

# Когерентный фазовый контроль возбуждения атомов бихроматическим лазерным излучением в присутствии электрического поля

В.А. Астапенко

*Проанализирован новый способ когерентного фазового контроля возбуждения атома в дискретном спектре под действием бихроматического лазерного излучения с отношением частот 1:2. Важной чертой предлагаемой схемы контроля является наличие постоянного электрического поля, снимающего запрет по четности для одного из каналов процесса. Показано, что для разности фаз между монохроматическими компонентами излучения, соответствующей деструктивной межканальной интерференции, существует такое значение напряженности постоянного электрического поля, при котором возбуждаемый атомный переход «просветляется». В качестве метода детектирования фазовой зависимости фотовозбуждения предлагается использовать люминесценцию на смежном атомном переходе.*

**Ключевые слова:** бихроматическое излучение, когерентный контроль, квантовая интерференция.

## 1. Введение

Фазовый контроль светоиндуцированных процессов в мультицветовых лазерных полях является предметом интенсивных исследований последнего десятилетия [1–4]. Интерес к этому вопросу обусловлен тем, что при фазовом контроле управление скоростью того или иного фотостимулированного явления происходит не за счет изменения амплитуды поля, как это обычно имеет место, а в результате изменения относительной фазы монохроматических компонент излучения.

Суть рассматриваемого явления состоит в квантовой интерференции амплитуд переходов, соответствующих различным каналам процесса, которые индуцируются монохроматическими компонентами излучения. Изменение относительной фазы этих компонент приводит к изменению интерференционного слагаемого в полной амплитуде сигнала, в результате чего возникает фазовая модуляция вероятности процесса.

Идея подобного когерентного контроля была впервые высказана в работе отечественных ученых [5], в которой анализировалась возможность «просветления» среды в условиях многоквантового резонанса. Отметим, что интерес к данной тематике инициировался работами по генерации излучения третьей гармоники при наличии резонанса на удвоенной частоте [6]. Родственное явление (когерентный фотогальванический эффект) было рассмотрено в [7] в качестве механизма фотоиндуцированной генерации второй гармоники в оптических волокнах.

Один из первых экспериментов по фазовому контролю в бихроматическом лазерном поле был осуществлен российскими исследователями в работе [8]. Наблюдалась

полярная асимметрия фототока с поверхности твердого тела, возбуждаемой излучением на основной частоте и его второй гармонике. Эти же авторы провели эксперимент по когерентному контролю фототока, возникающего в результате фотоионизации предварительно возбужденных атомов натрия бихроматическим излучением с отношением частот 1:2 [9].

Отметим, что в работах [8, 9] имел место связанно-свободный переход электрона под действием лазерного излучения. Экспериментальное наблюдение интерференции между квантовыми амплитудами связанно-связанных переходов в бихроматическом лазерном поле впервые было осуществлено в работе [10] на примере перехода  $6s\ ^1S_0 \rightarrow 6p\ ^1P_1$  в атоме ртути, возбуждаемого тремя фотонами на основной частоте и одним фотоном излучения третьей гармоники. Вероятность возбуждения атома ртути модулировалась за счет изменения разности фаз между монохроматическими компонентами излучения. Фазовая модуляция вероятности возбуждения регистрировалась по сигналу двухфотонной ионизации  $6p\ ^1P_1$ -состояния. В результате была убедительно продемонстрирована возможность когерентного фазового контроля возбуждения атома в дискретном спектре.

В дальнейшем был проведен целый ряд теоретических и экспериментальных работ по фазовому контролю атомных явлений в бихроматических лазерных полях. Эти исследования (вплоть до 2000 г.) отражены в обзоре [1]. Помимо фотоионизации атомов и фоторазрушения отрицательных ионов изучались процессы генерации гармоник, упругого и неупругого рассеяния электронов, рассеяния рентгеновских лучей и т. д. В работе [11], например, экспериментально наблюдалась фазово-зависимая автоионизация атомов кальция, возникающая под действием излучения на основной частоте и его третьей гармонике. Это открывает возможность когерентного контроля спектральной формы линии автоионизационного резонанса, считавшейся ранее полностью детерминированной структурой атома.

В работах по фазовому контролю рассматривались

В.А. Астапенко. Московский физико-технический институт (государственный университет), Лазерный центр, Россия, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9; e-mail: astval@hotmail.com

Поступила в редакцию 15 декабря 2004 г., после доработки – 24 февраля 2005 г.

