

УДК 535.345

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В СРЕДЕ С ИНДУЦИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

М.А. ОГАННИСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

mariam.hovh@rambler.ru

(Поступила в редакцию 6 марта 2013 г.)

Исследованы возможности метода накопления когерентно-нестационарного отклика среды для усиления повернутой компоненты поляризации пробного излучения в атомарной среде трехуровневых атомов. Пробное поле рассматривается в рамках теории возмущений и его частота считается близкой к однофотонному резонансу из основного на первый возбужденный уровень. Интенсивное монохроматическое поле накачки связывает два возбужденных энергетических уровня и проходит через среду без изменения. В расчетах учитывается уширение спектральных линий, обусловленное релаксационными процессами и доплеровским уширением. Показано, что многократным согласованным изменением фазы входного пробного поля мгновенно от значения 0 до π и наоборот можно на хвостовой части повернутой компоненты пробного поля получить отдельный укороченный световой импульс с одновременным увеличением интенсивности более чем на порядок относительно входного значения поля.

1. Введение

Сильные лазерные поля в среде индуцируют оптическую анизотропию [1]. Взаимодействуя с оптически анизотропной средой, поле меняет свою поляризацию [2] и при этом изменения очень чувствительны к параметрам среды [3]. Возможности поляризационного метода определения параметров среды особенно важны при условиях, когда бывает возможным устранение неоднородных уширений, например, доплеровского уширения в атомах и молекулах [3,4]. В этом случае возможна регистрация тонких структур и расщеплений энергетических уровней [5], характеристик поляризуемости [6] и т.д.

В схеме лазерной спектроскопии с экспериментальной точки зрения удобно регистрировать компоненту пробного поля, перпендикулярную к направлению входящей поляризации. Она полностью является полезным сигналом, которую мы для краткости называем повернутой компонентой поля.

Возникновение повернутой компоненты пробного поля можно понять на основе того, что линейно-поляризованное поле взаимодействует со средой как суперпозиция двух циркулярно поляризованных волн с противоположными по-

ляризациями. При светоиндуцированной анизотропии циркулярные компоненты пробного поля неодинаковым образом взаимодействуют со средой и распространяются с неравными фазовыми скоростями, в результате чего и появляется повернутая компонента пробного поля.

Интенсивность повернутой компоненты в стационарных или квазистационарных условиях взаимодействия всегда меньше интенсивности входящего поля. Вышеуказанная закономерность может нарушаться при когерентно-нестационарном взаимодействии [7], когда часть энергии поля сперва когерентно накапливается в среде, а потом частично выходит из него в виде поля с повернутой поляризацией. Такая возможность для условий каскадного двухфотонного резонанса была исследована, например, в работе [8].

В настоящей работе метод накопления когерентно-нестационарного отклика среды рассматривается вблизи однофотонного резонанса пробного поля. Получено интегральное представление для повернутой компоненты на выходе из среды, выраженное через огибающую входного поля и характеристики поляризованности среды. Показано, что если входной импульс выбрать в виде последовательности некоторого числа отдельных импульсов с примерно равными длительностями и знакопеременными амплитудами, то на хвостовой части выходящего светового импульса организуется отдельный световой импульс с более чем 14 раз увеличенной интенсивностью и укороченной относительно последнего входного импульса более чем в 2 раза. В расчетах однородное и неоднородное уширения энергетических уровней учитываются феноменологически.

2. Атом в поле лазерной накачки и пробного поля

Рассмотрим резонансное распространение слабого пробного поля через разреженную газовую среду трехуровневых атомов в присутствии интенсивной монохроматической волны. Рабочие схемы взаимодействия показаны на рис.1. Пробное поле связывает основной уровень $nS_{1/2}$ с парой близлежащих возбужденных уровней $nP_{1/2,3/2}$, а интенсивное поле этот дублет связывает с более высоколежащим энергетическом уровнем $n'S_{1/2}$. Каждый из энергетических уровней имеет свои магнитные подуровни, учет которых необходим в поляризационных задачах распространения света. Модель взаимодействия хорошо подходит к парам щелочных металлов. Из-за малой концентрации газа коллективные эффекты между атомами не учитываются и считается, что каждый атом взаимодействует с полями самостоятельно. Пробное поле рассматривается в рамках теории возмущений, а его частота в сумме с частотой интенсивного поля далека от частоты двухфотонного перехода $nS_{1/2} - n'S_{1/2}$.

