

ДВУХКВАНТОВОЕ УСИЛЕНИЕ КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА

В.С. Летохов

1. Известно, что распространение мощного импульса света в усиливающей или поглощающей среде с одноквантовыми переходами имеет нелинейный характер за счет эффекта насыщения заселенности уровней. Зависимость усиления среды или пропускания насыщающегося фильтра от интенсивности излучения позволяет получать мощные короткие и ультракороткие импульсы когерентного света [1-4].

В настоящей работе для этой цели предлагается использовать нелинейность совершенно другого рода — нелинейность многофотонных процессов. В частности, двухквантовые переходы в среде с инверсной заселенностью уровней приводят к нелинейности усиления даже без насыщения заселенности уровней. При распространении мощного импульса света в среде с усилением за счет двухквантовых переходов происходит весьма эффективное сжатие импульса, так как коэффициент двухквантового усиления пропорционален мгновенной интенсивности импульса.

Заметим, что генерация излучения с помощью двухквантовых переходов впервые рассматривалась Прохоровым и Селиваненко [5], Сорокиным и Браслау [6], но экспериментально до сих пор не наблюдалась. Ниже отмечено, что метод усиления ультракоротких мощных импульсов света гораздо более выгоден для получения отрицательного поглощения за счет двухквантовых переходов, чем метод генерации.

2. Пусть импульс света частоты ω распространяется в среде с инверсной заселенностью двух уровней с разностью энергий $\Delta E = 2\hbar\omega$. Будем рассматривать случай, когда длительность импульса $\tau_{\text{им}}$ гораздо больше обратной спектральной ширины перехода $1/\Delta\omega$ ($\tau \gg \Delta\omega^{-1}$), а энергия импульса \mathcal{E} гораздо меньше энергии насыщения заселенностей за счет двухквантовых переходов \mathcal{E}_S ($\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_S$). В этой области механизм нелинейности из-за насыщения не действует. Тогда изменение интенсивности импульса в одномерном случае описывается уравнением

$$\frac{\partial P(r, x)}{\partial x} = P(r, x) \{ \alpha [P(r, x)] - \gamma \}, \quad P(t, x) = \frac{c}{8\pi} E^2(t, x), \quad (1)$$

где $r = t - x/c$, c — скорость импульса, $\alpha(P)$ — коэффициент усиления на единицу длины за счет двухквантовых переходов, γ — коэффициент линейных потерь на единицу длины. Коэффициент двухквантового усиления α определяется выражением [7,8]

$$\alpha(P) = \sigma(P) N = -4\pi \frac{\omega}{c} \chi''(\omega) E^2, \quad (2)$$

где $\sigma(P) = \sigma_1 P$ – сечение двухквантового перехода, N – плотность инверсной заселенности, $\chi''(\omega)$ – нелинейная восприимчивость активных частиц на частоте ω .

Решение уравнения (1) есть

$$P(x, r) = P_0(r) e^{-\gamma x} \{1 - \gamma^{-1} \alpha [P_0(r)] (1 - e^{-\gamma x})\}^{-1}, \quad (3)$$

где $P_0(r) = P(x=0, r)$ – форма импульса на границе среды. Если максимальное усиление начального импульса $\alpha_{0m} = \alpha(P_0(r_m))$ (r_m – точка максимальной интенсивности) превышает потери γ , то на некотором расстоянии

$$x_{кр} = \frac{1}{\gamma} \ln \frac{\alpha_{0m}}{\alpha_{0m} - \gamma} \quad (\alpha_{0m} > \gamma) \quad (4)$$

интенсивность импульса в максимуме обращается в бесконечность. Можно показать, что в этой же точке длительность импульса обращается в нуль:

$$r_{им} = r_0 [1 - \gamma^{-1} \alpha_{0m} (1 - e^{-\gamma x})]^{1/2}, \quad (5)$$

а энергия импульса $\xi = r_m P(r_m)$ также бесконечно возрастает:

$$\xi = \xi_0 e^{-\gamma x} [1 - \gamma^{-1} \alpha_{0m} (1 - e^{-\gamma x})]^{-1/2} = \xi_0 e^{-\gamma x} r_0 / r_{им}, \quad (6)$$

где r_0 и ξ_0 – начальные длительность и энергия импульса.

