

УДК 538.566

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИЙ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ

Г.Г. АДОНЦ¹, Э.Г. КАНЕЦЯН¹, М.А. АРЗАКАНЦЯН^{2,3}

¹АОЗТ “Лазерная техника”, Ереван

²Российско-Армянский (Славянский) университет, Ереван

³LULI, Ecole Polytechnique, CNRS, CEA, UPMC; Route de Saclay, 91128, Palaiseau, France

(Поступила в редакцию 2 февраля 2012 г.)

Теоретически исследовано вращение плоскости поляризации зондирующего сигнала под действием опережающего его во времени интенсивного импульса с учетом оптической накачки атомов в резонансной среде. Найдена формула для угла поворота плоскости поляризации зондирующего сигнала, из которой вытекает, что изменение плоскости поляризации обусловлено двумя процессами: радиационным распадом атома и столкновениями, приводящими к перераспределению атомов по магнитным подуровням. Показано, что предлагаемая методика позволяет непосредственно измерять большие времена столкновений атомов на фоне малых времен радиационного распада.

В последнее время активно исследуются нелинейные эффекты, связанные с оптической когерентностью в поле поляризованного лазерного излучения в многоуровневых резонансных средах [1-13].

Одной из важных характеристик атомной системы с вырожденными уровнями является время распада поляризации. Времена распада поляризации различны для круговой и плоской поляризаций: плоскую поляризацию ансамбль атомов излучает, если он выстроен, круговую – если ориентирован. Поэтому эти времена называются временем распада выстраивания и ориентации, соответственно. Времена распада поляризации системы существенно отличаются для возбужденного и основного состояний. Обычные методы линейной спектроскопии [14] позволяют измерять эти времена только для возбужденных уровней.

Особый интерес представляет изучение явления оптической накачки, так как на основе данного явления работает ряд приборов квантовой электроники. Обычно задачи, в которых теоретически рассматривается явление оптической накачки, решаются в стационарном случае, т.е. предполагается, что длительности импульсов значительно больше, чем времена релаксации в системе. При этом за время взаимодействия света со средой устанавливается стационарное распределение заселенностей по магнитным подуровням.

В настоящей работе развита теория поляризационного метода для определения времен релаксаций поляризации как для основного, так и для возбужденного уровней с учетом оптической накачки атомов. Суть метода заключается в изучении резонансного поворота плоскости поляризации пробного сигнала под действием смещенного во времени интенсивного импульса. В отличие от поляризационной спектроскопии насыщения в предлагаемом методе непосредственно измеряется длительность процессов релаксации поляризаций.

Рассмотрим прохождение электромагнитного излучения с электрическим вектором

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}(z, t)e^{-i\omega t} + \mathbf{E}^*(z, t)e^{i\omega t} \quad (1)$$

через резонансную среду, состоящую из идентичных двухуровневых атомов.

В изолированном состоянии энергетические уровни атомов вырождены по проекции полного момента количества движения. В случае вырожденных систем удобно проводить вычисления в представлении неприводимых тензорных операторов (представление поляризационных моментов или kq -представление [15-21]). В этом представлении удастся диагонализировать матрицу релаксаций и ввести эффективные времена релаксаций $\gamma(\kappa)$, зависящие от суммарного момента количества движения κ и не зависящие от ее проекции q . Эти характерные времена распада мультипольных моментов уровней ($\kappa=0$ – заселенности, $\kappa=1$ – ориентации, $\kappa=2$ – выстраивания) имеют наглядный физический смысл и характеризуют распад атомной системы в полях с различной поляризацией (круговой, линейной). Такой подход позволяет корректно описать релаксацию в системе подуровней, связанную как с релаксацией заселенности, так и с релаксацией когерентности между магнитными подуровнями в поле волны.

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением резонансного перехода $nS_{1/2} \rightarrow n'P_{1/2}$. В этом случае в дипольном приближении в матрице плотности $\rho_{ij}(kq)$ (i, j нумеруют энергетические уровни атома) отличными от нуля будут компоненты с $\kappa=0, 1$. Эти компоненты характеризуют, соответственно, полную заселенность и ориентацию атомного уровня ($i=j=1, 2$).