В дипольном приближении гамильтониан системы “атом+поле” имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}}\mathbf{E}_{\text{tot}}, \quad (1)$$

где суммарная напряженность поля

$$\mathbf{E}_{\text{tot}}(z, t) = \mathbf{E}_p(z, t) + \mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_{0p}(z, t)e^{i(\omega_p t - k_p z)} + \mathbf{E}_0(z, t)e^{i(\omega t - kz)} + \text{с.с.} \quad (2)$$

есть сумма двух напряженностей: интенсивного лазерного поля накачки $\mathbf{E}_p(z, t)$, и слабого пробного поля $\mathbf{E}(z, t)$, с частотами ω_p и ω и вакуумными волновыми векторами $k_p = \omega_p/c$ и $k = \omega/c$, соответственно. Амплитуды напряженностей $\mathbf{E}_{0p}(z, t)$, и $\mathbf{E}_0(z, t)$ считаются медленно меняющимися функциями от z и t по сравнению с экспонентами.

Введем круговые компоненты для оператора дипольного момента,

$$\hat{d}_{\pm} = \hat{d}_x \pm i\hat{d}_y, \quad (3)$$

и амплитуд действующих полей,

$$E_{0,0p\pm} = \frac{E_{0,0px} \pm iE_{0,0py}}{2}. \quad (4)$$

В дальнейшем будет рассмотрен случай, когда вся населенность атома до взаимодействия с полями находится в основном состоянии. Так как основное состояние атомов связывается с возбужденными состояниями с помощью слабого пробного поля, то заселенность возбужденных состояний в течение всего взаимодействия очень мала. В рамках теории возмущений по напряженности пробного поля вероятностные амплитуды населенностей есть малые величины первого порядка, а населенности, как квадраты модулей этих амплитуд, уже малые второго порядка и отбрасываются. Это также означает, что интенсивное поле, взаимодействуя с практически незаселенными энергетическими уровнями атома, проходит через среду без каких либо изменений. Для поляризации интенсивного поля выберем круговую поляризацию $E_{0p+} : (E_{0p-}(z=0, t) = 0)$.

Энергетические уровни на рис.1 пронумерованы снизу вверх как 1, 2, $\bar{2}$ и 3. Тогда волновая функция атома в суммарном поле излучения записывается в виде

$$\begin{aligned} \Psi = \sum_{m=-1/2, 1/2} a_m(t) \varphi_1(m) e^{-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_1 t} + b_m(t) \varphi_2(m) e^{-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_2 t} + c_m(t) \varphi_3(m) e^{-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_3 t} + \\ + \sum_{m=\mp 3/2, \mp 1/2} \bar{b}_m(t) \varphi_{\bar{2}}(m) e^{-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_{\bar{2}} t}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $a_m(t)$, $b_m(t)$, $\bar{b}_m(t)$ и $c_m(t)$ – искомые вероятностные амплитуды, m – проекция полного момента количества движения оптического электрона на ось z .

Вероятностные амплитуды возмущенных энергетических уровней определяются из уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi. \quad (6)$$

В результате стандартных вычислений получаем следующие выражения:

$$\dot{\bar{b}}_{-3/2}(t) = (i / \sqrt{2\hbar}) \left[a_{-1/2} d_{21} E_{0-}^* e^{i(kz - \Delta_{21}t)} + c_{-1/2}(t) d_{23} E_{0p+} e^{-i(k_p z - \bar{\Delta}_{32}t)} \right], \quad (7a)$$

$$\dot{c}_{-1/2}(t) = (i / \sqrt{2\hbar}) \bar{b}_{-3/2}(t) d_{32} E_{0p+}^* e^{i(k_p z - \bar{\Delta}_{32}t)}, \quad (7b)$$

$$\dot{b}_{-1/2}(t) = (\sqrt{2}i / \sqrt{3\hbar}) \left[a_{1/2} d_{21} E_{0-}^* e^{i(kz - \Delta_{21}t)} + c_{1/2}(t) d_{23} E_{0p+} e^{-i(k_p z - \bar{\Delta}_{32}t)} \right], \quad (8a)$$

