

## КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В МНОГОУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ

Э.М.Беленов, П.Г.Крюков, А.В.Назаркин, А.В.Усков

На примере лазерного перехода йода  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$  проведен анализ когерентного усиления на многоуровневых системах. Эволюция импульсов приводит к режиму с наибольшим возможным съемом энергии. Показана возможность эксперимента при химической накачке йода.

1. Изучение когерентного усиления импульсов света является важной частью проблемы когерентного взаимодействия излучения с веществом. Теоретическое рассмотрение когерентного усиления обычно ограничивается двухуровневой моделью усиливающей среды  $1-4$ . Однако, реальные системы, имеющие важное физическое и практическое значение, представляют собой многоуровневые и вырожденные системы. Тем не менее, лишь в некоторых работах делаются попытки оценить влияние вырождения на когерентное усиление  $5, 6$ . В данной работе на примере лазерного перехода  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$  атомарного йода изучаются особенности когерентного усиления при наличии сверхтонкого расщепления и вырождения. В частности, исследуется вопрос, как по сравнению с двухуровневой системой будет происходить съем импульсом энергии, запасенной в активной среде. Показано, что из всех устойчивых решений, дающихся "теоремой площадей"  $7, 8$ , в пределе больших длин распространения импульса реализуется решение, которое отвечает наибольшему съему энергии, запасенной в активной среде. Кроме того, будет показано, что при достаточно малой длительности импульса многоуровневая вырожденная среда "работает" как двухуровневая система без вырождения.

2. Верхний уровень лазерного перехода  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$  атома йода расщеплен на два подуровня, а нижний – на четыре подуровня  $9$ . Подуровни характеризуются значением полного углового момента  $F$ . С каждого из двух верхних подуровней имеется три перехода на нижние, так что всего имеется шесть компонент сверхтонкого расщепления перехода  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ . Исходя из интервалов по частоте между компонентами  $9$ , можно заключить, что импульс длительности  $\tau_p \gtrsim 10^{-10}$  с будет резонансно взаимодействовать лишь с одной из компонент, снимая инверсию лишь с одного из двух верхних подуровней. Для определенности будет говориться о взаимодействии импульса с переходом с верхнего подуровня  $F = 3$  на нижний подуровень  $F' = 4$ . Этот переход вырожден по проекциям  $m$  полного момента  $F$ , и в случае линейно поляризованного света переходы происходят без изменения  $m$ .

Анализ усиления импульса начнем с "теоремы площадей". Для случая поглощающей среды и неоднородно уширенной линии она была получена в  $8$ , а при однородном уширении приближенный вывод был получен в  $9$ . В рассматриваемом случае усиления импульса света "теорему площадей" можно записать в виде

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\alpha}{\sum_m p_m^2} \sum_{m=-3}^3 p_m \sin p_m \theta. \quad (1)$$

Здесь  $\theta(z) = \frac{\hat{\mu}}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt E(z, t)$  – "площадь" импульса,  $E(z, t)$  – амплитуда волны, распространяющейся по оси  $z$ ,  $\alpha$  – линейный коэффициент усиления,  $p_m = \mu_m / \hat{\mu}$ ,  $\mu_m$  – дипольный момент перехода между подуровнями  $(F, m)$  и  $(F', m)$ ,  $\hat{\mu}$  – дипольный момент какого-либо из этих переходов. В нашем случае за  $\hat{\mu}$  выбран дипольный момент перехода  $(F, 3) \rightarrow (F', 3)$ ,  $\hat{\mu} = \mu_3 = 0,27 \cdot 10^{-20}$  абс. ед.; таким образом,  $p_0 = 1,51, p_{\pm 1} = 1,46, p_{\pm 2} = 1,31$ . При прохождении импульса площади  $\theta$  разность населенностей  $n_m$  уровней  $(F, m)$  и  $(F', m)$  меняется с 1 на  $\cos p_m \theta$ . Согласно (1) "устойчивые" значения  $\theta = \theta_i$  дают минимум средней

разности населенностей  $\bar{n} = 1/(2F+1) \sum_m n_m$  после прохождения импульса, и соответственно, максимумы эффективности съема импульсом энергии активной среды  $\eta = \frac{1}{2}[1 - \bar{n}]$ . Среди "устойчивых" значений  $\theta_i$  имеется  $\theta_1 = 0,75\pi$ , дающее наибольшее значение коэффициента  $\eta$ :  $\eta_1 = 0,95$ . В интервале же  $0 < \theta < 4\pi$  устойчивыми решениями являются  $\theta_1 = 0,75\pi$  ( $\eta_1 \approx 0,95$ ),  $\theta_2 = 2,2\pi$  ( $\eta_2 = 0,67$ ) и  $\theta_3 = 3,4\pi$  ( $\eta_3 = 0,72$ ). Численное моделирование усиления импульса показало, однако, что независимо от начальных условий в конце концов устанавливается один определенный режим — режим с максимальным  $\eta$ . Иными словами, система стремится высветить при когерентном усилении максимум запасенной в активной среде энергии. Создается впечатление, что этот замечательный факт имеет глубокий термодинамический смысл.

