

ЭФФЕКТ ОБРАЩЕНИЯ ВРЕМЕНИ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ АТОМОВ ГАЗА РЕЗОНАНСНЫМ СВЕТОВЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. И. Алексеев

Московский государственный инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 1996 г.

На основе симметрии атома в поле резонансного светового импульса и симметрии по отношению к обращению времени с учетом начальных условий вычислен светоиндуцированный магнитный момент покоящегося атома как функция времени и расстройки резонанса $\omega - \omega_{ba}$ с точностью до общего множителя с размерностью магнитного момента. Показано, что четная зависимость светоиндуцированного магнитного момента от $\omega - \omega_{ba}$ в случае эллиптически поляризованного импульса и изотропного начального состояния атома и его нечетная зависимость от $\omega - \omega_{ba}$ в случае линейно поляризованного импульса и анизотропного начального состояния в виде выстраивания атома являются следствием симметрии по отношению к обращению времени и начальных условий. Эта закономерность сохраняется и после прохождения резонансного светового импульса, когда возникающая релаксация нарушает симметрию по отношению к обращению времени. Установлено, что аналогичные свойства имеет также светоиндуцированная намагниченность атомарного газа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Нелинейное намагничивание светом газов и твердых тел широко используется для фундаментального исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом (см., например, [1–3] для газов и [4–6] для твердых тел, а также ссылки в этих работах). Эти исследования приводят к ряду принципиальных проблем. Одной из них является наблюдавшееся в экспериментах [1, 2] намагничивание изотропных атомарных газов резонансным линейно поляризованным импульсом, что не согласуется с симметрией. Поэтому представляет интерес исследовать данное оптическое явление с тех сторон, которые ранее не рассматривались.

В настоящей статье теоретически изучается намагничивание атомов газа резонансным световым импульсом с волновым вектором \mathbf{k} и эллиптической $I_{k\lambda}$ ($\lambda = \pm 1$) или линейной I_k поляризациями при наличии симметрии по отношению к обращению времени $t' \rightarrow -t'$, где t' — время с учетом запаздывания волны. Длительность τ световых импульсов мала по сравнению с радиационным временем жизни возбужденного состояния, чтобы при взаимодействии атома со световым импульсом в интервале $0 \leq t' \leq \tau$ релаксация отсутствовала. Здесь существенную роль играет начальное состояние при $t' = 0$, определяющее симметрию атома в поле светового импульса, которая задает направление индуцированного магнитного момента атома $\mu_{at}^{(q)}(t')$ с $q = 0$ и $q = 2$ соответственно для изотропного начального состояния и анизотропного в виде выстраивания атома. Между тем решение квантовомеханического уравнения для матрицы плотности по теории возмущений с учетом начальных условий при наличии симметрии по отношению к обращению времени приводит к четной для $\mu_{at}^{(0)}(t')$ и нечетной для $\mu_{at}^{(2)}(t')$

зависимостям от расстройки резонанса $\omega - \omega_{ba}$. Окончательно величина $\mu_{at}^{(q)}(t')$ представлена в виде произведения трех множителей, из которых первый определяет векторные свойства, второй, с размерностью магнитного момента, зависит от характеристик резонансного перехода и третий представляет собой универсальную функцию t' и $\omega - \omega_{ba}$, не зависящую от атомных характеристик. В итоге установлена следующая фундаментальная закономерность, выражающая эффект обращения времени при намагничивании покоящегося атома резонансным световым импульсом. Если индуцированный магнитный момент атома пропорционален аксиальному вектору $i[\mathbf{k}_\lambda \mathbf{l}_{k\lambda}^*]$, то он является четной функцией $\omega - \omega_{ba}$ с максимумом при $\omega = \omega_{ba}$. Если индуцированный магнитный момент атома пропорционален аксиальному вектору, инвариантному относительно замены $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$, то он является нечетной функцией $\omega - \omega_{ba}$ с максимумом при $0 < |\omega - \omega_{ba}|$. Здесь указанные аксиальные векторы определяются симметрией атома в поле резонансного импульса с учетом начального состояния. Найденная закономерность дает возможность определять векторные свойства светоиндуцированного магнитного момента, а также зависимость от времени и от $\omega - \omega_{ba}$ без детального решения уравнения для матрицы плотности и без вычисления суммы по проекциям угловых моментов в формуле намагничивания атома светом. При этом светоиндуцированный магнитный момент атома получается с точностью до общего множителя с размерностью магнитного момента.

В интервале $\tau < t' \leq \infty$ после прохождения резонансного светового импульса возбужденное состояние атома затухает из-за спонтанного излучения кванта $\hbar\omega_{ba}$, а появляющаяся релаксация нарушает симметрию по отношению к обращению времени. Однако возникшие в предшествующем интервале времени $0 \leq t' \leq \tau$ направление индуцированного магнитного момента $\mu_{at}^{(q)}(t')$ и его характерная зависимость от $\omega - \omega_{ba}$ остаются в силе для следующего интервала $\tau \leq t' \leq \infty$ благодаря непрерывности функции $\mu_{at}^{(q)}(t')$ в момент времени $t' = \tau$. При наличии релаксации величина $\mu_{at}^{(q)}(t')$ разбивается на сумму двух слагаемых, каждое из которых вычисляется с точностью до отдельного общего множителя с размерностью магнитного момента.

Полученные результаты применены к газу одинаковых атомов и вычислен магнитный момент единицы объема, представляющий собой светоиндуцированную намагниченность этого газа $\mu_q(t')$ с $q = 0$ и $q = 2$ для изотропного и анизотропного начальных состояний газа. Как показали вычисления, векторные свойства светоиндуцированной намагниченности атомарного газа и характерная зависимость от $\omega - \omega_{ba}$ такие же, как у отдельного атома, хотя функциональная зависимость от времени и $\omega - \omega_{ba}$ усложняется. Следовательно, эффект обращения времени при намагничивании атомов газа резонансным световым импульсом проявляется также в светоиндуцированной намагниченности. При этом в интервале $0 \leq t' \leq \tau$ величина $\mu_q(t')$ вычисляется с точностью до общего множителя с размерностью плотности магнитного момента. Между тем в интервале $\tau \leq t' \leq \infty$ величина $\mu_q(t')$ представляется в виде суммы двух слагаемых, имеющих аналогичные общие множители. Если для экспериментального исследования векторных свойств светоиндуцированной намагниченности $\mu_q(t')$ и ее зависимости от времени и $\omega - \omega_{ba}$ использовать измерение электродвижущей силы приемной катушки в относительных единицах [1, 2, 4-6], то невычисленные общие множители в формуле $\mu_q(t')$ для интервалов $0 \leq t' \leq \tau$ и $\tau \leq t' \leq \infty$ не влияют на указанные исследования.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим атом в системе координат центра инерции, который в отсутствие постоянного магнитного поля характеризуется гамильтонианом

$$H = \sum_n \frac{1}{2m} \left[\mathbf{p}_n - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t) \right]^2 + U_{in}, \quad (1)$$

где m, e и \mathbf{r}_n — масса, заряд и радиус-вектор n -го электрона, $\mathbf{p}_n = -i\hbar \nabla_n$ — оператор его импульса, c — скорость света в вакууме, U_{in} — энергия взаимодействия электронов между собой и ядром, находящимся в центре инерции атома. Векторный потенциал $\mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t)$ связан с электрическим $\mathbf{E}(\mathbf{r}_n, t)$ и магнитным $\mathbf{H}(\mathbf{r}_n, t)$ полями формулами

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_n, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t), \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}_n, t) = \text{rot}_n \mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t). \quad (2)$$

Волновая функция Ψ атома удовлетворяет уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi, \quad (3)$$

а плотность электрического тока \mathbf{j}_n , созданная n -ым электроном с учетом его спина, имеет вид

$$\mathbf{j}_n = \frac{e}{2m} (\Psi^* \mathbf{p}_n \Psi + \Psi \mathbf{p}_n^* \Psi^*) - \frac{e^2}{mc} \mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t) \Psi^* \Psi + \frac{e\hbar}{m} \text{rot}_n \Psi^* \mathbf{s}_n \Psi, \quad (4)$$

где \mathbf{s}_n — оператор спина n -го электрона. Волновая функция Ψ при учете спина электронов атома зависит также от спиновых переменных. Благодаря току (4) атом обладает магнитным моментом

$$\boldsymbol{\mu}_{at}(t) = \frac{1}{2c} \int \sum_n [\mathbf{r}_n \mathbf{j}_n] d\mathbf{r}_n, \quad (5)$$

где наряду с интегрированием по координатам электронов проводится также суммирование по спиновым переменным в токе \mathbf{j}_n .