Самосогласованная система уравнений для матрицы плотности атомов и поля (1) имеет вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} \right) \rho_{11}^{(00)} + \frac{\gamma_{11}^0}{2} \left(\rho_{11}^{(00)} - \frac{1}{\sqrt{2}} \delta_{11} \right) &= \frac{id^*}{\hbar\sqrt{12}} \left[E_{\mp}^* \rho_{12}(1, \mp 1) - E_{\pm}^* \rho_{12}(1, \pm 1) + \text{c.c.} \right], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\gamma_{11}^1}{2} \right) \rho_{11}^{(10)} &= -\frac{id^*}{\hbar\sqrt{12}} \left[E_{\pm}^* \rho_{12}(1, \pm 1) + E_{\mp}^* \rho_{12}(1, \mp 1) + \text{c.c.} \right], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} - i\varepsilon + \frac{\gamma_{12}^1}{2} \right) \rho_{12}(1, \mp 1) &= \pm \frac{id^*}{\hbar\sqrt{12}} E_{\mp} \left[\rho_{11}^{(00)} \mp \rho_{11}^{(10)} - \rho_{22}^{(00)} \mp \rho_{22}^{(10)} \right], \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E_{\pm} &= \mp \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[2N \frac{d^*}{\sqrt{6}} \int dv W(v) \rho_{12}(1, \pm 1) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где $E_{\pm} = E_x \pm iE_y$ – циркулярные компоненты волны, $(\gamma_{ii}^{\kappa=0.1})^{-1}$ – соответственно, времена релаксации полной заселенности и ориентации, γ_{12}^1 – однородная ширина (времена релаксации и однородная ширина определяются как радиационными процессами, так и столкновениями атомов), $W(v)$ – доплеровское распределение атомов по скоростям, d – приведенный матричный элемент перехода, $\varepsilon = \omega - \omega_0$ – расстройка резонанса, N – плотность атомов.

Предположим, что поле излучения (1) состоит из интенсивного $E_S(z, t)$ и пробного $E_W(z, t)$ импульсов, распространяющихся во встречных направлениях и смещенных во времени на промежуток τ :

$$E(z, t) = E_S(z, t)e^{i\omega z/c} + E_S^*(z, t)e^{-i\omega z/c} + E_W(z, t)e^{-i\omega' z/c}e^{i(\omega - \omega')t} + E_W^*(z, t)e^{i\omega' z/c}e^{-i(\omega - \omega')t}, \quad (3)$$

где

$$E_S(z, t) = \begin{cases} E_S(z), & \text{если } t < 0, \\ 0, & \text{если } t > 0, \end{cases}$$

$$E_W(z, t) = \begin{cases} 0, & \text{если } t < \tau, \\ E_W(z), & \text{если } t > \tau, \end{cases}$$

$E_S(z)$, $E_W(z)$ – медленно меняющиеся амплитуды.

На входе в резонансную среду интенсивная волна поляризована циркулярно ($E_{S+} \neq 0$, $E_{S-} = 0$), а слабая – линейно вдоль оси x .

Решая систему уравнений (2) с полем (3) находим, что в среде происходит изменение плоскости поляризации пробного сигнала. Наряду с x -компонентой поляризации на выходе появляется также y -компонента поляризации, которая в первом нелинейном приближении по интенсивному полю равна

$$|E_{Wy}| = |E_{Wx}(0)| q \xi_{S+} \left[\frac{2}{\gamma_{11}^1} e^{-\gamma_{11}^1 \tau/2} + \frac{2}{\gamma_{22}^1} e^{-\gamma_{22}^1 \tau/2} \right], \quad (4)$$

где $\xi_{S+} = \frac{|d|^2 |E_{S+}|^2}{2\sqrt{2} \hbar^2} \int \frac{\gamma_{12}^1 W(v) dv}{(\gamma_{12}^1)^2/4 + (\varepsilon - \omega v/c)^2}$ – параметр интенсивности сильной

волны, $q = N \left| \frac{id}{\hbar \sqrt{2}} \int \frac{W(v) dv}{-i\omega v/c - i\varepsilon' + \gamma_{12}^1/2} \right|$, $\varepsilon' = \omega' - \omega_0$ – расстройка резонанса

пробной волны.

Из представленной формулы (4) видно, что релаксация изменения плоскости поляризации обусловлена двумя процессами: релаксацией ориентации возбужденного и релаксацией ориентации основного уровня. Релаксация возбужденного уровня определяется как радиационным распадом атома, так и столкновениями, приводящими к перераспределению атомов по магнитным подуровням; а релаксация основного уровня – только столкновениями атомов. В

разреженных газах, когда столкновительное уширение мало, время релаксации ориентации возбужденного состояния в основном определяется быстрым радиационным распадом атома, а основного состояния – медленными столкновениями.

Из формулы (4) видно, что измеряя на выходе из среды u -компоненту поляризации пробного излучения в зависимости от времени задержки между накачкой и пробным сигналом, можно определять характерные и релаксационные времена распада системы γ_{11}^1 и γ_{22}^1 .

