ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

535.35

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Одним из наиболее важных достижений лазерной физики в последнее время является генерация сверхкоротких гигантских импульсов света. С помощью лазеров уже получены импульсы с длительностью порядка 10^{-12} сек¹. Предложен также метод формирования мощных импульсов с характерным временем $10^{-13} - 10^{-14}$ сек².

Интерес к столь коротким импульсам в значительной степени обусловлен возможностью наблюдения с их помощью новых нелицейных эффектов в сильных полях. Один из таких эффектов был предсказан и наблюден Мак-Коллом и Ганом^{3,4}. Речь идет об увеличении прозрачности поглощающей среды для коротких интенсивных импульсов резонансного излучения (self-induced transparency). Это явление, как и фотолное эхо⁷, обусловлено особенностями когерентного взаимодействия мощного излучения с двухуровневой системой.

Напомним вначале некоторые результаты теории взаимодействия двухуровневых систем с электромагнитным полем ^{8, 9}*). Пусть на такую систему действует импульс резонансного когерентного излучения, обладающий длительностью

$$\tau_{\rm H} \ll T_1, \ T_2, \tag{1}$$

где T_1 и T_2 — соответственно времена продольной и поперечной релаксации системы. Условие (1) означает, что необратимые релаксационные процессы не успевают за время τ_{μ} существенно нарушить когерептность взаимодействия. Тогда, если импульс удовлетворяет условию

$$\Theta = \frac{2d}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \mathscr{E}(t) dt = (2n-1)\pi,$$

система, находившаяся прежде в равновесном состоянии, под действием поля переходит в полностью инвертированное состояние. Здесь d — электрический динольный момент кваптового перехода, $\mathscr{E}(t)$ — медленно меняющаяся амплитуда поля, n = 1, 2... Такие 180° -ные импульсы используются для создания инверсии в некоторых типах квантовых усилителей.

Если же

$$\Theta = \frac{2d}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \mathscr{E}(t) dt = 2n\pi, \qquad (2)$$

то по окончании взаимодействия с импульсом система оказывается в исходном состоянии. Следовательно, энергия импульса, удовлетворяющего (1) и (2), при распространении его в резонансной двухуровновой среде будет сохраняться. Среда для него становится прозрачной. Как видно из сказанного, эта прозрачность коренным образом отличается от известного просветления поглощающих сред за счет выравнивания заселенностей основного и возбужденного состояний.

Рассмотрим теперь, следуя ⁴, более подробно распространение импульсов, удовлетворяющих (1), в резонансной поглощающей среде **). Пусть в кристалле

(*) Исследованию поведения двухуровневой квантовой системы в поле излучения, состоящего из одной и двух квазирезопансных линий, посвящепа также работа ¹⁰ (см. там же библиографию).

**) Некоторые результаты исследования распространения импульсов в усиливающих средах можно пайти в¹²; там же приведен список основных работ по этому вопросу. растворены N двухуровневых оптических ионов (в расчете на 1 см³). Из-за статистического разброса локальных кристаллических полей линия поглощения будет неоднородно уширена с обратной шириной $T_2^* = g(0)$. Функцию распределения понов по расстройкам их резонансных частот ω_0 относительно частоты ω падающего светового импульса обозначим через $g(\Delta \omega)$, где $\Delta \omega = \omega_0 - \omega$, причем

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta \omega) \, d\Delta \omega = 1.$$

Будем считать также, что выполняется условие

$$\omega^{-1} \ll T_2^* \ll \tau_{\mathrm{H}} \ll T_2.$$

Вектор поляризации двухуровневой среды, представленный на языке магнитного резонанса в виде $\mathscr{P} = \hat{\mathbf{u}}_0 u + \hat{\mathbf{v}}_0 v - \hat{\mathbf{w}}_0 \frac{2d}{\hbar} W$, подчиняется уравнению Блоха ¹¹, которое для времен $t \ll T_1$, T_2 имеет вид

$$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} = \left[\mathcal{P} \left(\hat{\mathbf{u}}_0 \, \frac{2d}{\hbar} \, \mathcal{E} - \hat{\mathbf{w}}_0 \Delta \omega \right) \right]; \tag{3}$$

здесь \mathbf{u}_0 , \mathbf{v}_0 и \mathbf{w}_0 — единичные векторы фиктивной ортогональной системы координат, вращающейся с частотой $\boldsymbol{\omega}$ вокруг $\mathbf{\hat{w}}_0$; v и u — комбинации недиагональных элементов матрицы плотности двухуровневой среды, ответственные за электродипольное поглощение (v) и дисперсию (u); W — спектральная плотность энергии поглощаю-

щих частиц в 1 с.и³, пропорциональная разности заселенностей верхнего и нижнего уровней.

