРРЕНТНАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ РАСЧЕТА ДИНАМИКИ СИСТЕМЫ

Гамильтониан неконсервативной вследствие пространственной неоднородности электромагнитного поля системы, состоящей из движущегося атома и поля, рассмотрим в следующем виде:

$$\hat{H}(t) = \hbar\omega_c\hat{a}^{+}\hat{a} + \frac{\hat{\sigma}^{z}}{2}\hbar\omega_a + \hbar\hat{W}(t), \qquad (17)$$

где ω_a и ω_c — частоты атомного перехода и моды резонатора, $\hat{W}(t) = \hat{V}(z = v_z t)/\hbar$. Параметр связи поля с атомом, $g(t) \equiv \tilde{g}(t)/\hbar = g_R(t) + ig_{E.dip}(t)$, входящий в выражения (15) и (16), включает члены электродипольного ($E.dip$) и рентгеновского (R) взаимодействий вида

$$g_{E.dip}(t) = \overline{g}_{E.dip}\sin(kv_zt), \quad \overline{g}_{E.dip} \equiv g_0(\mathbf{n}_d\cdot\mathbf{e}), \quad (18)$$

$$g_R(t) = \overline{g}_R\cos(kv_zt), \quad \overline{g}_R \equiv g_0\boldsymbol{\beta}\cdot[\mathbf{n}_d\times[\mathbf{e}\times\mathbf{n}_k]], \quad (19)$$

где $g_0 \equiv \sqrt{\omega_a/2\hbar\varepsilon_0 V}d_{\updownarrow}$. Входящий в гамильтониан (17) оператор инверсии населенности атома имеет вид $\hat{\sigma}^z = |\uparrow\rangle\langle\uparrow| - |\downarrow\rangle\langle\downarrow|$.

Рассмотрим случай, когда в начальный момент времени t_0 атом находится в возбужденном состоянии, а поле задается произвольной суперпозицией фоковских состояний. Временная эволюция неконсервативной системы, состоящей из взаимодействующих между собой атома и поля, в шредингеровском представлении описывается оператором эволюции $\hat{U}(t,t_0)$. Вектор состояния системы в момент времени t при этом имеет вид

$$|\Psi(t)\rangle = \hat{U}(t,t_0)\sum_{n=0}^{\infty} b_n|\uparrow\rangle|n\rangle \equiv \sum_{n=0}^{\infty} b_n|\psi_n(t)\rangle. \quad (20)$$

Вектор состояния также может быть записан в исходном базисе $|\downarrow,n\rangle = |\downarrow\rangle|n\rangle$, $|\uparrow,n\rangle = |\uparrow\rangle|n\rangle$ в виде

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty}\left[c_{\uparrow,n}(t)|\uparrow,n\rangle + c_{\downarrow,n}(t)|\downarrow,n\rangle\right], \quad c_{\downarrow,0}(t) = 0. \quad (21)$$

Для вычисления коэффициентов $c_{\uparrow n}(t)$ и $c_{\downarrow n}(t)$ воспользуемся методом одетых состояний и рекуррентной процедурой, предложенной ранее [20, 21]. Разобьем конечный интервал времени $[t_0, t]$ на большое число $N \gg 1$ малых отрезков Δt и предположим, что внутри каждого из этих отрезков зависимостью гамильтониана системы от времени можно пренебречь. Решая уравнение (20) методом итераций, находим, что состояние системы в конечный момент времени $t = t_N$ есть

$$|\psi_n(t)\rangle = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}H(t_N)\Delta t\right]\times \exp\left[-\frac{i}{\hbar}H(t_{N-1})\Delta t\right]\ldots\exp\left[-\frac{i}{\hbar}H(t_1)\Delta t\right]\times |\psi_n(t_0)\rangle, \quad (22)$$
$$\Delta t = t/N, \quad t_j = t_{j-1}+\Delta t, \quad j = 1,N.$$

Использование представления одетых состояний $|\pm,n\rangle_t$ позволяет записать состояние системы (21) в любой момент времени t в следующем виде:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} b_n\left(A_{n,t}^{(+)}|+,n\rangle_t + A_{n,t}^{(-)}|-,n\rangle_t\right). \quad (23)$$

Содержащиеся в (23) одетые состояния соответствуют гамильтониану (17) и определяются согласно соотношениям

$$|+,n\rangle_t = \cos\theta_{n,t}|\downarrow,n+1\rangle \times \exp(i\phi_{n,t})\sin\theta_{n,t}|\uparrow,n\rangle, \quad (24)$$

$$|-,n\rangle_t = -\exp(-i\phi_{n,t})\sin\theta_{n,t}|\downarrow,n+1\rangle + \cos\theta_{n,t}|\uparrow,n\rangle, \quad (25)$$