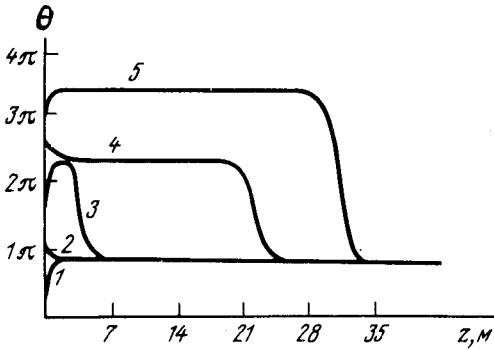


Рис. 1. Изменение "площади"  $\theta$  при распространении импульса для различных значений начальной площади: 1 —  $\theta_H = 0,2\pi$ ; 2 —  $\theta_H = \pi$ ; 3 —  $\theta_H = 1,5\pi$ ; 4 —  $\theta_H = 2,5\pi$ ; 5 —  $\theta_H = 3\pi$

Моделирование усиления проводилось на основе численного решения уравнений Максвелла — Блоха. Начальная длительность импульса выбиралась  $\sim 10^{-9}$  с, поэтому полагались  $T_1, T_2 = \infty$ , и неоднородным уширением пренебрегалось. Приведенные ниже графики относятся к типичному для эксперимента случаю, когда плотность атомов на верхнем подуровне  $10^{16}$  см $^{-3}$ . На рис. 1 показано изменение  $\theta$  при распространении импульса для пяти различных начальных значений  $\theta_H$  "площади". В первых двух случаях  $\theta$  ведет себя согласно (1), переходя к значению  $0,75\pi$ . В остальных случаях сначала  $\theta$  ведет себя согласно (1), переходя к ближайшему значению  $\theta_i$ ; "живет" здесь некоторое время, а затем переходит к значению  $\theta_1 = 0,75\pi$ , при котором имеет место максимальное значение  $\eta \approx 0,95$ .

На рис. 2 показана эволюция амплитуды  $E(z, t)$  импульса и изменение населенности  $\bar{n}$ . Видно, что по мере усиления импульс модулируется и сужается. Сравнение эволюций импульсов с различными начальными площадями показывает, что при практически одинаковой снимаемой энергии форма импульсов на выходе может существенно отличаться.

Модуляция и сужение (до  $\tau_p \sim 10^{-10}$  с) импульса по мере усиления приводят к тому, что он становится резонансным сразу трем переходам  $F = 3 \rightarrow F' = 4, 3, 2$ . Можно показать, что переходы с  $(F = 3; m)$  на  $(F' = 4; m)$ ,  $(F' = 3; m)$ ,  $(F' = 2; m)$  описываются как переход в двухуровневой системе с  $\mu_{эфф}^m = (\mu_{2,m}^2 + \mu_{3,m}^2 + \mu_{4,m}^2)^{1/2}$ . ( $\mu_{i,m}$  — дипольный момент перехода  $(F = 3; m) \rightarrow (F' = i; m)$ , причем  $\mu_{эфф}^m$  не зависит от  $m$ , и  $\mu_{эфф}^m = 0,43 \cdot 10^{-20}$  абс. ед. Таким образом, в результате сужения импульс будет взаимодействовать со средой атомарно-го йода как с двухуровневой невыврожденной средой с  $\eta = 1$ .

Отметим, что максимальное возможное значение  $\eta$  на переходе  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  (как и на переходе  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ ) составляет  $\approx 0,95$ . Следовательно, два импульса, резонансные переходам  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  и  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ , могут снять практически всю энергию, запасенную на двух верхних подуровнях, а форму импульса на выходе можно регулировать, меняя параметры входного импульса.

3. До сих пор эффекты когерентного усиления не нашли применения в мощных лазерах. Причина, по нашему мнению, состоит в том, что интенсивность излучения, при которой происходит когерентное усиление, оказывается выше порогов самовоздействия на активную среду (самофокусировка, пробой, многофотонное поглощение). Действительно, в мощных ла-

зерах велика энергия насыщения  $E_H$ , а время релаксации поляризации  $T_2$  достаточно короткое. Поэтому интенсивность  $E_H/T_2$ , при которой начинают проявляться эффекты когерентного усиления, превосходит  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Такие интенсивности близки к порогам самовоздействия в конденсированных средах и газах повышенного давления, используемых обычно в мощных лазерах. Вот почему в экспериментах <sup>10, 11</sup> удалось, по существу, лишь подойти к условиям режима когерентного усиления. А для его практической реализации в мощном лазере идеальной являлась бы среда с достаточно большой плотностью запасенной энергии, но без эффектов самовоздействия.

