

О ВРЕМЕНИ ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ С ПОМОЩЬЮ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА

И.В.Евсеев, В.А.Решетов

Предсказана существенная зависимость времени хранения информации с помощью стимулированного фотонного эха от значения полного углового момента основного состояния резонансных атомов и от поляризаций возбуждающих импульсов.

Стимулированное фотонное эхо (СФ эхо) формируется последовательностью трех возбуждающих импульсов, резонансных некоторому переходу $b \rightarrow a$ атомов среды ¹. Первые два ("записывающие") импульса, разделенные промежутком времени τ_1 , создают неравновесные распределения по скоростям атомов на верхнем и на нижнем резонансных уровнях. Эта не-

равновесность приводит к возникновению в среде сигнала СФ эха спустя промежуток времени τ_1 ("время воспроизведения") после прохождения через нее третьего ("считывающего") импульса. Время хранения информации определяется, таким образом, промежутком времени τ_2 между вторым и третьем возбуждающими импульсами, в течение которого сохраняется неравновесность в распределении атомов по скоростям. Для газов время τ_2 во всяком случае ограничено пролетными временами T_{lr} и временами T_a и T_b термализации распределений по скоростям для атомов, находящихся соответственно на резонансных уровнях a и b за счет их столкновений друг с другом или с атомами буферных газов. В действительности же в условиях экспериментов по СФ эху время τ_2 обычно бывает ограничено значительно более короткими временами — временами релаксации из-за спонтанных радиационных переходов и из-за упругих деполяризующих столкновений, т. е. столкновений не меняющих скоростей атомов, но меняющих их распределение по зеемановским подуровням резонансных уровней. Поэтому в дальнейшем ограничимся учетом только последних двух релаксационных процессов.

В экспериментах по СФ эху состояние a является, как правило, основным, а состояние b может быть любым возбужденным состоянием, связанным с основным оптически разрешенным переходом. В настоящей работе будем предполагать, что состояние a — основное, а состояние b может радиационным образом распадаться лишь в состояние a . Такая ситуация имела, например, место при исследовании СФ эха в парах $^{174}\text{Yb}^2$ и в парах $^{23}\text{Na}^3$.

Состояние атомов, находящихся на уровне α ($\alpha = a, b$) со значением полного углового момента J_α , характеризуется мультипольными моментами матрицы плотности порядка κ ($0 \leq \kappa \leq 2J_\alpha$), причем нулевой момент ($\kappa = 0$) описывает полную населенность уровня. Релаксация каждого мультипольного момента за счет упругих деполяризующих столкновений осуществляется независимо от остальных и характеризуется временем $1/\Gamma_\alpha^{(\kappa)}$. Отметим, что $\Gamma_\alpha^{(0)} \equiv 0$, поскольку упругие столкновения не меняют населенность уровня. Под действием спонтанных радиационных процессов все мультипольные моменты верхнего уровня распадаются за одинаковое время $1/\gamma$ и переносятся на нижний уровень. При этом населенность переносится полностью, а высшие мультипольные моменты ($\kappa > 0$) не полностью, так как часть углового момента уносится из системы фотонами. Этот факт приводит к тому, что через промежуток времени $1/\gamma$ все атомы окажутся в основном состоянии, но неравновесность в их распределении по скоростям сохранится лишь в состояниях с $\kappa \neq 0$. Только эти состояния и будут давать вклад в СФ эхо. Следует подчеркнуть, что, поскольку переход $b \rightarrow a$ оптически разрешен, то время $1/\gamma$ обычно невелико.

В подтверждение вышесказанного приведем выражение для напряженности электрического поля $E \sim e(\tau_2)$ СФ эха при $\tau_2 > 1/\gamma$. Пренебрегая малыми эффектами отдачи при спонтанном излучении, имеем:

$$e_x(\tau_2) = \frac{1}{3} (2b_0 + b_2) \cos(\psi_2 - \psi_1) + b_2 \cos(\psi_2 + \psi_1), \quad (1)$$

$$e_y(\tau_2) = b_1 \sin(\psi_2 - \psi_1) + b_2 \sin(\psi_2 + \psi_1), \quad (2)$$

$$b_x = \exp\left(-\Gamma_a^{(\kappa)} \tau_2\right) \left\{ \begin{matrix} \kappa & 1 & 1 \\ J_b & J_a & J_a \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \kappa & 1 & 1 \\ J_b & J_a & J_a \end{matrix} \right\} + (-1)^{J_a + J_b} \cdot \\ \cdot (2J_b + 1) \frac{\gamma}{\gamma + \Gamma_b^{(\kappa)} - \Gamma_a^{(\kappa)}} \left\{ \begin{matrix} \kappa & 1 & 1 \\ J_a & J_b & J_b \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \kappa & J_a & J_a \\ 1 & J_b & J_b \end{matrix} \right\}. \quad (3)$$