Для данного атома имеет место симметрия по отношению к обращению времени, если одновременно выполняются замены

$$t \rightarrow -t, \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}_n, -t) \rightarrow -\mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t), \quad (6)$$

которые оставляют неизменным электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}_n, t)$ и меняют знак магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}_n, t)$. Эта симметрия выражается в том, что после замен (6) совместно с заменой волновой функции на комплексно-сопряженную,

$$\Psi \rightarrow \Psi^*, \quad (7)$$

уравнение Шредингера (3) не меняется [7]. При этом плотность электрического тока (4) меняет знак [7, 8]. Поэтому магнитный момент (5) при обращении времени (6) и (7) также меняет знак: $\boldsymbol{\mu}_{at}(-t) = -\boldsymbol{\mu}_{at}(t)$. Последний результат получен без использования начальных условий при $t = 0$, учет которых может привести к другим особенностям магнитного момента (5), связанным с обращением времени (6) и (7).

Если атом взаимодействует с резонансным световым импульсом, то большую роль играет его начальное состояние при $t = 0$, существующее до взаимодействия с этим импульсом. Кроме того, по истечении некоторого промежутка времени после $t = 0$ становится существенной релаксация, обусловленная спонтанным излучением. Чтобы в этом случае найти поведение магнитного момента (5), рационально рассматривать уравнение Шредингера (3) в дипольном приближении, полагая $\mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t) = \mathbf{A}(0, t)$ в гамильтониане (1) и, как следствие этого, в токе (4). Тогда в уравнении Шредингера (3) следует провести преобразование

$$\Psi = \varphi \exp \left(\sum_n \frac{i e \mathbf{r}_n \mathbf{A}(0, t)}{\hbar c} \right), \tag{8}$$

где новая волновая функция φ с учетом (2) удовлетворяет другому уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = (H_0 - \mathbf{dE}(0, t)) \varphi, \tag{9}$$

содержащему гамильтониан свободного атома

$$H_0 = \sum_n \frac{\mathbf{p}_n^2}{2m} + U_{in}$$

и энергию взаимодействия $-\mathbf{dE}(0, t)$ дипольного момента атома $\mathbf{d} = \sum_n e \mathbf{r}_n$ с электрическим полем $\mathbf{E}(0, t)$ в точке $\mathbf{r}_n = 0$ расположения ядра (центра инерции атома). После преобразования (8) формулы для тока (4) и магнитного момента (5) заметно упрощаются:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_n &= \frac{e}{2m} (\varphi^* \mathbf{p}_n \varphi + \varphi \mathbf{p}_n^* \varphi^*) + \frac{e\hbar}{m} \text{rot}_n \varphi^* \mathbf{s}_n \varphi, \\ \boldsymbol{\mu}_{at}(t) &= \frac{e\hbar}{2mc} \int \sum_n \varphi^* (\mathbf{L}_n + 2\mathbf{s}_n) \varphi d\mathbf{r}_n, \end{aligned} \tag{10}$$

где \mathbf{L}_n — оператор орбитального момента n -го электрона.

Предположим, что в атоме с нулевым спином ядра реализуется LS -связь с определенными значениями квантовых чисел J , L и S операторов углового момента $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ орбитального момента $\mathbf{L} = \sum_n \mathbf{L}_n$ и спина $\mathbf{S} = \sum_n \mathbf{s}_n$. Тогда состояние атома удобно описывать в представлении, где имеют определенные значения квадрат углового момента и его проекция на ось квантования. В этом представлении магнитный момент (10) запишется так [9]:

$$\boldsymbol{\mu}_{at}(t) = -\mu_B \int \varphi^*(q, t) g \mathbf{J} \varphi(q, t) dq, \tag{11}$$

где

$$\mu_B = \frac{|e|\hbar}{2mc}, \quad g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)},$$

μ_B — магнетон Бора, g — гиромангнитный множитель и q — совокупность переменных, необходимых для описания состояния атома, а dq включает суммирование по спиновым переменным.

Практический интерес представляет общий случай, когда в лабораторной системе координат x, y, z атом движется с постоянной скоростью \mathbf{v} в электрическом поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Поведение атома описывается при помощи матрицы плотности $\rho = \varphi^*(q', \mathbf{r}, t)\varphi(q, \mathbf{r}, t)$, где \mathbf{r} — радиус-вектор центра инерции атома, q — совокупность переменных при описании атомного состояния в системе координат центра инерции. Матрица плотности $\rho = \rho(q', q, \mathbf{r}, t)$ в силу (9) удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right)\rho = \frac{i}{\hbar} [(H'_0 - \mathbf{d}'\mathbf{E}(\mathbf{r}, t))\rho - (H_0 - \mathbf{d}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t))\rho], \quad (12)$$

где гамильтониан H_0 и дипольный момент \mathbf{d} выбраны в системе координат центра инерции атома. Магнитный момент (11) выражается через матрицу плотности следующим образом:

$$\mu_{at}(t') = \frac{e\hbar}{2mc} \int (\mathbf{J} + \mathbf{S})\rho(q', q, \mathbf{r}, t)|_{q'=q} dq. \quad (13)$$

При обращении времени (6) с одновременными заменами $\mathbf{v} \rightarrow -\mathbf{v}$ и $\rho \rightarrow \rho^*$ уравнение (12) не меняется, а магнитный момент (13) меняет знак без изменения модуля. Если в (12) перейти к матричному представлению, то не трудно учесть релаксацию и начальные условия при вычислении ρ и магнитного момента (13). Это позволяет рассмотреть как малый промежуток времени при наличии симметрии по отношению к обращению времени, так и большой интервал времени с учетом релаксации, которая нарушает условия обращения времени.

3. НАМАГНИЧИВАНИЕ АТОМА В ИЗОТРОПНОМ НАЧАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Пусть в лабораторной системе координат x, y, z центр инерции атома движется с постоянной скоростью \mathbf{v} в некотором объеме, в котором распространяется резонансный световой импульс

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{I}_{k\lambda} a(t') \exp(-i\omega t') + \text{c.c.}, \quad (14)$$

где

$$t' = t - t_0 - \mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)/\omega, \quad (15)$$

$\mathbf{I}_{k\lambda}$ — вектор эллиптической поляризации с индексами $\lambda = 1$ и $\lambda = -1$ соответственно для правого и левого вращения электрического вектора $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $a(t')$ — вещественная амплитуда, являющаяся медленной функцией по сравнению с экспонентой $\exp(-i\omega t')$. Передний фронт светового импульса (14) пересекает граничную точку \mathbf{r}_0 объема в момент времени t_0 и достигает точки \mathbf{r} расположения центра инерции атома в момент времени t . Частота ω близка частоте $\omega_{ba} = (E_b - E_a)\hbar^{-1}$ дипольного перехода, где E_a и E_b — энергии основного и возбужденного уровней свободного атома. Наряду с энергиями состояние атома характеризуется квантовыми числами J_a и J_b углового момента