$$\dot{\bar{b}}_{-1/2}(t) = (i / \sqrt{6\hbar}) \left[a_{1/2} d_{\bar{2}1} E_{0-}^* e^{i(kz - \Delta_{\bar{2}1} t)} + c_{1/2}(t) d_{\bar{2}3} E_{0p+} e^{-i(k_p z - \bar{\Delta}_{3\bar{2}} t)} \right], \quad (8b)$$

$$\dot{c}_{1/2}(t) = (i / \sqrt{6\hbar}) \left[4b_{-1/2}(t) d_{3\bar{2}} e^{-i\bar{\Delta}_{3\bar{2}} t} + \bar{b}_{-1/2}(t) d_{\bar{3}2} e^{-i\bar{\Delta}_{3\bar{2}} t} \right] E_{0p+}^* e^{ik_p z}, \quad (8c)$$

$$\dot{b}_{1/2}(t) = (\sqrt{2}i / \sqrt{3\hbar}) a_{-1/2} d_{21} E_{0+}^* e^{i(kz - \Delta_{21} t)}, \quad (9a)$$

$$\dot{\bar{b}}_{1/2}(t) = -(i / \sqrt{6\hbar}) a_{-1/2} d_{\bar{2}1} E_{0+}^* e^{i(kz - \Delta_{\bar{2}1} t)}, \quad (9b)$$

$$\dot{\bar{b}}_{3/2}(t) = -(i / \sqrt{2\hbar}) a_{1/2} d_{\bar{2}1} E_{0+}^* e^{i(kz - \Delta_{\bar{2}1} t)}, \quad (9c)$$

где введены обозначения $\Delta_{21, \bar{2}1} \equiv (\omega - \omega_{21, \bar{2}1})$, $\bar{\Delta}_{3\bar{2}, 3\bar{2}} \equiv (\omega_p - \omega_{3\bar{2}, 3\bar{2}})$, а через d_{ij} обозначены приведенные матричные элементы дипольного момента перехода $j \rightarrow i$ [9]. При выводе уравнений (7)-(9) было использовано приближение вращающейся волны [10], а для краткости записи опущены пространственно-временные аргументы у амплитуд пробного поля. Отметим, что из сказанного выше о слабости пробного поля следует также, что вероятностные амплитуды нижнего энергетического уровня $a_m(t)$ можно считать постоянными: $a_{-1/2}(t) = a_{-1/2}$, $a_{1/2}(t) = a_{1/2}$. Поэтому в системе (7)-(9) уравнения этих амплитуд отсутствуют, а их значения в правых сторонах ряда уравнений считаются заданными постоянными.

3. Распространение пробного поля в среде

Волновое уравнение для круговых компонент напряженности пробного поля имеет вид

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E_{0\pm} = \frac{4\pi N}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \langle \hat{d}_{\pm} \rangle_{\text{probe}}, \quad (10)$$

где N – концентрация атомов в газе, а символ $\langle \dots \rangle_{\text{probe}}$ означает квантовомеханическое усреднение оператора дипольного момента по волновым функциям (5). Нижний индекс у угловой скобки указывает на то, что должны быть сохранены только члены, пропорциональные напряженности пробного поля. Процедура усреднения и пренебрежение вторыми производными в левой стороне приводит уравнение (10) к укороченной форме

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{0\pm}(z, t) = \\ & = -\frac{2\pi i N \omega}{c} \left[\sqrt{2/3} a_{\mp 1/2} d_{21} b_{\pm 1/2}^*(t) e^{-i\Delta_{21} t} \mp (1/\sqrt{6}) a_{\mp 1/2} d_{\bar{2}1} \bar{b}_{\pm 1/2}^*(t) e^{-i\bar{\Delta}_{\bar{2}1} t} \mp \right. \\ & \quad \left. \mp (1/\sqrt{2}) a_{\pm 1/2} d_{\bar{2}1} \bar{b}_{\pm 3/2}^*(t) e^{-i\bar{\Delta}_{\bar{2}1} t} \right] e^{ikz}. \end{aligned} \quad (11)$$

Введем новые обозначения:

$$B_m(t) = b_m(t) e^{i\Delta_{21} t}, \quad \bar{B}_m(t) = \bar{b}_m(t) e^{i\bar{\Delta}_{\bar{2}1} t}, \quad C_m(t) = c_m(t) e^{i\delta t}, \quad (12)$$

где $\delta(\omega + \omega_p - \omega_{31})$ – расстройка двухфотонного резонанса. В пределах нашей