где зависящие от времени параметры одетых состояний, диагонализирующих рассматриваемый нами гамильтониан, есть

$$\theta_{n,t} = \operatorname{arctg}\left[\frac{g_R(t)\sqrt{n+1}}{\left(\Delta\omega/2+\Omega_n^{(+)}(t)\right)\cos\phi_{n,t}}\right], \quad \phi_{n,t} \equiv \operatorname{arctg}\left[-\frac{g_{E.dip}(t)}{g_R(t)}\right] \quad (26)$$

и

$$|g(t)| = \sqrt{g_R^2(t) + g_{E.dip}^2(t)}, \quad \Delta\omega = \omega_c - \omega_a.$$

При этом для динамической (зависящей от времени) n-фотонной частоты Раби атома [21] с учетом (26) находим

$$\Omega_n^{(\pm)}(t) = \pm\sqrt{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + |g(t)|^2(n+1)}. \quad (27)$$

Используя выражения (22), (24)–(27), приходим к рекуррентной формуле для вектора состояния в базисе одетых состояний системы в момент времени t_N при $t_0 = 0$ следующего вида:

$$|\psi_n(t=t_N)\rangle = A_{n,t_N}^{(+)}|+,n\rangle_{t=t_N} + A_{n,t_N}^{(-)}|-,n\rangle_{t=t_N}, \quad (28)$$

где величины $A_{n,t_N}^{(\pm)}$ для любого $1 < j \le N$ вычисляются с помощью рекуррентных соотношений

$$A_{n,t_j}^{(+)} = \exp\left[-i\Omega_n^{(+)}(j\Delta t)\Delta t\right]\times \left\{A_{n,t_{j-1}}^{(+)}\left[\cos\theta_{n,t_j}\cos\theta_{n,t_{j-1}} + \exp\left(i(\phi_{t_{j-1},n}-\phi_{t_j,n})\right)\sin\theta_{n,t_j}\sin\theta_{n,t_{j-1}}\right] + A_{n,t_{j-1}}^{(-)}\left[-\exp(-i\phi_{t_{j-1},n})\sin\theta_{n,j-1}\cos\theta_{n,j} + \exp(-i\phi_{t_j,n})\sin\theta_{n,j}\cos\theta_{n,j-1}\right]\right\}, \quad (29)$$

$$A^{(-)}_{n,t_j} = \exp\left[-i\Omega^{(-)}_n(j\Delta t)\Delta t\right] \times \\ \times \left\{ A^{(-)}_{n,t_{j-1}} \left[\cos\theta_{n,j}\cos\theta_{n,j-1} + \right.\right. \\ \left. + \exp\left(-i(\phi_{t_{j-1},n} - \phi_{t_j,n})\right)\sin\theta_{n,j}\sin\theta_{n,j-1}\right] + \\ + A^{(+)}_{n,t_{j-1}} \left[\exp(i\phi_{t_{j-1},n})\sin\theta_{n,j-1}\cos\theta_{n,j} - \right. \\ \left.\left. - \exp(i\phi_{t_j,n})\sin\theta_{n,j}\cos\theta_{n,j-1}\right] \right\}, \quad (30)$$

а для $j = 1$ —

$$A^{(+)}_{n,t_1} = \sin\theta_{n,t_1}\exp(-i\phi_{n,t_1}) \times \\ \times \exp\left[-i\Omega^{(+)}_n(t_1)\Delta t\right], \quad (31)$$

$$A^{(-)}_{n,t_1} = \cos\theta_{n,t_1}\exp\left[-i\Omega^{(-)}_n(t_1)\Delta t\right], \quad t_1 = \Delta t.$$

Коэффициенты разложения волновой функции (21) по базису собственных состояний системы, $c_{\uparrow n}$ и $c_{\downarrow n}$, выражаются через коэффициенты разложения в базисе одетых состояний $A^{(+)}_{n,t}$ и $A^{(-)}_{n,t}$ с помощью следующих соотношений:

$$c_{\uparrow,n}(t) = b_n\left[A^{(+)}_{n,t}\exp(i\phi_{t,n})\sin\theta_{n,t} + \right. \\ \left. + A^{(-)}_{n,t}\cos\theta_{n,t}\right] \equiv b_n\sigma_{\uparrow,n}(t), \quad (32)$$