\mathbf{J} и его проекциями M_a и M_b на ось квантования. Вектор $\mathbf{l}_{k\lambda}$ независимо от выбора системы координат имеет вид

$$\mathbf{l}_{k1} = \mathbf{l}_k^{(1)} \cos \psi + i \mathbf{l}_k^{(2)} \sin \psi \quad (16)$$

для правой поляризации с $\lambda = 1$ и

$$\mathbf{l}_{k,-1} = -\mathbf{l}_k^{(1)} \sin \psi + i \mathbf{l}_k^{(2)} \cos \psi \quad (17)$$

для левой поляризации с $\lambda = -1$. Здесь аргумент ψ принимает значения $0 \leq \psi \leq \leq \pi/2$. Отношение осей эллипса поляризации в (16) и (17) равно соответственно $\varepsilon_1 = = \sin \psi / \cos \psi$ и $\varepsilon_{-1} = \cos \psi / \sin \psi$, где $\varepsilon_1 \varepsilon_{-1} = 1$. Если $\psi = \pi/4$, то $\varepsilon_1 = \varepsilon_{-1} = 1$ и эллипс поляризации превращается в окружность, тогда формулы (16) и (17) описывают правокруговую и левокруговую поляризации. Если положить $\lambda = 1$ и $\psi = 0$ или $\lambda = -1$ и $\psi = \pi/2$, то формулы (14)–(17) описывают линейно поляризованный импульс. Единичные векторы в (16) и (17) удовлетворяют равенствам

$$\mathbf{k} \mathbf{l}_k^{(1)} = \mathbf{k} \mathbf{l}_k^{(2)} = \mathbf{l}_k^{(1)} \mathbf{l}_k^{(2)} = 0, \quad \mathbf{l}_{-k}^{(1)} = \mathbf{l}_k^{(1)}, \quad \mathbf{l}_{-k}^{(2)} = -\mathbf{l}_k^{(2)}, \quad (18)$$

$$[\mathbf{l}_k^{(1)} \mathbf{l}_k^{(2)}] = \mathbf{k}/k, \quad \mathbf{l}_{-k\lambda} = \mathbf{l}_{k\lambda}^*, \quad \mathbf{l}_{k\lambda} \mathbf{l}_{k\lambda'}^* = \delta_{\lambda\lambda'}. \quad (19)$$

Исследуя поведение векторов (16) и (17) с учетом (18) и (19) при замене $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ и инверсии $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$ и $z \rightarrow -z$, можно убедиться, что справедливо равенство

$$i[\mathbf{l}_{k\lambda} \mathbf{l}_{k\lambda}^*] = (\mathbf{k}/k) \lambda \beta \sin(2\psi), \quad (20)$$

где β — единичный псевдоскаляр, который равен $\beta = 1$ в правой и $\beta = -1$ в левой системах координат. Последний можно выбрать в виде $\beta = [\mathbf{l}_x \mathbf{l}_y] \mathbf{l}_z$, где \mathbf{l}_x , \mathbf{l}_y и \mathbf{l}_z — орты правой декартовой системы координат x, y, z . При этом наряду с формулой (20) находим

$$\mathbf{l}_{k\lambda}^2 = \lambda \cos(2\psi).$$

Полученные векторное и скалярное произведения векторов поляризации (16) и (17) полезны в ряде задач, где рассматривается инверсия, а также замены $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ и $\lambda \rightarrow -\lambda$, которые выполняются по отдельности или в различных сочетаниях друг с другом. В этих случаях кроме аргумента ψ можно использовать также отношение ε_λ осей эллипсов поляризации с $\lambda = 1$ и $\lambda = -1$ благодаря равенствам

$$\sin(2\psi) = \frac{2\varepsilon_\lambda}{1 + \varepsilon_\lambda^2}, \quad \cos(2\psi) = \frac{\lambda(1 - \varepsilon_\lambda^2)}{1 + \varepsilon_\lambda^2},$$

где при переходе от правой (левой) к левой (правой) поляризации с учетом того, что $\varepsilon_1 \varepsilon_{-1} = 1$, величины $\sin(2\psi)$ и $\cos(2\psi)$ не меняются.

Длительность τ импульса (14) мала по сравнению с радиационным временем жизни γ^{-1} атома в возбужденном состоянии:

$$\gamma\tau \ll 1, \quad (21)$$

где

$$\gamma = 4|d_{ba}|^2 \omega_{ba}^3 / 3\hbar c^3 (2J_b + 1),$$

γ — вероятность спонтанного излучения кванта $\hbar\omega_{ba}$ изолированным атомом, d_{ba} — приведенный дипольный момент [9]. Неравенство (21) позволяет пренебречь релаксацией и использовать уравнение (12) при исследовании взаимодействия атома с импульсом (14) в интервале $0 \leq t' \leq \tau$, где в силу (15) матрица плотности ρ является функцией t' . Учтем также, что передний фронт импульса (14) проходит центр инерции атома в момент времени $t = t_0 + \mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)/\omega$ или $t' = 0$, а до взаимодействия с импульсом (14) атом находился в равновесном изотропном состоянии. Поэтому в JM -представлении начальное значение матрицы плотности $\rho = \rho(t')$ при $t' = 0$ запишется так:

$$\rho_{M_b M'_b}(0) = \rho_{M_b M_a}(0) = 0, \quad \rho_{M_a M'_a}(0) = (2J_a + 1)^{-1} \delta_{M_a M'_a}. \quad (22)$$

Если амплитуда $a(t')$ является четной функцией, $a(-t') = a(t')$, то задание ее в области $0 \leq t' \leq \infty$ в виде $a(t')$ при $0 \leq t' \leq \tau$ и $a(t') = 0$ при $\tau < t' \leq \infty$ равносильно заданию этой амплитуды на всей оси времени $-\infty \leq t' \leq \infty$. Если заданная амплитуда $a(t')$ в интервале $0 \leq t' \leq \tau$ зависит от t' произвольно и $a(t') = 0$ при $\tau < t' \leq \infty$, то формально определим амплитуду $a(t')$ на отрицательной полуоси времени $-\infty \leq t' \leq 0$ так: $a(t') = a(-t')$ при $-\tau \leq t' \leq 0$ и $a(t') = 0$ при $-\infty \leq t' < -\tau$. Тогда поле (14) в указанных случаях также определено в области $-\infty \leq t' \leq \infty$, причем поле (14) и уравнение (12) не меняются при одновременных заменах

$$t \rightarrow -t, \quad t_0 \rightarrow -t_0, \quad \mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}, \quad \mathbf{v} \rightarrow -\mathbf{v}, \quad \rho \rightarrow \rho^*, \quad (23)$$

которые сопровождаются заменой $t' \rightarrow -t'$. Если амплитуда $a(t')$ является нечетной функцией, $a(-t') = -a(t')$, то задание ее в области $0 \leq t' \leq \infty$ равносильно заданию этой амплитуды на всей оси времени $-\infty \leq t' \leq \infty$. Однако она должна входить в формулу (14) в виде $a(t') \exp(i\pi/2)$ или $a(t') \exp(-i\pi/2)$, чтобы замены (23) не меняли электрическое поле (14). Поэтому во всех последующих формулах в случае нечетной функции $a(t')$ следует сделать замену $a(t') \rightarrow a(t') \exp(i\pi/2)$ или $a(t') \rightarrow a(t') \exp(-i\pi/2)$.