модели $|\dot{C}_m| \ll |\delta C_m|$ и $|\dot{\bar{B}}_m| \ll |\Delta_{\bar{21}} \bar{B}_m|$, которые для новых амплитуд преобразуют уравнения (7)-(9) к виду

$$\bar{B}_{-3/2}(t) = -\frac{1}{\sqrt{2\hbar\Delta_{\bar{21}}}} \left(a_{-1/2} d_{\bar{21}} E_{0-}^* e^{ikz} + C_{-1/2}(t) d_{\bar{23}} E_{0p+} e^{-ik_p z} \right), \quad (13a)$$

$$C_{-1/2}(t) = -\frac{d_{\bar{32}}}{\sqrt{2\hbar\delta}} \bar{B}_{-3/2}(t) E_{0p+}^* e^{ik_p z}, \quad (13b)$$

$$i \frac{\partial \bar{B}_{-1/2}(t)}{\partial t} + \Delta_{21} \bar{B}_{-1/2}(t) = -\frac{\sqrt{2/3}}{\hbar} \left(a_{1/2} d_{21} E_{0-}^* e^{ikz} + C_{1/2}(t) d_{23} E_{0p+} e^{-ik_p z} \right), \quad (14a)$$

$$\bar{B}_{-1/2}(t) = -\frac{1}{\sqrt{6\hbar\Delta_{\bar{21}}}} \left(a_{1/2} d_{\bar{21}} E_{0-}^* e^{ikz} + C_{1/2}(t) d_{\bar{23}} E_{0p+} e^{-ik_p z} \right), \quad (14b)$$

$$C_{1/2}(t) = -\frac{1}{\sqrt{6\hbar\delta}} \left(2d_{32} \bar{B}_{-1/2}(t) + d_{\bar{32}} \bar{B}_{-1/2}(t) \right) E_{0p+}^* e^{ik_p z}, \quad (14c)$$

$$\bar{B}_{1/2}(t) = \frac{d_{\bar{21}}}{\sqrt{6\hbar\Delta_{\bar{21}}}} a_{-1/2} E_{0+}^* e^{ikz}, \quad (15a)$$

$$\bar{B}_{3/2}(t) = \frac{d_{21}}{\sqrt{2\hbar\Delta_{\bar{21}}}} a_{1/2} E_{0+}^* e^{ikz}, \quad (15b)$$

$$i \frac{\partial \bar{B}_{1/2}(t)}{\partial t} + \Delta_{21} \bar{B}_{1/2}(t) = -\frac{\sqrt{2} d_{21}}{\sqrt{3\hbar}} a_{-1/2} E_{0+}^* e^{ikz}, \quad (15c)$$

которые легко интегрируются. После подстановки результатов в волновое уравнение (11) получаем следующие интегро-дифференциальные уравнения для право- и лево-поляризованных компонент пробного поля:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{0\pm}(z, t) = i\beta_{\pm} E_{0\pm}(z, t) - \alpha_{\pm} \int_0^t E_{0\pm}(z, t') e^{i\Delta_{21} \Delta (t-t')} dt', \quad (16)$$

где для определенности выбран случай $|a_{-1/2}|^2 = |a_{1/2}|^2 = 1/2$ и введены обозначения

$$\beta_- = \beta_+ \frac{6\hbar^2 \delta \Delta_{\bar{21}} - 3/2 |d_{\bar{23}}|^2 |E_{0p+}|^2}{\left(6\hbar^2 \delta \Delta_{\bar{21}} - 3 |d_{\bar{23}}|^2 |E_{0p+}|^2 \right) \left(6\hbar^2 \delta \Delta_{\bar{21}} - |d_{\bar{23}}|^2 |E_{0p+}|^2 \right)}, \quad (17)$$

$$\beta_+ = \frac{2\pi N \omega |d_{\bar{12}}|^2}{3\hbar c \Delta_{\bar{21}}}. \quad (18)$$

$$\alpha_- = \alpha_+ \left(1 + \frac{12\hbar^2 \delta d_{12} d_{\bar{12}} d_{23} d_{\bar{23}} |E_{0p+}|^2 - |d_{\bar{12}}|^2 |d_{23}|^2 |d_{23}|^2 |E_{0p+}|^4}{36\hbar^4 \delta^2 |d_{12}|^2 \left(\Delta_{\bar{21}} - \frac{1}{6\hbar^2 \delta} |d_{\bar{23}}|^2 |E_{0p+}|^2 \right)^2} \right), \quad (19)$$

$$\alpha_+ = \frac{2\pi N \omega}{3\hbar c} |d_{12}|^2, \quad (20)$$

$$\Delta = \Delta_{21} - \frac{2\Delta_{21}|d_{23}|^2|E_{0p+}|^2}{3\hbar^2\delta\left(\Delta_{21} - \frac{1}{6\hbar^2\delta}|d_{23}|^2|E_{0p+}|^2\right)}. \quad (21)$$