Здесь ψ_1 и ψ_2 — углы, которые составляют векторы поляризации первого и второго возбуждающих импульсов с осью X , которая направлена вдоль вектора поляризации третьего

возбуждающего импульса, а ось Z совпадает с направлением распространения импульсов. Подчеркнем, что формулы (1) – (3) справедливы при произвольных значениях угловых моментов J_a и J_b в приближении малых площадей возбуждающих импульсов, а в случаях $J_a = 0$ или $J_a = 1/2$, которые наиболее часто встречаются на практике, они справедливы и при произвольных площадях возбуждающих импульсов.

Как следует из (1) – (3), все переходы $b \rightarrow a$ можно разделить на три группы. К первой группе относится переход со значением $J_a = 0$ ($J_b = 1$). В этом случае основное состояние a характеризуется только населенностью, и время хранения информации с помощью СФ эха на этом переходе определяется малым радиационным временем жизни верхнего уровня. Такая ситуация, например, будет характерна для экспериментов по СФ эху в парах иттербия². Ко второй группе относятся переходы со значением $J_a = 1/2$ ($J_b = 1/2$ или $J_b = 3/2$). Теперь основное состояние характеризуется как населенностью ($\kappa = 0$), так и ориентацией ($\kappa = 1$). Однако упругие деполяризующие столкновения при $J = 1/2$ не увеличивают скорость распада ориентации: $\Gamma_a^{(1)} \equiv 0$ ¹. Тогда из (1) – (3), например, для перехода $J_b = 1/2 \rightarrow J_a = 1/2$, на котором формировалось СФ эхо в парах натрия³, имеем:

$$e_x(\tau_2) = 0, \quad e_y(\tau_2) = (2/27)\sin(\psi_2 - \psi_1). \quad (4)$$

Из формулы (4) следует, что время хранения информации в данном случае зависит от поляризаций возбуждающих импульсов. Если "записывающие" импульсы поляризованы в одной плоскости ($\psi_1 = \psi_2$), то $e(\tau_2) = 0$ и время хранения информации будет ограничено радиационным временем жизни верхнего уровня. Если же "записывающие" импульсы поляризованы в разных плоскостях, то $e_y(\tau_2) \neq 0$ и не зависит от τ_2 в принятой здесь модели релаксации. Это означает, что время хранения информации с помощью СФ эха в данном случае будет ограничено только большими по сравнению с $1/\gamma$ временами T_{1r} и T_a . Таким образом, формула (4) объясняет результат эксперимента³, в котором время хранения информации с помощью СФ эха значительно превышало радиационное время жизни верхнего уровня.

Наконец, к третьей группе относятся все переходы со значением $J_a > 1/2$. В этом случае основное состояние характеризуется целым рядом мультипольных моментов, которые распадаются под действием упругих деполяризующих столкновений. Время хранения информации на таких переходах зависит от соотношения между скоростями радиационной релаксации и релаксации под действием упругих деполяризующих столкновений. Если давления в газе достаточно велики, так что $\Gamma_{a,b}^{(\kappa)} > \gamma$, то время хранения информации будет определяться временем $1/\gamma$, и СФ эхо будет поляризовано вдоль вектора поляризации третьего возбуждающего импульса. Если же газ разрежен $\Gamma_{a,b}^{(\kappa)} < \gamma$, то, как следует из (1) – (3), время хранения информации будет определяться максимальным из времен релаксации $1/\Gamma_a^{(\kappa)}$ ($\kappa > 0$) мультипольных моментов основного состояния.

Таким образом, как показано в настоящей работе, путем выбора резонансных атомов среды и поляризаций возбуждающих импульсов можно существенно увеличить время хранения информации с помощью СФ эха в газовой среде по сравнению с $1/\gamma$.

Авторы признательны В.М.Ермаченко за полезные обсуждения.

Литература

1. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. ЖЭТФ, 1980, 78, 2213.
2. Carlson N.W., Babbitt W.R., Mossberg T.W. Opt. Lett., 1983, 8, 623.
3. Kachru R., Mossberg T.W., Hartmann S.R. Opt. Comm., 1979, 30, 57.