явления как в относительно слабых (пертурбативный режим) [8–10], так и в сильных полях (например, надпороговая фотоионизация атомов [12]), когда неприменима теория возмущений. Работы по когерентному контролю молекулярной динамики с помощью бихроматических полей представлены в обзоре [2]. Отметим в этой связи эксперимент [13], посвященный фазовому контролю фотодиссоциации молекулярного иона  $\text{HD}^+$  под действием излучения на основной частоте ( $\lambda = 1053$  нм) и его второй гармоники.

Осуществлялся также когерентный фазовый контроль внутреннего фотоэффекта. В работе [14] был измерен фототок в объемном образце GaAs, возникающий в результате квантовой интерференции процессов одно- и двухфотонного межзонного поглощения на длинах волн 0.775 и 1.55 мкм в отсутствие внешней разности потенциалов. Фототок под действием монохроматического поля отсутствует в центрально-симметричном полупроводнике в силу правил отбора по четности, если к образцу не приложено внешнее напряжение. В бихроматическом поле возможна генерация фототока в указанных условиях, причем его величину и направление можно контролировать с помощью изменения разности фаз между монохроматическими компонентами излучения [14].

В последнее пятилетие работы по когерентному контролю получили дальнейшее развитие. Помимо процессов в лазерных полях теоретически и экспериментально исследовались возбуждение и ионизация ридберговских атомов под действием бихроматического поля гигагерцового диапазона. Так, в [15] сообщалось о фазовом контроле ионизации атомарного водорода, предварительно возбужденного в ридберговское состояние с  $n = 51$ , под действием линейно-поляризованного бихроматического поля, состоящего из монохроматических компонент с частотами 6 и 18 ГГц. Эксперимент по фазовой зависимости вероятности возбуждения атома гелия из ридберговского состояния  $28^3\text{S}$  под действием бихроматического поля того же типа, что и в [15], рассмотрен в статье [16].

Подчеркнем, что в вышеприведенных работах по фазовому контролю в лазерном поле использовались импульсы, длительность которых существенно превышает период светового колебания, когда абсолютная фаза бихроматического поля не существенна, а вероятность процессов определяется разностью фаз монохроматических компонент. К этому направлению исследований примыкает изучение фото процессов, возникающих под действием сверхкоротких лазерных импульсов на одной центральной частоте с длительностью порядка периода световой волны. В таких импульсах фаза несущей частоты контролируемым образом изменяется по отношению к огибающей импульса, за счет чего модулируется фотосигнал. В работе [17] была экспериментально продемонстрирована модуляция фототока с поверхности золота, возбуждаемой лазерным импульсом с длительностью 4 фс на длине волны 750 нм, в зависимости от величины абсолютной фазы излучения.

Качественная связь между явлениями, существующими в бихроматическом лазерном поле и возникающими под действием сверхкоротких импульсов с переменной абсолютной фазой, была установлена в [18], где рассчитывалась фотоионизация атомов ксенона в непертурбативном режиме под действием бихроматического поля специального вида. Ионизирующее поле в [18] состояло из излучения на основной частоте и его второй гармо-

ники с контролируемой относительной фазой, причем амплитуда поля на основной частоте в два раза превышала амплитуду поля гармоники. Результирующее поле в излучении такого типа представляет собой бесконечную последовательность импульсов с длительностью, равной периоду светового колебания. Изменение относительной фазы монохроматических компонент в бихроматическом поле соответствует изменению абсолютной фазы несущей частоты этих импульсов точно так же, как в эксперименте с фемтосекундными импульсами [17].

Несмотря на растущее разнообразие исследуемых типов фазового контроля фото процессов, к настоящему времени большинство работ выполнено для связанно-свободных и свободно-свободных переходов электрона в бихроматическом поле [1]. В этом случае правила отбора по четности не препятствуют фазовой модуляции фотосигнала. Иная ситуация возникает при возбуждении атомных электронов в дискретном спектре. Тогда правила отбора налагают определенные ограничения на частоты монохроматических компонент излучения. Необходимым условием является одинаковая четность числа фотонов в каждом из каналов процесса. В работе [10] в каждом из двух каналов фотовозбуждения атома ртути находилось по одному и по три фотона. В [19] сообщалось об эксперименте по фазовому контролю фотоионизации атомов криптона и ксенона через резонансное состояние, которое возбуждалось по двум каналам четырьмя фотонами на основной частоте и фотоном на основной частоте плюс фотон на частоте третьей гармоники.