Соотношения (4) – (6) справедливы до тех пор, пока не начнет действовать механизм нелинейности из-за насыщения. В области насыщения заселенностей происходит дальнейшее сжатие импульса уже за счет двух механизмов нелинейности.

Полного "схлопывания" импульса, конечно, не происходит, так как при больших интенсивностях ($\sim 10^{12}$ *вт/см²*) и малых длительностях ($\sim 10^{-13}$ *сек*) начинают играть роль эффекты нелинейного поглощения за счет многоквантовых процессов более высокого порядка, дисперсия показателя преломления и т.д. Анализ роли этих эффектов требует отдельного рассмотрения. Однако отметим, что предельная длительность ультракоротких импульсов в рассмотренном методе гораздо короче, чем в лазере ультракоротких импульсов с самофазировкой мод нелинейным поглощением [3,4], так как она не зависит от времени жизни T_1 частиц на верхнем уровне.

3. Для экспериментального осуществления предложенного метода в качестве входного импульса наиболее пригодны импульсы излучения с длительностью $\sim 10^{-11}$ *сек* и энергией $\sim 10^{-3} + 10^{-2}$ *дж/см²*, получаемые, например, с помощью лазера с самофазировкой мод (например, на $\lambda = 1,06$ $\mu\text{ж}$) [3,4]. В качестве среды с двухквантовым усилением перспективны органические красители, обладающие сильным поглощением в области $\lambda = 0,3 + 0,4$ $\mu\text{ж}$ (возможна накачка второй гармоникой рубинового лазера) и широкой полосой длительной флуоресценции в обла-

сти $\lambda = 0,53 \text{ мк}$. Если удастся подобрать краситель с двухквантовым усилением $\alpha_{0m} \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ в поле с мощностью 50 Мвт/см^2 , то целесообразно помещать его внутри лазера с самофазировкой мод нелинейным поглотителем в качестве второго нелинейного элемента, который будет действовать после прекращения действия насыщающегося поглотителя. Такой лазер, по-видимому, будет способен излучать импульсы света с длительностью до 10^{-13} сек и энергией до $0,1 + 1 \text{ Дж/см}^2$.

4. Преимущество метода усиления по сравнению с методом генерации для получения двухквантового отрицательного поглощения, связано с возможностью работы с импульсами излучения, имеющими энергию на два-три порядка меньше, чем в случае генерации. Это объясняется сравнительно длительным временем импульса ($> 10^{-9} \text{ сек}$) в случае генерации из-за конечных размеров резонатора. В методе усиления можно работать с импульсами, имеющими длительность на несколько порядков короче.

Автор глубоко благодарен академику Н.Г.Басову за ценные обсуждения и поддержку настоящей работы.

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

Поступило в редакцию
28 декабря 1968 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, Р.В.Амбарцумян, В.С.Зуев, П.Г.Крюков, В.С.Летохов, ЖЭТФ, 50, 23, 1966; Письма ЖЭТФ, 4, 19, 1966.
- [2] Н.Г.Басов, В.С.Зуев, П.Г.Крюков, В.С.Летохов, Ю.В.Сенатский, С.В.Чекалин, ЖЭТФ, 54, 767, 1968.
- [3] A.J.De-Maria, D.A.Stetser, H.A.Heynau, Appl. Phys. Lett., 8, 174, 1966.
- [4] A.J.De-Maria, R.Gagosz, H.A.Heynau, A.W.Penney, G.Wisher. J.Appl. Phys., 38, 2693, 1967.
- [5] А.М.Прохоров, УФН, 85, 599, 1965.
- [6] P.P.Şorokin, N.Braslau, IBM Journal of research and development, 8, 177, 1964.
- [7] С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. Проблемы нелинейной оптики, изд. ВИНТИ, 1964.
- [8] Н.Бломберген. Нелинейная оптика, изд. Мир, 1966.

ТУРБУЛЕНТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ

В.И.Арефьев, И.А.Кован, Л.И.Рудаков

В ряде экспериментов по нагреву плазмы высокочастотными электромагнитными волнами [1-2] обнаружено, что скорость поглощения энергии ВЧ поля аномально велика в сравнении с величиной, рассчитан-