Световой импульс, распространяющийся в резонансной среде вдоль оси z, представим в виде илоской волны, поляризованной, например, по кругу:

$$\mathbf{E} = \mathscr{E}(z, t) \left[\mathbf{i} \cos \left(\omega t - kz \right) - \mathbf{j} \sin \left(\omega t - kz \right) \right], \quad (4)$$

где $k = \frac{\omega \eta}{c}$ — волновое число, η — показатель преломления, а медленно меняющаяся амплитуда $\mathscr{E}(z, t)$ удовлетворяет соотношениям $\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial z} \ll k \mathscr{E}$ и $\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial t} \ll \omega \mathscr{E}$. Тогда распространение импульса можно описать уравнением

$$\frac{\partial \mathscr{E}(z, t)}{\partial z} + \frac{\eta}{c} \frac{\partial \mathscr{E}(z, t)}{\partial t} = -\frac{2\pi\omega}{\eta c} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta\omega) v(z, t, \Delta\omega) d\Delta\omega.$$
(5)

Из (3) и (5) вытекает соотношение

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2} \Theta(z) = \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \Theta_0 \right) e^{-1/2 \alpha z}; \quad (6)$$

здесь Θ_0 — значение Θ для ионов с $\Delta \omega = 0$ при z = 0,

$$\alpha = \frac{8\pi^2 d^2 \omega g(0) N}{n^{\hbar c}}$$

На рис. 1, *a* приведена зависимость Θ от *z*, соответствующая (6). Видно, что при $z \to \infty$ для $2(n-1)\pi \leq \Theta_0 \leq (2n-1)\pi$, $\Theta \to 2(n-1)\pi$.

соответствующая (0). Бидно, что при $z \to \infty$ для $2(n-1)\pi < \Theta_0 < (2n-1)\pi < \Theta_0 < (2n-1)\pi$, а для $(2n-1)\pi < \Theta_0 < 2n\pi$ $\Theta \to 2n\pi$. При $\Theta_0 < \pi$ импульс затухает по мере распространения, площадь его Θ (z) стремится к нулю. В пределе очень малых Θ затухание описывается обычным экспоненциальным закопом $\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 e^{-1/2\alpha z}$. Если же $\Theta_0 > \pi$, то на расстоянии нескольких α^{-1} импульс приобретает форму, удовлетворяющую (2), теряя при этом некоторую долю своей энергии. Сформировавшись, он распространяется дальше без потерь, как в прозрачной среде. Эти выводы продемонстрированы на рис. 1, 6, где приведены решения $\mathscr{E}(z, t)$ для $\Theta_0 = 0.9\pi$ и $\Theta_0 = 1.4\pi$.



Для возбужденного образца развивается в направлении — z

(z измеряется в единицах $\pi\alpha^{-1}$). 6) Зависимость \mathscr{E} от z и t для $\Theta_l = 0.9\pi$ и 1,1 π . Начальная

форма — гауссова (время измеряется в единицах ширины импуль-

ca τ_и).

3π

 2π

Из (5) следует, что сформировавшийся импульс является стационарным и описывается формулой

$$\mathscr{E}(z, t) = \frac{\hbar}{d\tau} \operatorname{sech}\left[\frac{1}{\tau}\left(t - \frac{z}{V}\right)\right];$$
(7)

здесь V — скорость распространения стационарного импульса, τ — его длительность, обратно пропорциональная значению \mathscr{E} в максимуме.

Как показывают расчеты, произвольный входной импульс с $\Theta_0 \approx 2n\pi$ при распространении в резонансной поглощающей среде разбивается на n стационарных импульсов, описываемых формулой (7).

Стационарный импульс, распространяясь, на своем переднем фронте теряет энергию на котерентное возбуждение атомов и получает ту же энергию обратно на заднем фронте. Следовательно, скорость его распространения V должна быть меньше световой. Вычисления приводят к формуле, подтверждающей этот вывод:

$$\frac{1}{V} = \frac{\eta}{c} + \frac{\alpha \tau}{2} \tag{8}$$

Видно, что более интенсивные импульсы бегут быстрее, чем слабые. Если световой пучок на входе в среду имел поперечное распределение интенсивности с максимумом в центре, то по мере распространения его поперечные размеры на переднем крае будут уменьшаться из-за отставания периферийных частей пучка от центральных. Сужение может быть столь значительным, что дифракционными эффектами нельзя будет пренебрегать.