В настоящей работе предлагается и анализируется новый тип фазового контроля возбуждения атомов в дискретном спектре под действием бихроматического поля, состоящего из излучения на основной частоте и его второй гармоники. Для преодоления обсуждавшегося выше запрета по четности возбуждаемый атом подвергается дополнительному воздействию постоянного электрического поля. При этом оказывается возможным не только реализовать фазовый контроль бихроматическим полем заданного типа, но и получить дополнительный параметр контроля – напряженность постоянного поля, что может оказаться интересным для возможных приложений.

## 2. Вычисление вероятности процесса

Рассмотрим когерентный фазовый контроль возбуждения валентного электрона атома щелочного металла в дискретном спектре (рис.1). В этом случае вероятность процесса вычисляется наиболее просто, а соответствующие лазерные частоты лежат в видимом и ближнем УФ диапазонах.

Итак, пусть на атом щелочного металла воздействует бихроматическое поле, представляющее собой когерентную суперпозицию излучения на основной частоте  $\omega$  и частоте его второй гармоники  $2\omega$  с контролируемой разностью фаз  $\varphi_1, \varphi_2$ . Вектор напряженности электрического поля в этом излучении

$$F(t) = F_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + F_2 \cos(2\omega t + \varphi_2). \quad (1)$$

Предполагаем также, что атом помещен в постоянное и однородное электрическое поле с напряженностью  $F_0$ , которое смешивает электронные состояния атома с различной четностью.

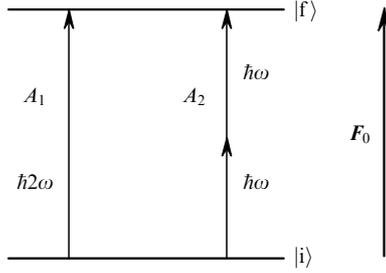


Рис.1. Два канала электронного перехода в атоме под действием бихроматического излучения из состояния  $|i\rangle$  в состояние  $|f\rangle$  с квантовыми амплитудами  $A_1$  (однофотонное поглощение на частоте второй гармоники) и  $A_2$  (двухфотонное поглощение на частоте основного излучения) в присутствии постоянного электрического поля с напряженностью  $F_0$ .

В настоящей работе напряженности электрических полей  $F_{0,1,2}$  предполагаются на много порядков величины меньшими атомной напряженности  $F_a = 5.14 \times 10^9$  В/см, так что расчет процесса можно провести в рамках теории возмущений (пертурбативный режим). Тогда с разумной степенью точности можно пренебречь эффектами «одевания» атома электромагнитным полем, поскольку эти эффекты дают малые поправки к амплитуде процесса, вычисленной в первом исчезающем порядке теории возмущений. Применимость пертурбативного подхода в рассматриваемом случае облегчается отсутствием однофотонного резонанса, при котором возможно сильное перемешивание атомных состояний даже в относительно слабых полях. Адекватность используемого метода подтверждается также хорошим соответствием эксперимента и теории в многочисленных работах по данной тематике, выполненных с использованием лазерных полей относительно невысокой интенсивности (см., напр., [8–11, 19]), в которых для расчета использовалась теория возмущений без учета эффектов «одевания» атома.

Вычислим вероятность возбуждения атома под действием бихроматического поля (1) в единицу времени с учетом возмущения его электронных состояний постоянным электрическим полем. Считаем, что начальное и конечное состояния атома обладают нулевым орбитальным моментом ( $s$ -состояния). Волновые функции начального и конечного состояний атома, возмущенные постоянным однородным электрическим полем с напряженностью  $F_0$ , в первом порядке теории возмущений по оператору электрического дипольного взаимодействия  $\hat{V} = -dF_0$  даются выражением

$$\Psi_{ns} = \Psi_{ns}^{(0)} + \sum_j \frac{\langle jp | dF_0 | ns \rangle}{E_j - E_{ns}} \Psi_{jp}^{(0)}, \quad (2)$$

где  $\Psi_j^{(0)}$  – невозмущенные волновые функции атома;  $E_j$  – атомные уровни энергии;  $d$  – оператор дипольного момента атома. При записи формулы (2) было учтено, что правилами отбора разрешены только переходы из  $s$ -состояний атома в  $p$ -состояния. Тонкое расщепление атомных уровней энергии не учитывается.