Для атома в электрическом поле (14) с указанной амплитудой $a(t')$ имеет место симметрия по отношению к обращению времени (23), и магнитный момент (13) в отсутствие релаксации удовлетворяет равенству

$$\mu_{at}(-t') = -\mu_{at}(t'). \quad (24)$$

Это свойство магнитного момента получено без использования начальных условий (22). Однако в данной задаче момент времени $t = t_0 + \mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)/\omega$ или $t' = 0$ представляет собой начальный момент времени взаимодействия атома с полем (14) в интервале $0 \leq t' \leq \tau$. Поэтому здесь при наличии симметрии по отношению к обращению времени (23) начало отсчета $t' = 0$ на оси времени в области $-\infty \leq t' \leq \infty$ является физически выделенным моментом времени. Если вычислить магнитный момент атома при помощи соотношений (12)–(22), то кроме свойства (24) можно найти другие закономерности для $\mu_{at}(t')$, обусловленные симметрией по отношению к обращению времени (23) и начальными условиями (22).

Из симметрии атома в электрическом поле (14) с учетом (22) вытекает, что индуцированный светом магнитный момент (13) пропорционален единственному в данном

случае аксиальному вектору (20). Чтобы найти другие закономерности, воспользуемся уравнением (12) в интервале $0 \leq t' \leq \tau$ в JM -представлении:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + i\omega_{ba}\right) \rho_{M_b M_a} = \frac{i}{\hbar} \left(\mathbf{E} \mathbf{d}_{M_b M'_a} \rho_{M'_a M_a} - \rho_{M_b M'_b} \mathbf{E} \mathbf{d}_{M'_b M_a}\right), \quad (25)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right) \rho_{M_b M'_b} = \frac{i}{\hbar} \left(\mathbf{E} \mathbf{d}_{M_b M_a} \rho_{M_a M'_b} - \rho_{M_b M_a} \mathbf{E} \mathbf{d}_{M_a M'_b}\right), \quad (26)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right) \rho_{M_a M'_a} = \frac{i}{\hbar} \left(\mathbf{E} \mathbf{d}_{M_a M_b} \rho_{M_b M'_a} - \rho_{M_a M_b} \mathbf{E} \mathbf{d}_{M_b M'_a}\right), \quad (27)$$

а также формулой (13) в JM -представлении:

$$\boldsymbol{\mu}_{at}(t') = -\mu_B \left[g_a \mathbf{J}_{M'_a M_a} \rho_{M_a M'_a}(t') + g_b \mathbf{J}_{M'_b M_b} \rho_{M_b M'_b}(t') \right], \quad (28)$$

где g_a и g_b — гироманнитные множители для основного и возбужденного состояний атома. По повторяющимся матричным индексам предполагается суммирование.

Решая уравнения (25)–(27) по теории возмущений во втором порядке по полю (14) с учетом (22), получаем, что матрицы плотности для основного и возбужденного уровней имеют одинаковые зависимости от времени t' и расстройки резонанса $\omega - \omega_{ba} - \mathbf{k}\mathbf{v}$ при наличии доплеровского сдвига $\mathbf{k}\mathbf{v}$ частоты импульса (14), а именно:

$$\rho_{M_a M'_a}(t') = R_{M_a M'_a} I(t') + \text{H.c.}, \quad \rho_{M_b M'_b}(t') = R_{M_b M'_b} I(t') + \text{H.c.}, \quad (29)$$

где

$$I(t') = \int_0^{t'} d\tau_2 \int_0^{\tau_2} d\tau_1 a^*(\tau_2) a(\tau_1) \exp[i\Delta(\tau_2 - \tau_1)], \quad (30)$$

$$\Delta = \omega - \omega_{ba} - \mathbf{k}\mathbf{v},$$

$R_{M_a M'_a}$ и $R_{M_b M'_b}$ — некоторые матрицы, определяемые только при детальном вычислении. Если подставить величины (29) в формулу (28), то магнитный момент $\boldsymbol{\mu}_{at}(t')$ разбивается на сумму слагаемых, пропорциональных $I(t')$ и $I^*(t')$. Эти слагаемые должны содержать $I(t')$ и $I^*(t')$ в такой комбинации, чтобы после замен (23) выполнялось равенство (24). Отсюда вытекает, что благодаря (20) искомый вектор $\boldsymbol{\mu}_{at}(t')$ пропорционален сумме $I(t') + I^*(t')$. Следовательно, магнитный момент (28) с учетом (20) и (29) можно представить в виде

$$\boldsymbol{\mu}_{at}(t') = -(\mathbf{k}/k) \lambda \beta \sin(2\psi) M_0 \tilde{X}_0(t', \Delta), \quad (31)$$

$$\tilde{X}_0(t', \Delta) = (\tau a_0)^{-2} [I(t') + I^*(t')], \quad (32)$$

a_0 — максимальное значение величины $|a(t')|$ в заданном интервале $0 \leq t' \leq \tau$, M_0 — некоторая постоянная с размерностью магнитного момента, зависящая от характеристик резонансного перехода, $\tilde{X}_0(t', \Delta)$ — универсальная функция t' и Δ , не зависящая от характеристик резонансного перехода.

Векторные свойства магнитного момента $\mu_{at}(t')$ в (31) обусловлены симметрией атома в поле (14) при наличии начальных условий (22), что приводит к выражению для аксиального вектора (20). Между тем четная зависимость $\mu_{at}(t')$ от расстройки резонанса Δ обусловлена симметрией по отношению к обращению времени (23) при наличии аксиального вектора (20). Постоянная M_0 определяется путем детального вычисления матриц плотности (29) при решении уравнений (25)–(27) с учетом (22) и последующего суммирования в (28) по проекциям угловых моментов атома на основном и возбужденном уровнях. Найденные закономерности для $\mu_{at}(t')$ с более сложной зависимостью от t' и Δ выполняются также вне рамок теории возмущений для ультракороткого прямоугольного импульса с круговой поляризацией, как это следует из [10] при строгом решении задачи в отсутствие релаксации.

4. НАМАГНИЧИВАНИЕ АТОМА В АНИЗОТРОПНОМ НАЧАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Исследуем намагничивание атома резонансным линейно поляризованным импульсом

$$E(\mathbf{r}, t) = \mathbf{l}_k a(t') \exp(-i\omega t') + \text{с.с.}, \quad (33)$$

где \mathbf{l}_k — единичный вектор поляризации, не зависящий от замены $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$, как это следует из (16)–(19). Другие физические величины в (33) те же, что и в (14). При этом для импульса (33) остаются в силе уравнения (25)–(27) и формула (28), а также рассуждения по поводу амплитуды $a(t')$. Согласно (31), линейно поляризованный импульс не намагничивает атом в изотропном начальном состоянии (22). Поэтому предположим, что до взаимодействия с импульсом (33) атом был оптически поляризован сильным резонансным линейно поляризованным импульсом с волновым вектором \mathbf{k}_0 , коллинеарным \mathbf{k} , и единичным вектором поляризации \mathbf{l}_0 , не зависящим от замены $\mathbf{k}_0 \rightarrow -\mathbf{k}_0$. Тогда начальные условия для уравнений (25)–(27) в JM -представлении принимают вид

$$\rho_{M_b M_a}(0) = \rho_{M_b M'_b}(0) = 0, \quad \rho_{M_a M'_a}(0) = \rho_{M_a M'_a}^{al}, \quad (34)$$