$$c_{\downarrow,n}(t) = b_{n-1}\left[-A^{(-)}_{n-1,t}\exp(-i\phi_{t,n-1})\sin\theta_{n-1,t} + \right. \\ \left. + A^{(+)}_{n-1,t}\cos\theta_{n-1,t}\right] \equiv b_{n-1}\sigma_{\downarrow,n-1}(t), \quad (33)$$

$$c_{\downarrow,0}(t) = 0. \quad (34)$$

Вероятности нахождения выходящих из резонатора атомов в верхнем и нижнем состояниях через коэффициенты $c_{\uparrow,n}(t)$, $c_{\downarrow,n}(t)$ разложения волновой функции равны

$$P_\uparrow(t) = \sum_{n=0}^{\infty}|c_{\uparrow,n}(t)|^2 = \sum_{n=0}^{\infty}|b_n|^2|\sigma_{\uparrow,n}(t)|^2, \quad (35)$$

$$P_\downarrow(t) = \sum_{n=0}^{\infty}|c_{\downarrow,n}(t)|^2 = \sum_{n=1}^{\infty}|b_{n-1}|^2|\sigma_{\downarrow,n-1}(t)|^2, \quad (36)$$

где величины $\sigma_{\uparrow,n}$ и $\sigma_{\downarrow,n-1}$ определены соответственно выражениями (32) и (33).

В качестве исходного состояния поля в резонаторе нами рассматривалось чистое когерентное состояние с амплитудами вероятности вида

$$b_n = \frac{\alpha_c^n}{\sqrt{n!}}\exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right),$$

где α_c — комплексная амплитуда когерентного состояния $|\alpha_c\rangle$, $|\alpha_c|^2 = \langle n\rangle$ — среднее число фотонов когерентного состояния, а также фоковское состояние $b_n = \delta_{n,\langle n\rangle}$, где δ — символ Кронекера и $\langle n\rangle$ — среднее число фотонов в фоковском состоянии.

4. ОСЦИЛЛЯЦИИ ДОПЛЕРА – РАБИ СОСТОЯНИЯ АТОМА ПРИ СОВМЕСТНОМ УЧЕТЕ ЭЛЕКТРОДИПОЛЬНОГО И РЕНТГЕНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Рассмотрим сначала случай фоковского состояния исходного поля в резонаторе. Очевидно, что абсолютная величина параметра связи взаимодействия Рентгена в общем случае мала по сравнению с параметром связи обычного электродипольного взаимодействия, поскольку выражение для g_R содержит малый множитель $\beta \ll 1$. Исключением является положение атома вблизи узлов электрического поля, когда $kz = q\pi$ (q — любое целое число), где обычное электродипольное взаимодействие отсутствует полностью, а рентгеновский член достигает своего максимального значения. Так, в случае геометрии $\mathbf{v} \parallel \mathbf{z}$, $\mathbf{d} \parallel \mathbf{e}$, выполняется равенство $|g_R/g_{E.dip}| = \beta|\operatorname{ctg} kz|$. Таким образом, в этом случае влияние взаимодействия Рентгена проявляется в динамике излучения движущегося атома лишь в случае очень большой длины пролета атома в резонаторе (большом времени взаимодействия атома с полем) либо при большом числе фотонов в резонаторе, так как вакуумная частота Раби, обусловленная эффектом Рентгена, невелика. В то же время возможны конфигурации, когда $g_R \gg g_{E.dip}$. Рассмотрим далее такой случай, когда дипольный момент направлен параллельно оси z ($\mathbf{n}_d \perp \mathbf{e}$) и обычное дипольное взаимодействие отсутствует.

На рис. 1 изображены осцилляции Доплера – Раби, обусловленные только эффектом Рентгена в случае, когда векторы $\mathbf{e}$, $\mathbf{d}$, $\mathbf{v}$ лежат в одной плоскости, т. е. $\overline{g}_{E.dip} = g_0\cos\eta \ll 1$, $\overline{g}_R = \beta g_0(\sin\eta\cos\varphi - \cos\eta\cos\alpha)$, где η — угол между векторами поляризации поля и дипольного момента атома. В расчетах использовано значение $\cos\eta = 10^{-10}$ при различных отстройках $\Delta\omega = \omega_c - \omega_a$ и средних числах фотонов в исходном фоковском состоянии поля. Подобные значения параметров системы характерны для взаимодействия ридберговского атома с микроволновым резонатором [23, 24].