Матричный элемент оператора дипольного момента, вычисленный между возмущенными волновыми функциями начального ( $|n_i s\rangle$ ) и конечного ( $|n_f s\rangle$ ) состояний атома (2), есть

$$\langle n_f s | d | n_i s \rangle = F_{0k}$$

$$\times \sum_j \left\{ \frac{\langle n_f s | d_k | jp \rangle \langle jp | d | n_i s \rangle}{E_j - E_{n_f s}} + \frac{\langle n_f s | d | jp \rangle \langle jp | d_k | n_i s \rangle}{E_j - E_{n_i s}} \right\}. \quad (3)$$

Здесь по дважды повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

Амплитуда  $A_1$  поглощения одного фотона второй гармоники на переходе  $|n_i s\rangle \rightarrow |n_f s\rangle$  с учетом возмущения атома постоянным электрическим полем имеет следующий вид:

$$A_1 = -\frac{\langle n_f s | d | n_i s \rangle F_2}{\hbar} = \frac{1}{2\hbar} F_{0k} F_{2l} \exp(-i\varphi_2)$$

$$\times \sum_j \left\{ \frac{\langle n_f s | d_k | jp \rangle \langle jp | d_l | n_i s \rangle}{E_j - E_{n_f s}} + \frac{\langle n_f s | d_l | jp \rangle \langle jp | d_k | n_i s \rangle}{E_j - E_{n_i s}} \right\}. \quad (4)$$

При записи формулы (4) учтено, что поглощение индуцируется положительно-частотной составляющей напряженности электрического поля второй гармоники, комплексная амплитуда которой  $\vec{F}_2 = (F_2/2) \exp(-i\varphi_2)$ . Сумма по промежуточным состояниям в правой части равенства (4) может быть выражена через тензор рассеяния электромагнитного поля с возбуждением атома из начального состояния  $|n_i s\rangle$  в конечное состояние  $|n_f s\rangle$

$$c_{fi}^{lk}(\omega, \omega') = \frac{1}{\hbar} \sum_j \left\{ \frac{d_{ij}^l d_{ji}^k}{\omega_{ji} - \omega - i0} + \frac{d_{ij}^k d_{ji}^l}{\omega_{ji} + \omega' - i0} \right\}. \quad (5)$$

Сравнивая выражение для суммы в формуле (4) и определение тензора рассеяния (5), получаем:

$$\sum_j \left\{ \frac{\langle n_f s | d_k | jp \rangle \langle jp | d_l | n_i s \rangle}{E_j - E_{n_f s}} + \frac{\langle n_f s | d_l | jp \rangle \langle jp | d_k | n_i s \rangle}{E_j - E_{n_i s}} \right\} = c_{fi}^{lk}(\omega_{fi}, 0). \quad (6)$$

Из закона сохранения энергии следует равенство

$$\hbar\omega_{fi} = 2\hbar\omega. \quad (7)$$

В результате для амплитуды однофотонного поглощения излучения на частоте второй гармоники получаем следующее выражение:

$$A_1 = \frac{1}{2\hbar} (F_0 F_2) \exp(-i\varphi_2) c_{fi}(2\omega, 0). \quad (8)$$

При выводе (8) было учтено, что для переходов между атомными состояниями с нулевым моментом тензор рассеяния превращается в скаляр:  $c_{fi}^{lk} = c_{fi} \delta^{lk}$ .

Выражение для амплитуды двухфотонного поглощения излучения на основной частоте может быть получено аналогичным образом [20]. Оно имеет следующий вид:

$$A_2 = \frac{1}{4\hbar} F_1^2 \exp(-2i\varphi_1) c_{fi}(\omega, -\omega). \quad (9)$$

Полная вероятность возбуждения атома в единицу времени пропорциональна квадрату модуля суммы амплитуд (8) и (9). Соответствующее выражение дается равенством

$$w_{fi}^{tot}(\varphi) = \frac{4\pi^3}{\hbar^2 c^2} G_{fi}(\omega) I_1^2 |c_{fi}(\omega, -\omega) + 2 \cos(\alpha) r_{01} \sqrt{\eta} e^{i\varphi} c_{fi}(2\omega, 0)|^2, \quad (10)$$