Отметим также, что τ есть время задержки пробного излучения относительно сильного излучения, т.е. $\tau < 0$ – это случай, когда слабая волна опережает сильную. Но поскольку, анизотропию создает сильная волна, то в этом случае нет вышеописанного явления.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет непосредственно измерять большие времена столкновений атомов на фоне малых времен радиационного распада.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.G.Adonts, E.G.Kanetsian.** Opt. Appl., **34**, 331 (2004).
2. **G.G.Adonts, E.G.Kanetsian.** Book of the Conference “Beyond Einstein – Physics for the 21st Century”, Bern, Switzerland, 2005, p.39.
3. **M.Y.Agre.** Book of the Conference “Beyond Einstein – Physics for the 21st Century”, Bern, Switzerland, 2005, p.39.
4. **T.V.Kuznetsova, J.M.Jarmoshenko, A.N.Titov, et al.** Book of the Conference “Beyond Einstein – Physics for the 21st Century”, Bern, Switzerland, PP-26-TUTH, 2005, p.43.
5. **G.G.Adonts, E.G.Kanetsian.** EOC topical meeting on nonlinear optics, Paris, France, 16-19 October, 2006, p.205.
6. **Г.Г.Адонц, Э.Г.Канецян.** Опт. и спектр., **98**, 368 (2005).
7. **D.Sarkisyan, A.Papoyan,** Technical Digest of the XVI Internat. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO’98), Moscow, Russia, 1998, p.23.
8. **A.V.Papoyan, R.G.Unanyan, K.Bergmann.** Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, **4**, 414 (1999).
9. **E.Ignesti, S.Cavalieri, L.Fini, E.Sali, R.Eramo, M.V.Tognetti, R.Buffa.** Laser Physics, **20**, 1132 (2010).
10. **R.M.Camacho, M.V.Pack, J.C.Howell, et al.** Phys Rev. Lett., **98**, 153601 (2007).
11. **В.А.Макаров, Л.А.Перешогин, Н.Н.Потравкин.** Опт. и спектр., **109**, 778 (2010).
12. **R.Buffa, S.Cavalieri, M.V.Tognetti.** Phys. Rev. A, **69**, 033815 (2004).
13. **М.Ю.Сайгин, А.С.Чиркин.** ЖЭТФ, **138**, 16 (2010).
14. **Е.Б.Александров, Г.И. Хвостенко, М.П.Чайка.** Интерференция атомных состояний. М., Наука, 1991.
15. **M.Omont.** J. Phys. (Paris), **26**, 26 (1965).
16. **M.Omont.** Progr. Quant. Electr., **5**, 70 (1977).
17. **С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов, А.М.Шалагин.** Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск, Наука, 1979.
18. **C.Cohen-Tannodji, F.Laloe.** J. Phys. (Paris), **28**, 505 (1967).
19. **M.Ducloy.** Phys. Rev. A, **8**, 1844 (1973).
20. **M.Ducloy.** Phys. Rev. A, **9**, 1319 (1974).
21. **Б.Деком, М.Дюмон, М.Дюклой.** Лазерная спектроскопия атомов и молекул. М., Мир, 1979.

ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ՌԵԼԱԿԱՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Գ.Հ. ԱԴՈՆՏ, Հ.Գ. ԿԱՆԵՏՅԱՆ, Մ.Ա. ԱՐԶԱԿԱՆՏՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է զոնդող ազդանշանի բևեռացման հարթության պտույտը նրան նախորդող ուժեղ լույսի դաշտում ռեզոնանսային միջավայրում հաշվի առնելով ատոմների օպտիկական մղումը: Ցույց է տրված, որ բևեռացման պտույտի փոփոխությունը պայմանավորված է երկու պրոցեսներով՝ ատոմի ռադիացիոն տրոհմամբ և մագնիսական ենթամակարդակների վերաբաշխման բախումներով: Ցույց է տրված, որ մեթոդը հնարավորություն է տալիս ատոմների ռադիացիոն տրոհման կարճ ժամանակամիջոցների ֆոնի վրա անմիջականորեն որոշել ատոմական բախումների ավելի մեծ ժամանակները:

DETERMINATION OF POLARIZATION RELAXATION
TIMES OF ATOMIC LEVELS

G.G. ADONTS, E.G. KANETSYAN, M.A. ARZAKANTSYAN

Probe signal polarization plane rotation in the field of an advanced in time intensive pulse is investigated taking into account optical pumping of atoms in a resonant medium. It is shown that the polarization plane modification is due to two processes: atoms radiation relaxation and collisions induced by atom magnetic sublevels redistribution. This method enables to measure large times of atoms collisions on the background of short times of the atom radiation decay.