Периодические осцилляции Доплера – Раби с $\langle n\rangle$-фотонной частотой Раби

$$\Omega_R = \sqrt{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + |\overline{g}|^2(\langle n\rangle + 1)}, \quad |\overline{g}|^2 \equiv \overline{g}_R^2 + \overline{g}_{E.dip}^2$$

и близкой к единице амплитудой (кривая *1*) реализуются при $\langle n\rangle = 10^{11}$ и величине отстройки $\Delta\omega \ll \Delta \equiv \beta g_0\sqrt{\langle n\rangle + 1}\cos\varphi$ для характерной дли-

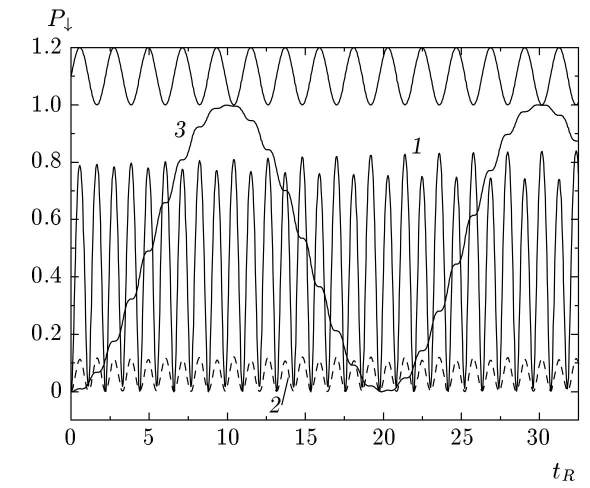

Рис. 1. Зависимость вероятности $P_\downarrow$ перехода возбужденного атома в нижнее состояние с излучением фотона от безразмерного времени $t_R = \Omega_R t/\pi$, обусловленная взаимодействием Рентгена. Исходное состояние поля в резонаторе при $t = 0$ — фоковское. Среднее число фотонов $\langle n\rangle = 10^{11}$ и отстройка $\Delta\omega = 0.1\Delta$, $\Delta \equiv |\overline{g}|\sqrt{\langle n\rangle + 1}$ (кривая *1*); $\langle n\rangle = 10^{10}$, $\Delta\omega = 0.1\Delta$ (кривая *2*) и $\langle n\rangle = 10^9$, $\Delta\omega = \Omega_D$ (кривая *3*). Частота перехода атома $\omega_a = 10^{11}$ с$^{-1}$, $g_0\cos\varphi = 3\cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\alpha = 30^\circ$, $\varphi = 60^\circ$, $v = 10^5$ см/с. Вверху изображена пространственная зависимость поля в резонаторе, $\sin(kz(t_R))$. Длина пролета атома в резонаторе $L = v_z t = 28.27$ см. Масштаб оси t_R выбран соответствующим значению Ω_R для кривой *1*

ны пролета атома $v_z t \approx 0.9$ см или времени взаимодействия $t \approx 9$ мкс. Для меньших значений $\langle n\rangle$ осцилляции с той же частотой обладают значительно меньшей амплитудой (кривая *2*), поскольку в этих условиях сдвиг частоты Доплера Ω_D превышает частоту Раби, $\xi \equiv \Omega_R/\Omega_D < 1$, что приводит к понижению амплитуды в ξ^{-2} раз [18, 21].

С ростом отстройки вероятность $P_\downarrow$ быстро уменьшается до малых величин при $\Delta\omega > \Delta$, затем возрастает до единицы при $\Delta\omega = \beta_z\omega_c \approx \Omega_D$, $\beta_z = \beta\cos\alpha$ (кривая *2*, при $\langle n\rangle = 10^9$), а с дальнейшим ростом отстройки амплитуда $P_\downarrow$ убывает до пренебрежимо малых значений. Такая зависимость осцилляций Доплера–Раби от отстройки объясняется наличием в данных условиях эффективной ее компенсации доплеровским сдвигом частоты (резонанс Доплера–Раби [18, 21]). Результаты численных расчетов, приведенные на рис. 1 для $\Delta\omega = 0.1\Delta$, хорошо согласуются с аналитическими результатами, полученными в работах [18, 21] для $\Delta\omega = 0$.

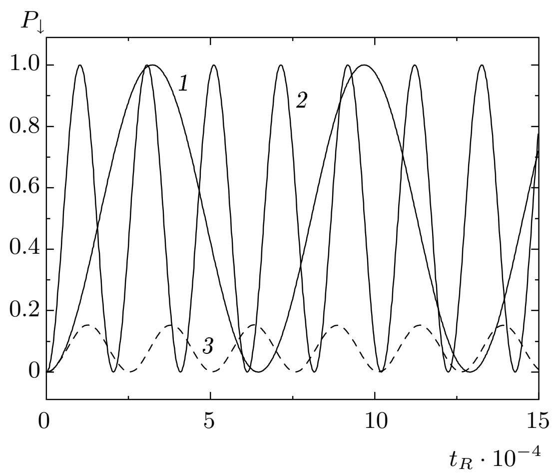

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для $\omega_a = 10^{15}$ с$^{-1}$, $g_0\cos\varphi = 10^7$ с$^{-1}$. Среднее число фотонов в фоковском исходном состоянии поля $\langle n\rangle = 10^7$, отстройка $\Delta\omega = \Omega_D$ (кривая *1*), $\langle n\rangle = 10^8$, $\Delta\omega = \Omega_D$ (кривая *2*) и $\langle n\rangle = 10^7$, $\Delta\omega = 1.000036\Omega_D$ (кривая *3*); $L = v_z t = 28.27$ см