где матрица плотности $\rho_{M_a M'_a}^{al}$ описывает начальную оптическую поляризацию атома при $l \leq J_a$, которая называется выстраиванием (см., например, [11]). Здесь выстраивание атома характеризуется двумя ортогональными осями симметрии, из которых первая направлена вдоль \mathbf{l}_0 , а вторая коллинеарна \mathbf{k}_0 . В этом случае при взаимодействии атома с импульсом (33) существует единственный отвечающий данной симметрии аксиальный вектор, определяющий направление магнитного момента (28) и имеющий вид

$$[\mathbf{l}_0 \mathbf{l}_k] = (\mathbf{k}/k) \sin \varphi_k, \quad (35)$$

где положительное направление отсчета угла φ_k от орта \mathbf{l}_0 к орту \mathbf{l}_k по часовой стрелке, если смотреть вдоль \mathbf{k} . Поэтому при замене $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ имеем $\varphi_{-\mathbf{k}} = -\varphi_{\mathbf{k}}$, что характеризует угол φ_k как псевдоскаляр. Кроме того, из двух ортогональных осей симметрии только одна имеет заданное направление \mathbf{l}_0 , а направление второй оси не задано (равноправно). Направление третьей оси, ортогональной указанным двум, также не задано и равноправно. Отсюда следует, что для предварительно выстроенного атома магнитный момент (28) не должен меняться при выборе \mathbf{l}_k параллельно или антипараллельно третьей оси. Этим двум направлениям \mathbf{l}_k отвечают углы поворота $\varphi_k = \pi/2$ и

$\varphi_{\mathbf{k}} = -\pi/2$. Инвариантность магнитного момента (28) относительно таких поворотов в условиях данной симметрии достигается после умножения аксиального вектора (35) на $\cos \varphi_{\mathbf{k}}$. Таким образом, искомый магнитный момент (28) в рассматриваемом случае пропорционален аксиальному вектору

$$(\mathbf{k}/k) \sin(2\varphi_{\mathbf{k}}). \tag{36}$$

Для начальных условий (34) зависимость матриц плотности (29) от t' и Δ остается в силе при других значениях $R_{M_a M'_a}$ и $R_{M_b M'_b}$ по сравнению с изотропным случаем (22). Учтем также, что для предварительно выстроенного атома в поле линейно поляризованного импульса (33) имеет место симметрия по отношению к обращению времени (23), которая приводит к равенству (24). Это равенство возможно только в том случае, если после подстановки матриц плотности (29) в формулу (28) величины $I(t')$ и $I^*(t')$ входят в $\mu_{at}(t')$ в виде вещественной комбинации $i[I^*(t') - I(t')]$. В итоге магнитный момент (28) для предварительно выстроенного атома имеет вид

$$\mu_{at}(t') = -(\mathbf{k}/k) \sin(2\varphi_{\mathbf{k}}) M_2 \tilde{X}_2(t', \Delta), \tag{37}$$

где

$$\tilde{X}_2(t', \Delta) = i(\tau a_0)^{-2} [I^*(t') - I(t')]. \tag{38}$$

Здесь постоянная M_2 с размерностью магнитного момента вычисляется путем суммирования в (28) по проекциям угловых моментов. Индекс 2 у постоянной M_2 и универсальной функции $\tilde{X}_2(t', \Delta)$ выбран так, чтобы он совпадал с рангом поляризационного мультипольного момента, характеризующего выстраивание атома в (34). Векторные свойства магнитного момента в (37) найдены как следствие симметрии, существующей при взаимодействии предварительно выстроенного атома с линейно поляризованным импульсом (33). Между тем нечетная зависимость от Δ в формуле (37) обусловлена симметрией по отношению к обращению времени (23) при наличии начальных условий (34), приводящих к аксиальному вектору (36).

5. УЧЕТ РЕЛАКСАЦИИ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ АТОМА

Для ультракоротких импульсов (14) и (33), удовлетворяющих неравенству (21), релаксация в интервале $0 \leq t' \leq \tau$ отсутствует, и индуцированные магнитные моменты (31) и (37) описываются формулой

$$\mu_{at}^{(q)}(t') = -L_q M_q \tilde{X}_q(t', \Delta), \quad q = 0, 2, \tag{39}$$

где

$$L_0 = (\mathbf{k}/k) \lambda \beta \sin(2\psi), \quad L_2 = (\mathbf{k}/k) \sin(2\varphi_{\mathbf{k}}). \tag{40}$$

Напротив, в области $\tau < t' \leq \infty$ после прохождения импульсов (14) и (33) релаксацию необходимо учитывать. Уравнение (12) в JM -представлении для матриц плотности для возбужденного и основного уровней с учетом релаксации в области $\tau < t' \leq \infty$ записывается так:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla + \gamma \right) \rho_{M_b M'_b}(t') = 0, \tag{41}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right) \rho_{M_a M'_a}(t') = \frac{\gamma(2J_b + 1)}{|d_{ba}|^2} \mathbf{d}_{M_a M_b} \rho_{M_b M'_b}(t') \mathbf{d}_{M'_b M'_a}, \quad (42)$$

где матрицы плотности рассматриваются как функции времени t' с учетом запаздывания волн (15), так как начальные условия к уравнениям (41) и (42) формулируются в шкале времени t' и определяются матрицами плотности (29) при $t' = \tau$ в виде

$$\rho_{M_b M'_b}(\tau) = R_{M_b M'_b} I(\tau) + \text{H.c.}, \quad \rho_{M_a M'_a}(\tau) = R_{M_a M'_a} I(\tau) + \text{H.c.} \quad (43)$$

Решение уравнений (41) и (42) с учетом (43) справедливо в области $\tau \leq t' \leq \infty$ и имеет вид

$$\rho_{M_b M'_b}(t') = \rho_{M_b M'_b}(\tau) \exp[-\gamma(t' - \tau)], \quad (44)$$

$$\rho_{M_a M'_a}(t') = \rho_{M_a M'_a}(\tau) + \frac{2J_b + 1}{|d_{ba}|^2} \mathbf{d}_{M_a M_b} \rho_{M_b M'_b}(\tau) \mathbf{d}_{M_b M'_a} \{1 - \exp[-\gamma(t' - \tau)]\}, \quad (45)$$

где опущены малые слагаемые порядка v/c .

После прохождения импульсов (14) и (33) возбужденное состояние атома затухает из-за релаксации в (44). Поэтому с течением времени магнитный момент (28) на возбужденном уровне убывает до нуля, а на основном уровне в силу (45) стремится к постоянному значению. При этом релаксация в области $\tau < t' \leq \infty$ не влияет на симметрию атома в полях (14) и (33) в предшествующем промежутке времени $0 \leq t' \leq \tau$, которая определила направления индуцированных магнитных моментов при помощи векторов (40). Кроме того, согласно (44) и (45), зависимость магнитного момента (28) от Δ в области $\tau \leq t' \leq \infty$ определяется начальными условиями (43) и имеет такой же характер, как и в предшествующем промежутке $0 \leq t' \leq \tau$. Отсюда следует, что после подстановки матриц плотности (44) и (45) в формулу (28) индуцированный магнитный момент в области $\tau \leq t' \leq \infty$ имеет вид

$$\mu_{at}^{(q)}(t') = -L_q \tilde{X}_q(\tau, \Delta) \{M_q^a + M_q^{ab} + (M_q^b - M_q^{ab}) \exp[-\gamma(t' - \tau)]\}, \quad q = 0, 2, \quad (46)$$

где M_q^a , M_q^{ab} и M_q^b — некоторые постоянные с размерностью магнитного момента, определяемые только путем детального вычисления. Требование непрерывности индуцированного магнитного момента $\mu_{at}^{(q)}(t')$ как функции t' приводит к равенству $M_q^a + M_q^b = M_q$.

Из непрерывности функции $\mu_{at}^{(q)}(t')$ при $t' = \tau$, найденной в интервалах $0 \leq t' \leq \tau$ и $\tau \leq t' \leq \infty$ в виде формул (39) и (46), видно, что векторные свойства магнитного момента (28) во всей области $0 \leq t' \leq \infty$ определяются симметрией при взаимодействии атома с полями (14) и (33) с учетом начальных условий при $t' = 0$. Однако характерная зависимость от Δ в (39) и (46) обусловлена симметрией по отношению к обращению времени (23), которая существовала в интервале $0 \leq t' \leq \tau$ в отсутствие релаксации. При этом для (46) в интервале $\tau < t' \leq \infty$ равенство (24) теряет силу.