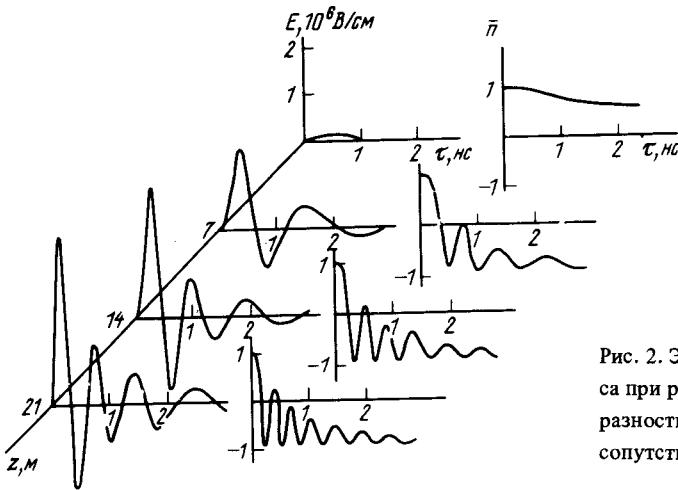


Рис. 2. Эволюция амплитуды  $E(z, t)$  импульса при распространении и изменение средней разности населенностей  $\bar{n}(z, t)$ .  $\tau = t - z/c$  — сопутствующее время,  $c$  — скорость света

Таким требованиям отвечает среда йодного лазера с химической накачкой. Инверсная населенность в этом лазере <sup>12</sup> получается при быстрой, близкой к резонансу, передаче энергии от метастабильного состояния молекулы кислорода  $O_2(a' \Delta g)$  на метастабильное состояние йода  $I(5^2P_{1/2})$ , причем необходимая концентрация  $O_2(a' \Delta g)$  (синглетного кислорода) получается в реакции хлорирования щелочного раствора перекиси водорода <sup>13</sup>. Анализ импульсного режима этого лазера показывает <sup>14</sup>, что при давлении синглетного кислорода  $\sim 10$  торр и йода  $\sim 0,3$  торр запасенная энергия составляет около 15 Дж/л и интенсивность усиливаемого импульса может достигать нескольких ГВт через см<sup>2</sup>. При таких давлениях энергия насыщения  $E_H < 0,01$  Дж, а  $T_2 > 10$  нс, т. е. интенсивность импульса превосходит ту, что требуется для когерентного усиления наносекундных импульсов, и нет основания ожидать ограничений из-за эффектов самовоздействия. Таким образом, в импульсном режиме лазера этого типа можно экспериментально наблюдать установленные особенности когерентного усиления.

#### Литература

1. Беленов Э.М., Ораевский А.Н., Шеглов В.А. ЖЭТФ, 1969, 56, 2143.
2. Lamb G.L. Phys. Rev., 1975, A12, 2052.
3. Захаров В.Е. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 603.
4. Манаков С.В. ЖЭТФ, 1982, 83, 68.
5. Маркано А.О., Платоненко В.Т. Квантовая электроника, 1980, 7, 759.
6. Gabitov I.R., Manakov S.V. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 495.
7. Mc Call S.L., Hahn E.L. Phys. Rev., 1969, 183, 457.
8. Rhodes C.K., Szöke A. Javan A. Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 1151.
9. Зуев В.С., Катуплин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю. ЖЭТФ, 1972, 62, 1673.
10. Баранов В.Ю., Борзенко В.Л., Мамота Д.Д., Перушевич Ю.В., Сатов Ю.А., Себрант А.Ю., Смаковский К.Б., Старостин А.Н., Стрельцов А.П. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 593.
11. Варнавский О.П., Киркин А.Н., Леонтович А.М., Маликов Р.Ф., Можаровский А.М., Трифонов Е.Д. ЖЭТФ 1984, 86, 1227.

12. *Bernard D.J., Mc Dermott W.E., Bernard D.J., Bousek R.R.* Appl. Phys. Lett., 1979, 34, 40.
13. *McDermott W.E., Pchelkin N.R., Bernard D.J., Bousek R.R.* Appl. Phys. Lett., 1978, 32, 469.
14. *Hays G.V., Fisk G.A.* IEEE Journ., 1981, QE-17, 1823.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

---

Поступила в редакцию  
18 июля 1985 г.  
После переработки  
19 декабря 1985 г.