В случае, когда исходное состояние поля является когерентным, расчеты показали, что высокочастотные осцилляции Доплера–Раби, обусловленные эффектом Рентгена, практически идентичны случаю фоковского состояния поля при тех же значениях среднего числа фотонов. Коллапс осцилляций Раби, возникающий при когерентном состоянии поля [12], проявляется в рассматриваемых условиях для очень большого времени взаимодействия атома с полем, поскольку время наступления коллапса $t_c \sim |\overline{g}_R|^{-1} \approx 0.03$ с, что соответствует длине пролета атома около 30 м.

Перейдем далее к рассмотрению взаимодействия Рентгена атома с резонатором оптической частоты, $\omega_c, \omega_a \sim 10^{15}$ с$^{-1}$. В целях сравнения для остальных параметров системы, за исключением параметра связи g_0, принимаем те же значения, что и для рассмотренного выше случая микроволнового поля. Для параметра связи, используемого в расчетах, берем значение $g_0 \sim 10^7$ с$^{-1}$, которое в настоящее время реализуется в экспериментах с одноатомными микролазерами [23, 24].

В оптическом диапазоне частот доплеровский сдвиг частоты очень велик (порядка 10^9 с$^{-1}$), вследствие чего условие $\xi > 1$, выполнение которого обеспечивает большую величину амплитуды осцилляций Доплера–Раби, выполняется при очень больших числах фотонов $\langle n\rangle > 10^{16}$. Поэтому в оптическом диапазоне осцилляции Доплера–Раби с еди-

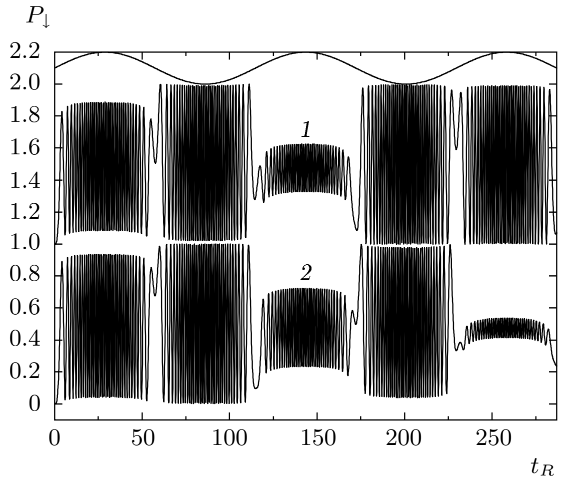

Рис. 3. Сравнение зависимостей $P_\downarrow(t)$, рассчитанных с учетом электродипольного и рентгеновского взаимодействий при $\Delta\eta \equiv 90° - \eta = 0.005°$, $v = 10^5$ см/с (кривая *1*, $P_\downarrow(t)+1$), а также без учета рентгеновского взаимодействия (кривая *2*) для одних и тех же значений параметров системы. Фоковское состояние поля, $\omega_a = 10^{11}$ с$^{-1}$, $\Delta\omega = 0.1\Delta$, $\langle n\rangle = 10^{11}$, $g_0\cos\varphi = 3\cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\alpha = 30°$, $\varphi = 60°$, $L = v_z t = 4.71$ см. Вверху изображена пространственная зависимость поля в резонаторе, $\sin(kz(t_R))$

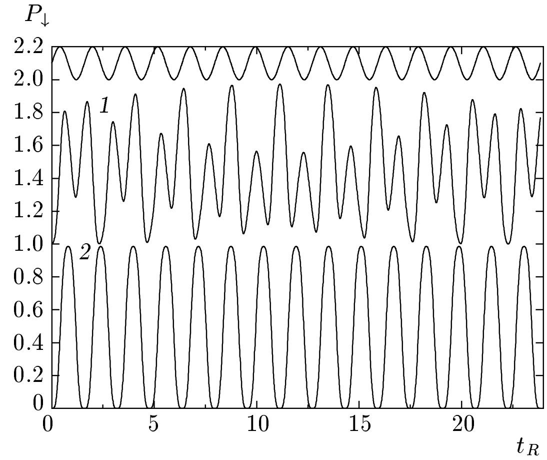

Рис. 4. То же, что на рис. 3, при $v = 10^9$ см/с, $\langle n\rangle = 10^{10}$ и $\Delta\eta = 2°$, $\Delta\omega = 0$, $L = v_z t = 28.27$ см