В уравнении (16) множитель Δ_{21} в экспоненциальной части подынтегрального выражения относится к право-поляризованной, а Δ – к лево-поляризованной компоненте амплитуды пробного поля.

Для упрощения математических вычислений сделаем замену переменных $\tau = t - z/c$, $\eta = z$. Тогда (16) преобразуется к виду

$$\frac{\partial \bar{E}_{0\pm}(\tau, \eta)}{\partial \eta} + \alpha_{\pm} \int_0^{\tau} \bar{E}_{0\pm}(\tau', \eta) e^{i\Delta_{21}\Delta(\tau'-\tau)} d\tau' = 0, \quad (22)$$

где введены новые обозначения

$$\bar{E}_{\pm}(\tau, \eta) = E_{0\pm}(\tau, \eta) e^{-i\beta_{\pm}\eta}. \quad (23)$$

Интегральный вид правых частей уравнений (22) указывает на нестационарный характер отклика среды на воздействие пробного излучения. Для лево-поляризованной компоненты пробной волны в функцию отклика α_- дает вклад, причем нелинейный, также сильное поле. Следует отметить, что вклад обусловлен как перераспределением амплитуд населенностей между высоколежащими энергетическими уровнями, так и их высокочастотными штарковскими сдвигами. Последнее видно и в явном выражении эффективного значения расстройки резонанса Δ . На распространение же право-поляризованной компоненты сильная волна не влияет, что можно было предугадать и прямо из схемы взаимодействия на рис.1.

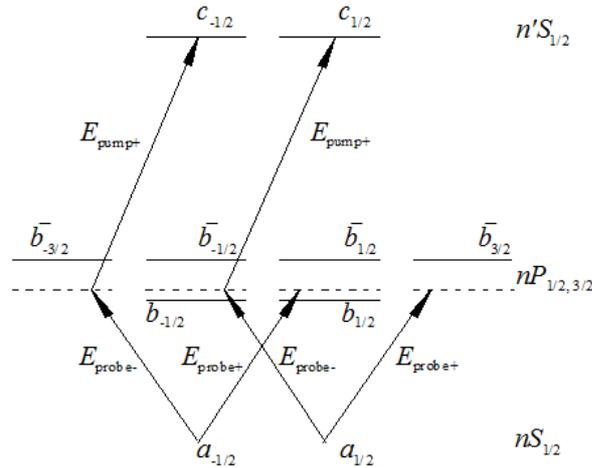


Рис.1. Схематическое представление трехуровневой атомной системы.

Решения уравнений типа (22) хорошо известны, например в [8,11]. Если ввести новые переменные функции, обозначая ими интегральные части в выражениях (22), то вместе интегро-дифференциальных уравнений (22) получим обыкновенные дифференциальные уравнения в частных производных второго порядка, которые удобно решать методом Лапласа [12], примененным относи-

тельно пространственной переменной $\eta = z$. Тогда получаем дифференциальные уравнения первого порядка относительно τ , которые легко решаются. Обратный переход в координатное пространство осуществляется с помощью стандартных табличных интегралов [11]. В результате приходим к завершению определения аналитического вида пробного поля в среде:

$$E_{0\pm}(\tau, \eta) = E_{0\pm}(\tau, 0)e^{i\beta_{\pm}\eta} - \alpha_{\pm}\eta e^{i\beta_{\pm}\eta} \int_0^{\tau} \xi_{\pm}(\tau, \tau', \eta) e^{-i\Delta_{21}\Delta(\tau-\tau')} E_{0\pm}(\tau', 0) d\tau', \quad (24)$$

где

$$\xi_{\pm}(\tau, \tau', \eta) = \frac{J_1 \left[2\sqrt{\alpha_{\pm}\eta(\tau-\tau')} \right]}{\sqrt{\alpha_{\pm}\eta(\tau-\tau')}}, \quad (25)$$

а $J_1[x]$ – функция Бесселя первого порядка.