где  $r_{01} = F_0/F_1$  – отношение напряженностей постоянно-го электрического поля и электрического поля в излучении на основной частоте;  $I_1 = cF_1^2/8\pi$  – интенсивность излучения на основной частоте;  $\eta = I_2/I_1$  – отношение интенсивностей монохроматических компонент поля (1);  $G_{fi}(\omega)$  – функция формы линии перехода  $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ ;  $\alpha$  – угол между векторами  $F_0$  и  $F_2$ ;  $\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$  – контролируемый сдвиг фаз между монохроматическими компонентами излучения (2) («бихроматическая фаза»).

Первое слагаемое под знаком модуля в формуле (10) отвечает двухфотонному возбуждению атома на основной частоте, а второе соответствует однофотонному поглощению излучения второй гармоники атомом, возмущенным влиянием постоянного электрического поля. Подчеркнем, что второе слагаемое в отсутствие постоянного поля равняется нулю для переходов между s-состояниями атома.

Строго говоря, выражение (10) получено для непрерывного бихроматического излучения. Конечная длительность импульсов лазерного поля может принципиально изменить фазовую зависимость (10) только в случае сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов, длительность которых сравнима с периодом светового колебания. Тогда, как это отмечалось во Введении, на вероятность процесса начинает влиять абсолютная фаза излучения, а не только разность фаз между монохроматическими компонентами. В случае импульсов пико- и наносекундного диапазона модификация выражения (10) сведется к учету зависимости интенсивности излучения от времени и к свертке правой части равенства (10) со спектральной формой линии лазерного излучения.

При вычислениях по формуле (10) для тензора рассеяния атома через силы осцилляторов переходов удобно использовать выражение

$$c_{fi}(\omega, \omega') = \frac{e^2}{2m} \sum_j \left( \frac{f_{ji} f_{jf}}{\omega_{ji} \omega_{jf}} \right)^{1/2} \times \left( \frac{1}{\omega_{ji} - \omega - i0} + \frac{1}{\omega_{ji} + \omega' - i0} \right), \quad (11)$$

поскольку силы осцилляторов  $f_{ji(f)}$ , так же как и собственные частоты  $\omega_{ji}$ , являются табличными данными [21, 22].

Преобразуем правую часть равенства (10) к виду

$$w_{fi}^{tot}(\varphi) = w_{fi}^{\Sigma} \left[ 1 + \frac{\zeta(\eta, r_{01})}{2} \cos \varphi \right], \quad (12)$$

где  $w_{fi}^{\Sigma}$  – вероятность возбуждения атома без учета интерференционного члена;  $\zeta(\eta, r_{01})$  – глубина фазовой модуляции. С помощью формулы (10) определим этот параметр следующим выражением:

$$\zeta(\eta, r_{01}) = \frac{8 \cos \alpha r_{01} \sqrt{\eta} c_{fi}(\omega, -\omega) c_{fi}(2\omega, 0)}{c_{fi}^2(\omega, -\omega) + 4(\cos^2 \alpha) r_{01}^2 \eta c_{fi}^2(2\omega, 0)}. \quad (13)$$

При оптимальных значениях  $r_{01} = F_0/F_1$  и  $\eta = I_2/I_1$ , получаемых из условия максимальной фазовой модуляции процесса ( $\zeta = 2$ ), имеем

$$\left( |\cos \alpha| \sqrt{\eta} r_{01} \right)_{opt} = \left| \frac{c_{fi}(\omega, -\omega)}{2c_{fi}(2\omega, 0)} \right|, \quad (14)$$

где частота  $\omega$  удовлетворяет закону сохранения энергии (7).

### 3. Когерентный контроль фотовозбуждения

Используем полученные в предыдущем разделе формулы для анализа возможности фазового контроля фотовозбуждения в бихроматическом лазерном поле (1). В качестве примера рассмотрим переход атома натрия из основного в первое возбужденное состояние с нулевым моментом:  $3s \rightarrow 4s$ . В этом случае двухфотонное поглощение излучения на основной частоте разрешено дипольными правилами отбора. Запрет по четности на однофотонное поглощение излучения второй гармоники снимается наложением постоянного электрического поля. Численное значение правой части равенства (14) для возбуждения рассматриваемого перехода равно 42.4, что легко вычислить с помощью формулы (11) по известным из работ [21, 22] значениям сил осцилляторов и собственных частот переходов. При этом резонансная длина волны  $\lambda_1$  на частоте основного излучения, для которой выполняется закон сохранения энергии (7), равна 777 нм.