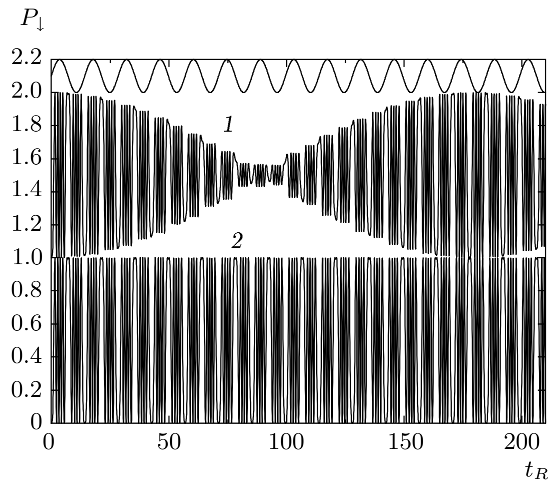

Рис. 5. То же, что на рис. 3, при $\Delta\eta = 20°$, $\langle n\rangle = 10^{10}$, $\Delta\omega = 0$, $L = v_z t = 28.27$ см

ничной амплитудой, обусловленные эффектом Рентгена, возникают для чисел фотонов $\langle n\rangle = 10^7, 10^8$ (кривые *1* и *2* на рис. 2) только в условиях резонанса Доплера – Раби $\Delta\omega = \Omega_D$ при больших отстройках $\Delta\omega = 2.73862\cdot 10^4\Delta = 2.88676\cdot 10^9$ с$^{-1}$ $= 288.676 g_0\cos\varphi$ (кривая *1*) и $\Delta\omega = 8.66028\cdot 10^3\Delta$ (кривая *2*). Ширина резонанса Доплера – Раби убывает с ростом частоты поля и составляет в оптическом диапазоне величину порядка 10^4 с$^{-1}$. Вследствие этого восстановление осцилляций Доплера – Раби оказывается возможным для отстройки, определенной с указанной точностью; отклонение отстройки на величину $\Delta \approx 1.054\cdot 10^5$ с$^{-1}$ при $\langle n\rangle = 10^7$ приводит к уменьшению амплитуды осцилляций до величины $P_\downarrow(t) \le 0.15$ (кривая *3* на рис. 2). Результаты расчета осцилляций Доплера – Раби для оптической частоты и фоковского или когерентного состояния поля показали, что формы осцилляций почти идентичны для обоих случаев.

На рис. 3 приведены результаты расчетов вероятности $P_\downarrow(t)$, выполненных с учетом электродипольного и рентгеновского взаимодействий при $\Delta\eta \equiv 90° - \eta > 0$, а также без учета рентгеновского взаимодействия для одних и тех же значений параметров системы. Как показывает сравнение, при $v = 10^5$ см/с и $\Delta\eta = 0.005°$ учет рентгеновского взаимодействия приводит к значительному изменению динамики системы. При $\Delta\eta \gg 0.01°$ влиянием взаимодействия Рентгена можно пренебречь только в случае тепловых скоростей атома. При увеличении скорости движения атома влияние взаимодействия Рентгена распространяется на большие значения $\Delta\eta \sim 10°$. Приведенные на рис. 4 графики показывают, что, например, при $v = 10^9$ см/с и $\Delta\eta = 2°$ взаимодействие Рентгена имеет определяющее значение. Сравнение между собой кривых *1* и *2* на рис. 3–5, показывает, что для множества моментов времени вероятность перехода, вычисленная с учетом электродипольного взаимодействия и взаимодействия Рентгена, отличается примерно на единицу от соответствующего значения, рассчитанного без учета взаимодействия Рентгена (см., например, рис. 4 при $t_R \approx 2.5, 11, 19$). Приведенные на рис. 5 графики показывают, что при $v = 10^9$ см/с и $\Delta\eta = 20^\circ$ роль взаимодействия Рентгена также велика, вероятность перехода, вычисленная с совместным учетом электродипольного взаимодействия и взаимодействия Рентгена, отличается примерно на единицу от соответствующего значения, рассчитанного в стандартном приближении без учета взаимодействия Рентгена.