Рассмотрим частный случай, когда пробная волна на входе в среду имеет линейную поляризацию (направленную по оси x). Определим компоненту пробного поля с повернутой поляризацией (направленной по оси y). Она представляет наибольший экспериментальный интерес, поскольку измеряется на фоне нулевого сигнала. Комбинируя круговые компоненты (24), согласно определению $iE_{0\perp} = E_{0+} - E_{0-}$, получаем

$$E_{0\perp}(\tau, \eta) = -\frac{i}{2} \left(e^{i\beta_+\eta} - e^{i\beta_-\eta} \right) E_0(\tau, 0) - \frac{i\eta}{2} \int_0^{\tau} \left(\alpha_- e^{i\beta_-\eta} \xi_- (\tau, \tau', \eta) e^{-i\Delta(\tau-\tau')} - \alpha_+ e^{i\beta_+\eta} \xi_+ (\tau, \tau', \eta) e^{-i\Delta_{21}(\tau-\tau')} \right) E_0(\tau', 0) d\tau'. \quad (26)$$

Выражение (26) представляет собой аналитическое выражение для повернутой компоненты выходящего из среды пробного поля в рамках теории возмущения относительно амплитуды пробного поля, дипольного приближения и приближения вращающейся волны.

4. Результаты и обсуждение

Рассмотрим на основе выражения (26) интенсивность повернутой компоненты пробного поля. Численные оценки показывают, что в области представляющих интерес значений параметров среды входящие в формулу (26) параметры β_+ и β_- с высокой точностью равны друг другу. Поэтому первым членом в формуле можем пренебречь. Что касается подынтегрального выражения, то множитель у $E_0(\tau', 0)$ является осциллирующей функцией со спадающей амплитудой и монотонно возрастающей частотой осцилляций. Если, не меняя модуля, менять знак амплитуды входящей пробной волны в такт с остальной, осциллирующей частью подынтегрального выражения, то подынтегральное выражение будет все время сохранять свой знак и тем самым максимально увеличит значение интеграла. В этом и состоит суть метода накопления когерентно-нестационарных биений отклика среды для формирования усиленных волн на выходе из среды.

Поскольку частота пробного поля берется близкой к резонансному пере-

ходу $nS_{1/2} - nP_{1/2}$ с практически полным заселением нижнего энергетического уровня, то для смежного энергетического уровня $nP_{1/2}$ должны быть добавлены релаксационные процессы и доплеровское уширение. Релаксационное затухание учитывается с помощью известной замены частоты перехода ω_{21} на выражение $\omega_{21} - i\gamma$. Для атомов щелочных металлов параметр γ принимает значения порядка 10^7 Гц. Для учета явления доплеровского уширения мы предполагаем максвелловское распределение скоростей для атомов газовой среды, заменяем расстройку резонанса Δ_{21} в (26) на $\Delta_{21} + \Delta_{\text{Doppler}}$ и усредняем по скоростям атомов в пределах от минус до плюс бесконечности.

На рис.2 показана вычисленная таким образом интенсивность повернутой компоненты выходящего из среды пробного поля. Входящее поле было выбрано в виде последовательности прямоугольных импульсов с одинаковыми амплитудами, меняющих фазу мгновенно от значения 0 до π и наоборот, в такт с реальной частью множителя в подынтегральном выражении. В результате, в хвостовой части повернутой компоненты пробного поля получен отдельный световой импульс, с интенсивностью, усиленной более чем в 14 раз, и укороченный более чем в 2 раза относительно заключительного отдельного импульса. Рис.2 построен при приблизительно 60 переключениях фазы. Поскольку длительности импульсов (с данной фазой) примерно равны, то выходной импульс оказывается укороченным приблизительно 120 раз относительно полной длительности входного поля.