Отметим, что эффект Доплера, характерный для экспериментов на парах щелочных металлов, не окажет принципиального влияния на рассматриваемую схему фазового контроля. Доплеровский сдвиг частоты много меньше характерных атомных частот, так что тензоры рассеяния излучения на атоме, определяющие фазовую зависимость вероятности возбуждения (10), практически не изменятся. Модификация формулы (10) сведется к учету доплеровского сдвига в функции формы линии перехода  $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$  с помощью соответствующей замены частоты и к интегрированию полученного выражения с функцией распределения атомов по скоростям, что не изменит фазовой зависимости процесса.

Глубина фазовой модуляции вероятности возбуждения перехода  $3s \rightarrow 4s$  в атоме натрия как функция отношения напряженностей  $r_{01} = F_0/F_1$ , рассчитанная по формуле (14) для различных значений параметра  $\eta = I_2/I_1$  при нулевом угле между векторами  $F_0$  и  $F_2$ , представлена на рис.2. Видно, что большим значениям параметра  $\eta$

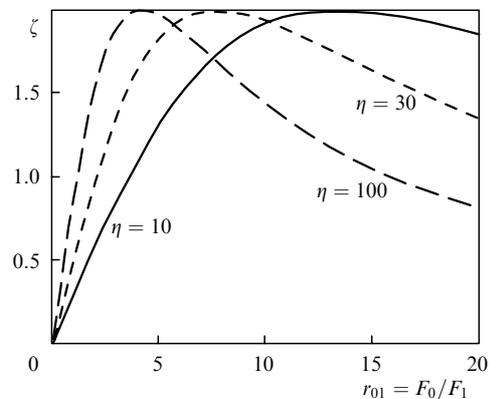


Рис.2. Зависимость параметра фазовой модуляции, необходимой для возбуждения перехода  $3s \rightarrow 4s$  в атоме натрия под действием бихроматического излучения, от отношения напряженности постоянного электрического поля к напряженности электрического поля в излучении на основной частоте при различных значениях  $\eta = I_2/I_1$  и  $\alpha = 0$ .

соответствуют меньшие оптимальные значения отношения напряженностей  $r_{01}$ , при которых фазовая модуляция возбуждения атома максимальна.

В зависимости от величины бихроматической фазы  $\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$  межканальная интерференция при фотозвозбуждении может быть как конструктивной, так и деструктивной. На рис.3 показана полная вероятность возбуждения 4s-состояния в атоме натрия под действием бихроматического поля вида (1) в зависимости от напряженности постоянного электрического поля для различных значений бихроматической фазы. Сплошная кривая соответствует  $\varphi = \pi$ , когда межканальная интерференция носит деструктивный характер: амплитуды двухфотонного и однофотонного процессов вычитаются. В случае  $\varphi = 2\pi$  интерференция конструктивна: амплитуды каналов складываются. Наконец, при  $\varphi = \pi/2$  интерференционное слагаемое отсутствует.

Из рис.3 следует, что в случае деструктивной интерференции ( $\varphi = \pi$ ) существует такое значение напряженности постоянного электрического поля, при котором полная вероятность возбуждения резонансного перехода в единицу времени обращается в нуль. Иными словами, бихроматическую фазу можно подобрать таким образом, что электронный переход в атоме будет просветляться для бихроматического излучения за счет вариации напряженности постоянного электрического поля. Если же бихроматическая фаза не равняется строго  $\pi$  (или  $2\pi$ ), а лежит в интервале  $\pi/2 < \varphi < 3\pi/2$ , где косинус отрицателен, то точного зануления вероятности возбуждения не происходит. Вместо этого на кривой  $w^{\text{tot}}F_0$  возникает минимум, тем более глубокий, чем ближе  $\varphi$  к  $\pi$ .

Величина «просветляющего» напряжения постоянного поля зависит от соотношения между интенсивностями излучения на основной частоте и частоте его второй гармоники. Эта зависимость представлена на рис.4. Видно, что чем больше значение  $\eta = I_2/I_1$ , тем меньше при прочих равных условиях просветляющая напряженность постоянного поля. Это следует также из формулы (14).