Условия, необходимые для экспериментального наблюдения рассмотренных нами осцилляций Доплера–Раби, требуют выполнения соотношений $t \ll \tau_{ph}, 1/\gamma$, где t — время пролета атома, $t \sim 10$ мкс, τ_{ph} — время жизни фотона в резонаторе, γ — скорость спонтанного излучения атома. Эти соотношения хорошо выполняются в микроволновой области частот поля. В современных экспериментах с ридберговскими атомами (микромазерные эксперименты) [23, 24] добротность резонатора достигает величины порядка 10^{10}, что соответствует времени жизни фотона около 0.1 с. В то же время скорость спонтанного излучения ридберговского атома обеспечивает время жизни атома $\tau_a = 1/\gamma \sim 0.1$ с. Добротность резонатора в таких условиях достаточно высока, чтобы наблюдать периодический обмен энергией между атомом и полем. Соответствующие величины для резонаторов и атомных переходов в оптическом спектре [23] на несколько порядков меньше необходимой величины.

Уровни энергии атома (в том числе и ридберговского) обладают вырождением по квантовому числу проекции углового момента на ось квантования z. При этом вектор дипольного матричного элемента радиационного (s–p) перехода ридберговского атома с $\Delta m \neq 0$ лежит в плоскости xy, а вектор матричного элемента перехода с $\Delta m = 0$, рассматриваемый нами, направлен вдоль оси z, совпадающей с осью резонатора. Вследствие этого ортогональность векторов линейной поляризации поля в резонаторе и дипольного момента перехода с $\Delta m = 0$ в общем случае не может обеспечить выполнение условия полного отсутствия стандартного электродипольного взаимодействия, рассматриваемого нами. Это обстоятельство накладывает дополнительные требования к условиям эксперимента по обнаружению эффекта Рентгена. Выделение перехода с $\Delta m = 0$, для которого условие ортогональности оказывается достаточным для регистрации осцилляций Доплера–Раби, вызванных взаимодействием Рентгена, может достигаться путем приложения постоянного магнитного поля вдоль оси z резонатора, снимающего вырождение по энергии магнитных подуровней атома. В таких условиях частота поля в резонаторе выбирается близкой к частоте перехода с $\Delta m = 0$. Частота перехода между подуровнями с различными m при этом должна быть много больше частоты доплеровского сдвига.

Субпуассоновское (сжатое) состояние электромагнитного поля, близкое к фоковскому состоянию, может быть создано в процессе генерации микромазера. Когерентное состояние микроволнового поля также реализуется внутри резонатора микромазера при соответствующих значениях параметров системы [24].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые рассмотрены осцилляции Доплера–Раби движущегося атома, вызываемые взаимодействием Рентгена. Нами показано, что при геометрии системы атом + поле, при которой обычное электродипольное взаимодействие полностью отсутствует (или очень мало), имеют место высокочастотные осцилляции Доплера–Раби. Из проведенного анализа следует, что предсказания стандартной теории, учитывающей только электродипольное взаимодействие и используемой в настоящее время для анализа динамики данной системы, в указанных условиях оказываются ошибочными, поскольку не учитывают взаимодействия Рентгена.

Необходимое для проявления этого эффекта среднее число фотонов в резонаторе может быть относительно невелико как в случае исходного когерентного состояния поля в резонаторе, так и в случае фоковского состояния поля, причем характер осцилляций Доплера–Раби одинаков в обоих случаях.

Константа связи атома с полем, обусловленная взаимодействием Рентгена, g_R, возрастает с увеличением скорости движения центра масс атома, так как $g_R \propto \beta = v/c$. В то же время с ростом скорости v возрастает и величина доплеровского сдвига частоты Ω_D и уменьшается соотношение $\xi = \Omega_R/\Omega_D$, где Ω_R — частота Раби. При больших скоростях величина $\xi \ll 1$ и амплитуда осцилляций Доплера–Раби становится очень малой, поскольку $P_\downarrow \propto \xi^2$. Вследствие этого проявление осцилляций Доплера–Раби, вызванных взаимодействием Рентгена, следует ожидать при достаточно больших значениях $\xi \sim 1$ в условиях, когда $\Omega_R \approx g_R\sqrt{\langle n\rangle + 1} \sim \Omega_D$, что возможно при достаточно больших значениях среднего числа фотонов в резонаторе $\langle n\rangle$ и $g_R \sim g_{E.dip}$.