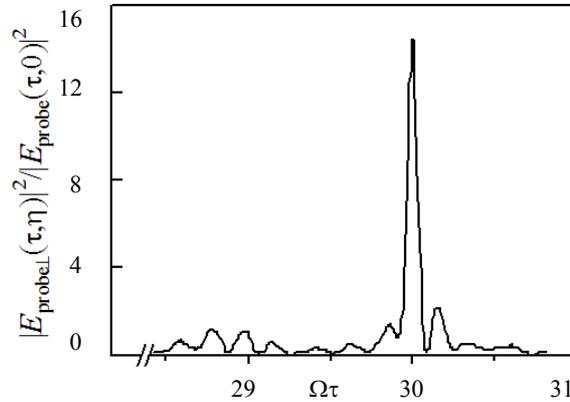


Рис.2. Зависимость относительной интенсивности повернутой компоненты пробного поля от времени при входящем знакопеременном поле ступенчатой формы. Здесь частота Раби $d_{23} E_{0\text{pump}} / \hbar = 10^{10}$ Гц, $\Delta_{21} = 0$, $\delta = -3 \times 10^9$ Гц, $z = 10$ см, а концентрация газа $N = 5 \times 10^{13}$ см $^{-3}$.

5. Заключение

В данной работе изучены возможности увеличения интенсивности проходящей через среду волны методом накопления когерентно-нестационарных осцилляций в условиях однофотонного резонанса. Получено аналитическое выражение для амплитуды электрического поля в рамках теории возмущения от-

носителю амплитуды пробного поля, дипольного приближения и приближения вращающейся волны. В расчетах учтены также релаксационные процессы и доплеровское уширение. Показано, что многократным согласованным изменением фазы входного пробного поля мгновенно от значения 0 до π и наоборот можно на хвостовой части повернутой компоненты пробного поля получить отдельный световой импульс с интенсивностью, усиленной более чем в 14 раз, и укороченный приблизительно в 2 раза относительно заключительного импульса и в 120 раз относительно полной длительности входного поля.

Автор выражает благодарность А.Ж. Мурадян за постановку задачи и полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках гранта Госкомитета науки МВОН Армении 11-1с215.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.D. Buckingham.** Proc. Phys. Soc., **V69**, 344 (1956); **J.D. Macomber.** Appl. Optics, **10**, 2506 (1971).
2. **А.М. Бонч-Бруевич, В.М. Ходовой, В.В. Хромов.** Опт. и спектр., **34**, 195 (1973); **В.М. Арутюнян, Э.Г. Канеян, Б.О. Чалтыкян.** ЖЭТФ, **68**, 2010 (1975); **А.М. Шалагин.** ЖЭТФ, **73**, 99 (1977); **В.М. Арутюнян, А.Ж. Мурадян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **14**, 123 (1979).
3. **C. Wieman, T.W. Hansch.** Phys. Rev. Lett., **36**, 1170 (1976); **W. Demtroeder.** Laser Spectroscopy. New York, Springer, 2003.
4. **R.W. Boyd.** Nonlinear Optics. New York, Academic Press, 2008.
5. **I.I. Sobelman.** Atomic Spectra and Radiative Transitions. Berlin, Springer, 1996.
6. **И.Р. Шен.** Принципы нелинейной оптики. М., Наука, 1989.
7. **V. Segard, I. Zemmouri, B. Macke.** Europhys. Lett., **4**, 47 (1987); **S.A. Diddams, Th. Udem et al.** Science, **293**, 825 (2001); **J.M. Vaughan.** Physica Scripta, **778**, 73 (2011).
8. **М.А. Оганнисян, А.Ж. Мурадян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 349 (2011).
9. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., Наука, 1974.
10. **Н.Б. Делоне, Б.П. Крайнов.** Атом в сильном световом поле. М., 1984.
11. **А.Л. Микаелян, М.Л. Тер-Микаелян, Ю.Г. Турков.** Оптические генераторы на твердом теле. М., 1967.
12. **M. Abramowitz, I.A. Stegun.** Handbook of Mathematical Functions. New York, 1970.

ULTRASHORT PULSE GENERATION IN A MEDIUM WITH INDUCED OPTICAL ANISOTROPY

M.H. HOVHANNISYAN

We study the ability of the method for the accumulation of a coherent unstable response of a medium for amplification of the rotated component of the probe wave's polarization in the atomic medium of three-level atoms. We examine the probe wave in frame of the perturbation theory and its frequency is considered near to one photon resonance from the ground to the first excited level. The intense monochromatic pump field connects two excited energy levels and propagates through the medium without a change. The broadening of spectral lines caused by the relaxation processes and Doppler broadening are included into the calculations. We show that by multiple coherent shifting of input probe field's phase instantly from the value 0 till π and vice versa it is possible to obtain a separated, narrowed light pulse simultaneously with the intensity amplified more than an order relative to the input field in the tail part of the rotated component of the probe field.