6. ЭФФЕКТ ОБРАЩЕНИЯ ВРЕМЕНИ ДЛЯ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ГАЗА

Применим полученные результаты (39) и (46) к газу одинаковых атомов в рассматриваемом объеме. Тогда найдем, что светоиндуцированная намагниченность $\mu_q(t')$

этого газа, обусловленная эллиптически поляризованным (14) и линейно поляризованным (33) импульсами, определяется формулами

$$\mu_q(t') = -L_q N M_q X_q(t', \omega - \omega_{ba}), \quad 0 \leq t' \leq \tau, \quad (47)$$

$$\begin{aligned} \mu_q(t') = & -L_q N X_q(\tau, \omega - \omega_{ba}) \times \\ & \times \{M_q^a + M_q^{ab} + (M_q^b - M_q^{ab}) \exp[-\gamma(t' - \tau)]\}, \quad \tau \leq t' \leq \infty, \end{aligned} \quad (48)$$

где

$$\begin{aligned} X_q(t', \omega - \omega_{ba}) = & \int f(v) \tilde{X}_q(t', \Delta) dv, \quad q = 0, 2, \\ f(v) = & \frac{1}{(\pi^{1/2} u)^3} \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right), \quad u = \left(\frac{2k_B T}{m_{at}}\right)^{1/2}, \end{aligned}$$

N — плотность атомов, $f(v)$ — распределение Максвелла, u — наиболее вероятная скорость, k_B — постоянная Больцмана, T — температура газа, m_{at} — масса атома. Универсальные функции $X_q(t', \omega - \omega_{ba})$ с $q = 0, 2$ после интегрирования по скорости v принимают вид

$$\begin{aligned} X_0(t', \omega - \omega_{ba}) = & 2(\tau a_0)^{-2} \int_0^{t'} d\tau_2 \int_0^{\tau_2} d\tau_1 a^*(\tau_2) a(\tau_1) \times \\ & \times \exp\left[-\left(\frac{\tau_2 - \tau_1}{2\tau_D}\right)^2\right] \cos[(\omega - \omega_{ba})(\tau_2 - \tau_1)], \end{aligned} \quad (49)$$

$$\begin{aligned} X_2(t', \omega - \omega_{ba}) = & 2(\tau a_0)^{-2} \int_0^{t'} d\tau_2 \int_0^{\tau_2} d\tau_1 a^*(\tau_2) a(\tau_1) \times \\ & \times \exp\left[-\left(\frac{\tau_2 - \tau_1}{2\tau_D}\right)^2\right] \sin[(\omega - \omega_{ba})(\tau_2 - \tau_1)], \end{aligned} \quad (50)$$

где $\tau_D = 1/ku$ — время доплеровской релаксации. Из-за усреднения по скорости v универсальные функции (49) и (50) имеют более сложные зависимости от t' и $\omega - \omega_{ba}$ по сравнению с (32) и (38), однако четная и нечетная зависимости от расстройки резонанса сохраняются. Кроме того, величины (49) и (50) зависят также от температуры газа T и массы атома m_{at} . В случае ультракороткого эллиптически поляризованного импульса (14) полученные выводы о светоиндуцированной намагниченности газа (47)–(49) согласуются с результатами работы [10], если там положить $N_a = N$, $\gamma_b = \gamma$ и $N_b = \gamma_a = 0$, а также воспользоваться равенством

$$(\tau a_0)^2 X_0(t', \omega - \omega_{ba}) = \int f(v) \left| \int_0^{t'} a(\xi) \exp(-i\Delta\xi) d\xi \right|^2 dv.$$

В экспериментах [1, 2] для исследования светоиндуцированной намагниченности газа резонансные световые импульсы пропускались через кювету с изучаемым газом,

расположенную внутри приемной катушки. Переменная светоиндуцированная намагниченность возбуждала электрический ток в обмотке приемной катушки и создавала на ее концах разность потенциалов

$$U(t') = -Cn \frac{d\mu_q(t')}{dt'}, \quad q = 0, 2, \quad (51)$$

где постоянная C зависит от схемы эксперимента, а единичный вектор \mathbf{n} коллинеарен \mathbf{k} и определяет фиксированное направление, для которого измеряется поток магнитной индукции. Поэтому величина $U(t')$ представляет собой электродвижущую силу приемной катушки, которая позволяет в эксперименте исследовать векторные свойства светоиндуцированной намагниченности и ее зависимость от t' , $\omega - \omega_{ba}$, γ , T и m_{at} .

Для сравнения с экспериментом в интервале $0 \leq t' \leq \tau$ следует использовать формулу (47), тогда электродвижущую силу (51) можно измерять в относительных единицах:

$$\frac{U(t')}{CNM_q} = \mathbf{nL}_q \frac{dX_q(t', \omega - \omega_{ba})}{dt'}, \quad q = 0, 2. \quad (52)$$

В другом интервале $\tau < t' \leq \infty$ благодаря (48) имеем

$$U(t') [C\tau^{-1}N(M_q^{ab} - M_q^b)]^{-1} = \mathbf{nL}_q \gamma \tau X_q(\tau, \omega - \omega_{ba}) \exp[-\gamma(t' - \tau)], \quad q = 0, 2, \quad (53)$$

что позволяет экспериментально определять ширину возбужденного уровня $\hbar\gamma$, а также зависимость от τ , $\omega - \omega_{ba}$, T и m_{at} .

Переменная светоиндуцированная намагниченность при $t' = 0$ равна нулю, а при больших временах, $\gamma^{-1} \ll t'$, принимает асимптотическое значение $\mu_q(\infty)$. Поэтому после интегрирования обеих частей равенства (51) находим

$$\int_0^{\infty} U(t') dt' = -Cn\mu_q(\infty), \quad q = 0, 2.$$

Отсюда вытекает, что полученная в эксперименте кривая электродвижущей силы $U(t')$ как функции t' для отдельного резонансного светового импульса (14) или (33) позволяет путем численного интегрирования определять универсальные функции $X_q(\tau, \omega - \omega_{ba})$ с $q = 0, 2$ благодаря равенству

$$\mathbf{nL}_q X_q(\tau, \omega - \omega_{ba}) = [CN(M_q^a + M_q^{ab})]^{-1} \int_0^{\infty} U(t) dt. \quad (54)$$

В экспериментах с газом [1, 2] и твердым телом [4–6] электродвижущая сила (51) измерялась в относительных единицах. Формулы (52)–(54) также содержат $U(t')$ в относительных единицах. Если использовать экспериментальные методы [1, 2, 4–6], то невычисленные постоянные M_q , M_q^a , M_q^b и M_q^{ab} в (47) и (48) не влияют на экспериментальное исследование векторных свойств светоиндуцированной намагниченности $\mu_q(t')$ с $q = 0, 2$ и на ее зависимость от времени и величин $\omega - \omega_{ba}$, γ , T и m_{at} .