Величина константы связи обычного электродипольного взаимодействия мала в случае, когда вектор дипольного момента атома направлен перпендикулярно вектору поляризации поля ($\mathbf{d} \perp \mathbf{e}$). Взаимодействие Рентгена играет важную (определяющую) роль в формировании осцилляций Доплера – Раби при тепловых скоростях ($v \sim 10^5$ см/с) атома только при очень точном выполнении этого условия, при $\Delta\eta \equiv 90° - \eta \sim 0.01°$, но с ростом скорости атома величина $\Delta\eta \equiv 90° - \eta$, при которой роль взаимодействия Рентгена является решающей, может достигать величины порядка $10°$ при $v \sim 10^9$ см/с.

Осцилляции Доплера – Раби с единичной амплитудой, обусловливаемые взаимодействием Рентгена, возникают также при больших отстройках частоты атомного перехода от частоты поля в случае выполнения условия резонанса Доплера – Раби, $\Delta\omega = v_z\omega_c/c \approx \Omega_D$, при достаточно больших значениях числа фотонов поля, необходимых для достижения соотношения $\xi \sim 1$ и указанной выше взаимной ориентации векторов $\mathbf{e}$ и $\mathbf{d}$. Число фотонов в резонаторе, необходимое для этого, может быть относительно невелико (порядка 10^6) как в микроволновом, так и в оптическом диапазонах частот поля. Вне узкого диапазона значений отстройки $\Delta\omega$, для которых проявляется эффект резонанса Доплера – Раби (вблизи точного резонанса $\Delta\omega \ll \Delta$), число фотонов при котором реализуются вызываемые взаимодействием Рентгена высокочастотные осцилляции Доплера – Раби, быстро возрастает с повышением частоты поля, так как при этом возрастает частота доплеровского сдвига, а величина ξ соответственно уменьшается.

Обнаруженный эффект может быть зарегистрирован экспериментально с помощью микромазера, поскольку в условиях современного микромазерного эксперимента вектор дипольного момента ридберговских атомов может быть фиксирован в требуемом направлении с высокой точностью [24–26].

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Röntgen, Ann. Phys. Chem. **35**, 264 (1888).
2. M. Babiker, E. A. Power, and T. Thirunamachandran, Proc. Roy. Soc. London A **332**, 187 (1973).
3. M. Babiker, J. Phys. B **17**, 4877 (1984).
4. C. Baxter, M. Babiker, and R. Loudon, Phys. Rev. A **47**, 1278 (1993).
5. M. Wilkens, Phys. Rev. A **49**, 570 (1994).
6. M. Wilkens, Phys. Rev. A **47**, 671 (1993).
7. L. G. Boussiakou, C. R. Bennett, and M. Babiker, Phys. Rev. Lett. **89**, 123001 (2002).
8. J. D. Cresser and S. M. Barnett, J. Phys. B **36**, 1755 (2003).
9. V. Lembessis, M. Babiker, C. Baxter, and R. Loudon, Phys. Rev. A **48**, 1594 (1993).
10. S. Shresta, B. L. Hu, and N. G. Phillips, Phys. Rev. A **68**, 062101 (2003).
11. B. Deb and S. Sen, Phys. Rev. A **56**, 2470 (1997).
12. В. П. Шляйх, *Квантовая оптика в фазовом пространстве*, Физматлит, Москва (2005).
13. В. С. Смирнов, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук, ТГУ, Томск (1983).
14. А. П. Казанцев, В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин, И. М. Ягофаров, Препринт № 5, ИОА СО АН СССР, Томск (1982).
15. Z. Bialynicka-Birula, P. Meystre, E. Schumacher, and M. Wilkens, Opt. Comm. **85**, 315 (1991).
16. M. Wilkens, Z. Bialynicka-Birula, and P. Meystre, Phys. Rev. A **45**, 477 (1992).
17. W. Ren, J. D. Cresser, and H. J. Carmichael, Phys. Rev. A **46**, 7162 (1992).
18. P. Meystre, Opt. Comm. **90**, 41 (1992).
19. W. Ren and H. J. Carmichael, Phys. Rev. A **51**, 752 (1995).
20. А. В. Козловский, Письма в ЖЭТФ **73**, 364 (2001).
21. А. В. Козловский, ЖЭТФ **120**, 529 (2001).
22. А. В. Козловский, КЭ **32**, 71 (2002).
23. G. T. Foster, S. L. Mielke, and L. A. Orozco, Phys. Rev. A **61**, 053821 (2000).
24. H. Walther, B. T. H. Varcoe, B.-G. Englert, and T. Becker, Rep. Progr. Phys. **69**, 1325 (2006).
25. P. Nussenzveig, F. Bernardot, M. Brune et al., Phys. Rev. A **48**, 3991 (1993).
26. J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, Rev. Mod. Phys. **73**, 565 (2001).