Для наблюдения фазового контроля возбуждения атома в дискретном спектре под действием бихроматического поля может быть использована фотолюминесценция, возникающая в результате излучательных переходов из возбужденного состояния атома на нижележа-

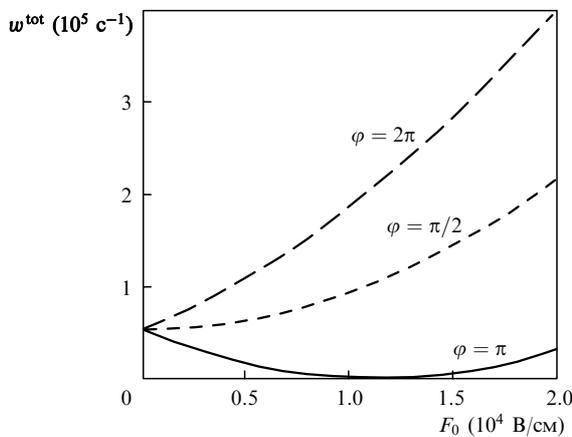


Рис.3. Полная вероятность возбуждения перехода 3s–4s в атоме натрия под действием бихроматического излучения в единицу времени в зависимости от напряженности постоянного электрического поля для различных значений бихроматической фазы  $\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$  при  $I_1 = 10^4 \text{ Вт/см}^2$ ,  $\eta = 100$ ,  $\alpha = 0$ .

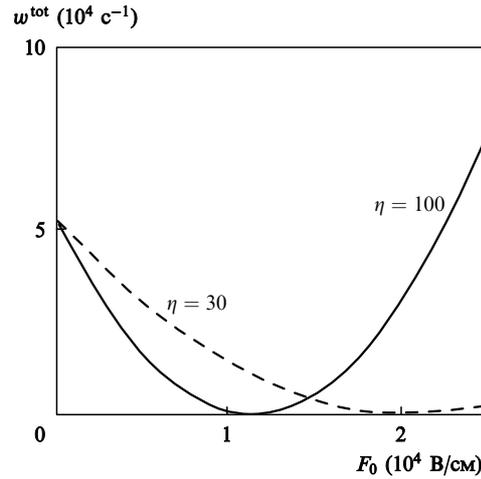


Рис.4. Зависимости вероятности возбуждения атома натрия на переходе 3s–4s под действием бихроматического поля с отношением частот 1:2 от напряженности постоянного электрического поля для параметра отношения интенсивностей  $\eta = I_2/I_1$  при  $I_1 = 10^4 \text{ Вт/см}^2$ .

щие уровни энергии. Соответствующая схема люминесценции при возбуждении перехода  $|ns\rangle \rightarrow |n+1s\rangle$  в атоме щелочного металла представлена на рис.5. Мощность фотолюминесценции возбужденного в состояние  $|f\rangle$  атома, излучаемой из единицы объема взаимодействия в элемент телесного угла  $d\Omega$ , есть

$$\frac{dQ_{fj}}{dVd\Omega} = N_f A_{fj} \frac{\hbar\omega_{fj}}{4\pi}, \quad (15)$$

где  $N_f$  – концентрация атомов в состоянии  $|f\rangle$ ;  $A_{fj}$  – вероятность перехода  $|f\rangle \rightarrow |j\rangle$  в единицу времени (коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения);  $\hbar\omega_{fj}$  – энергия перехода. Аналогичная формула справедлива для люминесценции на переходе  $|j\rangle \rightarrow |i\rangle$  с соответствующей заменой индексов. Поскольку населенность верхнего уровня определяется вероятностью возбуждения  $w^{\text{tot}}(\varphi)$ , зависящей от бихроматической фазы  $\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$ , то согласно формуле (15) мощность фотолюминесценции действительно может быть использована в качестве индикатора фазовой зависимости возбуждения атома в дискретном спектре.