В качестве примера рассмотрим световые импульсы (14) и (33) с прямоугольной амплитудой

$$a(t') = \begin{cases} a_0 & \text{при } 0 \leq t' \leq \tau, \\ 0 & \text{при } \tau < t' \leq \infty, \end{cases} \quad (55)$$

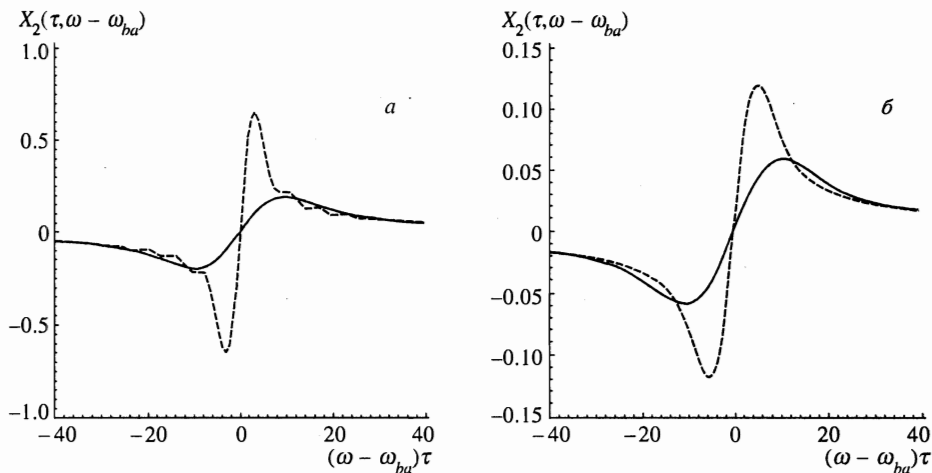


Рис. 1. Универсальная функция (57) при фиксированном времени $t' = \tau$ и произвольных значениях расстройки резонанса $\omega - \omega_{ba}$. Сплошная кривая соответствует учету влияния эффекта Доплера при $\tau = 10\tau_D$. Штриховая кривая отвечает случаю $10\tau = \tau_D$, когда эффектом Доплера можно пренебречь. *a* — $\varepsilon = 0$ для прямоугольной амплитуды (55); *b* — $\varepsilon = 16$ для гауссовой амплитуды с $\tau = 8\tau_p$ (56)

а также с гауссовой амплитудой

$$a(t') = a_0 \exp \left[-(t' - \tau/2)^2 / (2\tau_p)^2 \right], \quad 0 \leq t' \leq \tau, \tag{56}$$

где $a(t') = 0$ при $\tau < t' \leq \infty$ и $4\tau_p < \tau$. Характерное время τ_p входит в спектральную ширину $\Delta_\omega = (2 \ln 2)^{1/2} / \tau_p$ гауссова импульса, если неравенство $4\tau_p < \tau$ достаточно сильное (например, $8\tau_p \leq \tau$).

В случае неоднородно уширенного перехода $\gamma\tau_D \ll 1$ универсальная функция (49) в момент времени $t' = \tau$ для прямоугольного импульса (55) при $\tau = 8\tau_D$ запишется как

$$X_0(\tau, \omega - \omega_{ba}) = (\sqrt{\pi}/4) \exp \left[-(\omega - \omega_{ba})^2 \tau_D^2 \right],$$

а для гауссова импульса (56) при $\tau = 8\tau_p$ имеет вид

$$X_0(\tau, \omega - \omega_{ba}) = \frac{\pi}{16} \left[1 + 2 \left(\frac{\tau_p}{\tau_D} \right)^2 \right]^{-1/2} \exp \left[-\frac{2\tau_p^2(\omega - \omega_{ba})^2}{1 + 2(\tau_p/\tau_D)^2} \right].$$

Универсальная функция (50) дается формулой

$$X_2(t', \omega - \omega_{ba}) = 2 \int_0^{t'/\tau} d\xi \int_0^\xi d\eta \sin[\delta(\xi - \eta)] \times \\ \times \exp \left\{ -\varepsilon \left[\left(\xi - \frac{1}{2} \right)^2 + \left(\eta - \frac{1}{2} \right)^2 \right] - \left(\frac{\tau}{2\tau_D} \right)^2 (\xi - \eta)^2 \right\}, \tag{57}$$

где

$$\delta = (\omega - \omega_{ba})\tau,$$

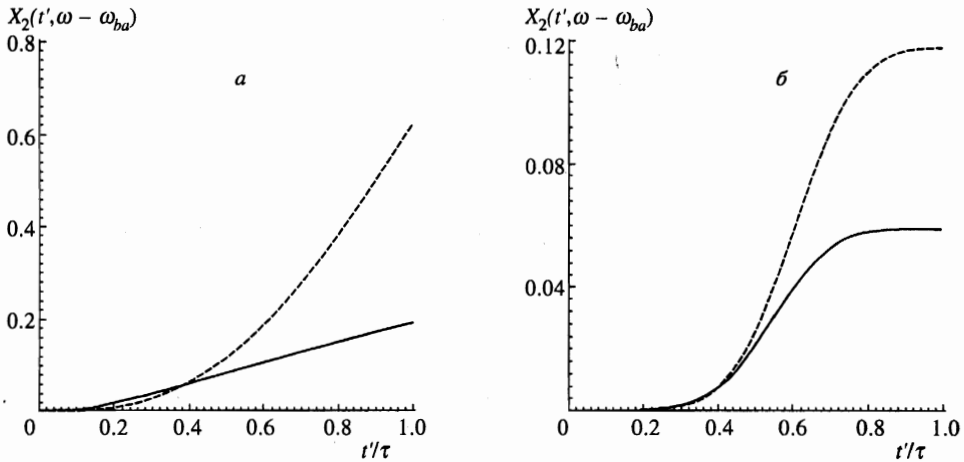


Рис. 2. Универсальная функция $X_2(t', \omega - \omega_{ba})$ (57) в зависимости от времени t' при фиксированных расстройках резонанса $\omega - \omega_{ba}$, которые отвечают максимуму величины $X_2(\tau, \omega - \omega_{ba})$ как нечетной функции $\omega - \omega_{ba}$, изображенной на рис. 1. Физический смысл сплошной и штриховой кривых тот же, что на рис. 1. *a* — $\varepsilon = 0$ для прямоугольной амплитуды (55); *b* — $\varepsilon = 16$ для гауссовой амплитуды с $\tau = 8\tau_p$ (56)

$\varepsilon = 0$ для прямоугольной амплитуды (55) и $\varepsilon = (\tau/2\tau_p)^2$ для гауссовой амплитуды (56). На рис. 1 показано поведение универсальной функции (57) при фиксированном моменте времени $t' = \tau$ и произвольных значениях $\omega - \omega_{ba}$. Рассмотрены случаи прямоугольного импульса (55) с $\varepsilon = 0$ и гауссова импульса (56) с $\tau = 8\tau_p$ и $\varepsilon = 16$. Сильное неравенство $\gamma_{TD} \ll 1$ для неоднородно уширенного перехода позволило изучить два предельных случая, когда влияние эффекта Доплера значительно при $\tau = 10\tau_D$ и когда это влияние пренебрежимо мало при $10\tau = \tau_D$. Максимум нечетной функции $X_2(\tau, \omega - \omega_{ba})$ для прямоугольного импульса (55) с $\varepsilon = 0$ в отсутствие эффекта Доплера ($10\tau = \tau_D$) достигается при $\omega - \omega_{ba} = 3.2/\tau$, в то время как при сильном влиянии эффекта Доплера ($\tau = 10\tau_D$) имеем $\omega - \omega_{ba} = 9.9/\tau$. Аналогичные рассуждения для гауссова импульса (56) с $\tau = 8\tau_p$ и $\varepsilon = 16$ приводят к расстройкам резонанса соответственно $\omega - \omega_{ba} = 5.3/\tau$ и $\omega - \omega_{ba} = 10.7/\tau$. Видно, что эффект Доплера уменьшает и уширяет основной куполообразный максимум представленных кривых для обеих амплитуд (55) и (56). Кроме того, поведение кривых показывает, как меняется величина $X_2(\tau, \omega - \omega_{ba})$ в зависимости от формы амплитуды.

На рис. 2 дана зависимость универсальной функции (57) от времени t' при фиксированных расстройках резонанса $\omega - \omega_{ba}$, отвечающих максимуму величины $X_2(\tau, \omega - \omega_{ba})$ как нечетной функции $\omega - \omega_{ba}$, в случаях прямоугольной амплитуды (55) с $\varepsilon = 0$ и гауссовой амплитуды (56) с $\tau = 8\tau_p$ и $\varepsilon = 16$. Эти фиксированные значения $\omega - \omega_{ba}$ взяты из рис. 1. Для обеих амплитуд (55) и (56) эффект Доплера существенно замедляет возрастание функции $X_2(t', \omega - \omega_{ba})$ с течением времени. Кроме того, вид кривых сильно зависит от формы амплитуды.

Чтобы экспериментально изучать зависимость светоиндуцированной намагниченности $\mu_q(t')$ с $q = 0, 2$ от расстройки резонанса $\omega - \omega_{ba}$ при одних и тех же начальных условиях (22) или (34), необходимо через исследуемый газ последовательно пропускать серию световых импульсов (14) или (33) с неизменными поляризацией и амплитудой, но

с разными частотами ω , лежащими в окрестности частоты перехода ω_{ba} . При этом световые импульсы должны удовлетворять требованию теории возмущений, чтобы предыдущий импульс в принятом приближении не изменял начальные условия (22) или (34) для последующего импульса. Тогда величина $\mu_q(t')$ с $q = 0, 2$ для каждого последовательно проходящего светового импульса будет описываться одной и той же формулой (47) при $0 \leq t' \leq \tau$ и (48) при $\tau \leq t' \leq \infty$, где начальный момент времени $t' = 0$ связан с приходом этого импульса в точку \mathbf{r} внутри объема газа. Кроме того, световые импульсы должны быть разделены промежутком времени большим чем γ^{-1} , чтобы предыдущий импульс не искажал $\mu_q(t')$ с $q = 0, 2$ для последующего импульса. В данной схеме сканирования частоты ω предыдущий импульс создает остаточную постоянную светоиндуцированную намагниченность, как это следует из (48). Однако последняя не дает вклада в электродвижущую силу (51) как функцию времени t' для последующего импульса и поэтому не отражается на экспериментальном исследовании светоиндуцированной намагниченности, обусловленной отдельным последовательно проходящим импульсом (см. (51)–(54)).

7. ОБСУЖДЕНИЕ

Из изложенного вытекает следующая общая закономерность. Если индуцированный резонансным световым импульсом магнитный момент покоящегося атома $\mu_{at}(t')$ пропорционален аксиальному вектору (20), то он является четной функцией расстройки резонанса $\omega - \omega_{ba}$ с максимумом при $\omega = \omega_{ba}$. Если магнитный момент $\mu_{at}(t')$ пропорционален аксиальному вектору, инвариантному относительно замены волнового вектора $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$, то $\mu_{at}(t')$ является нечетной функцией $\omega - \omega_{ba}$ с максимумом при $0 < |\omega - \omega_{ba}|$. Найденная закономерность носит фундаментальный характер, поскольку получена как следствие симметрии атома в поле резонансного светового импульса (14) или (33), а также симметрии по отношению к обращению времени (23) с учетом начальных условий при $t' = 0$ в виде (22) или (34). Эта закономерность представляет собой эффект обращения времени при намагничивании атома резонансным световым импульсом [12]. В ряде случаев найденный эффект позволяет определить векторные свойства индуцированного магнитного момента $\mu_{at}(t')$ и его зависимость от t' и $\omega - \omega_{ba}$ с точностью до общего множителя с размерностью магнитного момента без детальных вычислений по теории возмущений в отсутствие релаксации для интервала $0 \leq t' \leq \tau$, где длительность τ светового импульса удовлетворяет неравенству (21). В последующем интервале $\tau < t' \leq \infty$ при наличии релаксации, обусловленной спонтанным распадом возбужденного состояния атома после прохождения светового импульса, векторные свойства индуцированного магнитного момента $\mu_{at}(t')$ и его характерная зависимость от $\omega - \omega_{ba}$ сохраняются и являются следствием его поведения в предшествующем интервале $0 \leq t' \leq \tau$ в отсутствие релаксации. При этом $\mu_{at}(t')$ в интервале $\tau \leq t' \leq \infty$ содержит два невычисленных общих множителя с размерностью магнитного момента.

Если применить найденные результаты к газу одинаковых атомов в некотором объеме, то приходим к выводу, что при обращении времени (23) светоиндуцированная намагниченность данного газа, обусловленная эллиптически поляризованным (14) или линейно поляризованным (33) импульсами, обладает теми же свойствами, что и магнитные моменты отдельных атомов, но с более сложной функциональной зависимостью от $\omega - \omega_{ba}$ как для четной, так и нечетной функций. Это означает, что эффект

обращения времени при намагничивании атомов резонансным световым импульсом проявляется также в светоиндуцированной намагниченности газа. Примечательно, что невычисленные общие множители с размерностью плотности магнитного момента не влияют на экспериментальное исследование векторных свойств светоиндуцированной намагниченности и ее зависимости от $\omega - \omega_{ba}$, τ , γ , T и m_{at} , если электродвижущая сила приемной катушки (51) измеряется в относительных единицах.

Чтобы подчеркнуть фундаментальность найденного эффекта обращения времени при намагничивании атомов, рассмотрим атомарный газ в поле ультракороткого резонансного светового импульса (14), распространяющегося коллинеарно постоянному магнитному полю \mathbf{H} . Для атома в полях (14) и \mathbf{H} в отсутствие релаксации имеет место симметрия по отношению к обращению времени (23) с одновременной заменой $\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{H}$ [7]. Из результатов [13] следует, что в этом случае светоиндуцированная намагниченность газа $\mu(t', \mathbf{H})$ для изотропного начального состояния (22) разбивается на два слагаемых:

$$\mu(t', \mathbf{H}) = \mu_1(t', \mathbf{H}) + \mu_2(t', \mathbf{H}).$$

При этом первое слагаемое $\mu_1(t', \mathbf{H})$ пропорционально аксиальному вектору (20), а второе слагаемое $\mu_2(t', \mathbf{H})$ коллинеарно \mathbf{H} . При обращении времени (23) с одновременной заменой $\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{H}$ в отсутствие релаксации из [13] получаем $\mu(-t', -\mathbf{H}) = -\mu(t', \mathbf{H})$, причем первое слагаемое $\mu_1(t', \mathbf{H})$ с аксиальным вектором (20) является четной функцией расстройки резонанса $\omega - \omega_{ba}$. В отличие от него второе слагаемое $\mu_2(t', \mathbf{H})$ инвариантно относительно замены волнового вектора $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ и является нечетной функцией $\omega - \omega_{ba}$. Таким образом, найденный эффект обращения времени при намагничивании атомов газа резонансным световым импульсом проявляется также в постоянном магнитном поле.

Литература

1. А. М. Бадалян, А. А. Дабагян, М. Е. Мовсесян и др., Изв. АН СССР. Сер. физ. **43**, 304 (1979).
2. А. А. Дабагян, М. Е. Мовсесян, Р. Е. Мовсесян, Письма в ЖЭТФ **29**, 586 (1979).
3. А. И. Алексеев, Н. А. Короткова, ЖЭТФ **108**, 118 (1995).
4. J. P. van der Ziel and N. Bloembergen, Phys. Rev. A **138**, 1287 (1965).
5. V. A. Zuikov, I. S. Bikbov, S. B. Karamyshev, and V. V. Samartsev, Laser Physics **5**, 147 (1995).
6. Р. Г. Усманов, Е. П. Хаймович, Опт. и спектр. **79**, 378 (1995).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1979).
8. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория*, Наука, Москва (1968).
9. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977).
10. А. И. Алексеев, Опт. и спектр. **75**, 842 (1993).
11. А. И. Алексеев, ЖЭТФ **111**, 63 (1997).
12. А. И. Алексеев, Письма в ЖЭТФ **65**, 231 (1997).
13. А. И. Алексеев, ЖЭТФ **104**, 2954 (1993).