#### 4. Заключение

В работе предложен новый метод фазовозависимого возбуждения атома в дискретном спектре под действием бихроматического излучения, основанный на снятии запрета дипольного перехода по четности с помощью на-

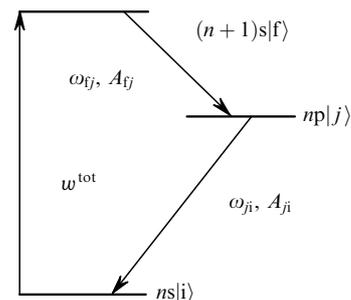


Рис.5. Схема возбуждения фотолюминесценции щелочных атомов в рассматриваемом способе фазового контроля.

ложения постоянного электрического поля. В результате оказывается возможным осуществление фазового контроля за возбуждением атома за счет квантовой интерференции амплитуд каналов с различной четностью числа фотонов, принимающих участие в процессе, по различным каналам. В частности возможна фазовая модуляция возбуждения атома в дискретном спектре бихроматическим излучением простейшего вида с отношением частот монохроматических компонент 1:2.

Интересной особенностью предложенного способа фазового контроля является возможность «просветления» возбуждаемого перехода за счет подстройки величины напряженности постоянного электрического поля в случае деструктивной интерференции каналов, когда бихроматическая фаза равна  $\pi$ .

В предыдущих работах по фазовому контролю возбуждения атомов для регистрации эффекта использовалась фотоионизация возбужденного состояния (см., напр., [10, 11]). В настоящей работе показано, что индикатором фазовой зависимости фотовозбуждения атома может служить люминесценция, возникающая в результате излучательных переходов из возбужденного состояния на нижележащие уровни энергии. Люминесцентный способ детектирования бихроматической фазы может оказаться весьма перспективным в технических приложениях.

В заключение сделаем следующее замечание. В данной работе для реализации фазового контроля в бихроматическом поле на атом накладывается постоянное электрическое поле. Для этой же цели может быть использовано излучение достаточно низкой частоты, меньшей ширины линии возбуждаемого перехода. Тогда принципиальная сторона вопроса (снятие запрета по четности) останется прежней, но могут появиться новые лю-

бопытные моменты в плане практического использования эффекта.

1. Ehlitzky F. *Phys. Rep.*, **345**, 175 (2001).
2. Shapiro M., Brumer P. *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 859 (2003).
3. Астапенко В.А. *Поляризационные и интерференционные эффекты в излучательных процессах* (М.: УРСС, 2003).
4. Астапенко В.А., Фомичев А.А. *Когерентные процессы и интерференционные эффекты в лазерной физике* (М.: изд-во МФТИ, 2003).
5. Манькин Э.А., Афанасьев А.М. *ЖЭТФ*, **52**, 1246 (1967).
6. Манькин Э.А., Афанасьев А.М. *ЖЭТФ*, **48**, 931 (1965).
7. Дианов Е.М., Казанский П.Г., Степанов Д.Ю. *Квантовая электроника*, **16**, 887 (1989).
8. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Чудинов А.Н., Шульгинов А.А. *ЖЭТФ*, **98**, 1857 (1990).
9. Баранова Н.Б., Бетеров И.М., Зельдович Б.Я., Рязцев И.И., Чудинов А.Н., Шульгинов А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **55**, 431 (1992).
10. Ce Chen, Yi-Yian Yin, Elliot D.S. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 507 (1990).
11. Xenakis D., Karapanagioti N.E., Faucher O., Hertz E., Charalambidis D. *J. Phys. B*, **32**, 341 (1999).
12. Schafer K.J., Kulander K.C. *Phys. Rev. A*, **45**, 8026 (1992).
13. Sheechy B., Walker B., DiMauro L.F. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4799 (1995).
14. Nache A., Kostoulas Y., Atanasov R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 306 (1997).
15. Sirko L., Koch P.M. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 274101 (2002).
16. Koch P.M., Zelazny S.A., Sirko L. *J. Phys. B*, **36**, 4755 (2003).
17. Apolonski A., Dombi P., Paulus G.G., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 073902 (2004).
18. Jingtao Zhang, Shaohui Li, Zhizhan Xu. *Phys. Rev. A*, **69**, 053410 (2004).
19. Karapanagioti N.E., Xenakis D., Charalambidis D., Fotakis C. *J. Phys. B*, **29**, 3599 (1996).
20. Astapenko V.A. *Laser Phys.*, **14**, 847 (2004).
21. Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
22. Груздев П.Ф. *Вероятности переходов и радиационные времена жизни уровней атомов и ионов* (М.: Энергоатомиздат, 1990).