Отметим, что уравнения (3) и (5) для стационарного импульса (7) в ⁴ решены без предположения $T_2^* \ll \tau_n$. Эксперимент ^{4,5} качественно подтверждает основные теоретические выводы.

Эксперимент ^{4,5} качественно подтверждает основные теоретические выводы. В ⁴ в качестве двухуровневой поглощающей системы использовался рубиновый стержень, охлаждаемый жидким Не для уменьшения скорости релаксационных процессов (увеличения T_2). Источником интенсивных импульсов света служил рубиновый лазер с управляемой добротностью, охлаждаемый жидким азотом. Он давал плоскополя-

ризованное излучение, обусловленное генерацией на переходе $\overline{E}~(2E) \longleftrightarrow 4A_2 \left(\pm \frac{3}{2}\right)$.

Частота излучения была резонансной для перехода $4A_2\left(\pm\frac{1}{2}\right) \leftrightarrow \overline{E}$ (2E) в образце, охлаждаемом жидким Не. Длительности импульсов составляли 10—20 нсек.

це, облаждаемом жидним не. Длительности импульсов составляли 10-20 жеек. Импульсы с малой интенсивностью, проходя через рубиновый поглощающий

стержень, ослаблялись почти в 10⁵ раз, в то время как импульсы с энергией, превышающей пороговую, проходили почти не ослабляясь. При этом наблюдалась значительная задержка выходных импульсов, достигавшая величины, соответствующей увеличению оптического пути на 100 длин образцов.

Указанное аномальное пропускание можно трактовать как обусловленное обычным эффектом насыщения, однако тогда невозможно объяснить столь большие задержки импульсов. К тому же скоростные уравнения для заселенностей здесь неприменимы, поскольку времена релаксации в рубине при температуре жидкого Не превосходят длительности использовавшихся импульсов.

При повышении температуры поглощающего рубинового стержия аномальное пропускание его уменьшалось и полностью исчезало при 40° К ⁴. Этот факт также говорит в пользу того, что наблюдавшаяся прозрачность поглощающего образца обусловлена когерентным взаимодействием.

Пател и Слашер ⁵ аналогичные эксперименты провели, используя излучение лазера на CO₂ с управляемой добротностью. Поглощающей средой служил газ SF₆, заполнявший двухпроходную кювету с общей длиной 4,7 × 2 м. Эта газовая система удобна тем, что в ней можно легко контролировать времена релаксации поглощающих уровней, допплеровскую ширину линии и коэффициент поглощения, изменяя давление, температуру и добавки буферного газа, что позволяет провести подробное исследование зависимости характеристик выходных импульсов от параметров вещества. Как показывает рис. 2, для импульсов длительностью 200—300 *исек* наблюда-

Как показывает рис. 2, для импульсов длительностью 200—300 исек наблюдалось резкое увеличение прозрачности SF₆, начиная с некоторого порогового значения энергии. Это пороговое значение почти не изменялось в пределах давлений 0,01 — 0,041 mop.

Некоторые результаты исследования формы выходных импульсов и их задержек продемонстрированы на рис. З. Видно, что выходные импульсы значительно симметричнее входных.

Исследование задержек импульсов от их интенсивности ⁵ показало качественное согласие с теоретическими выводами: с увеличением интенсивности входных импульсов от пороговой до максимально достижимой задержки изменялись от 0,7 *мксек* до 50 *нсек*.

11 уфн, т. 95, вып. 3

Снимок, полученный путем двойной экспозиции и приведенный на рис. 3, 6, показывает, что задержанный импульс значительно превосходит по интенсивности «хвост» входного импульса, которому он соответствует по времени задержки. Это свидетельствует против интерпретации наблюдаемой прозрачности среды как просветления за счет насыщения квантового перехода.

При значительном превышении порога выходной импульс содержал несколько максимумов, что согласуется с теорией⁴.

Если длительность интенсивного импульса $\tau_{\mu} > T_2$, то следует ожидать, что при распространении он будет сужаться за счет поглощения на заднем фронте. Такое



Рис. 2. Зависимость выходной энергии P_{BMX} от энергии входных импульсов P_{BX} при различных давлениях ($\Box - 0.033$, $\blacksquare - 0.041$). Единицы измерения энергий — произвольные.



Рис. 3. Осциллограммы входных и выходных импульсов при небольшом превышении порога.

а) Типичный выходной импульс при отсутствии SF₆ в кювете. б) Двойная экспозиция выходных импульсов. Незадержанный импульс такой же, что и на рисунке а), увеличенный по вертикали в четыре раза. Задержанный выходной импульс получен при давлении SF₆ 0,04 mop. е) Выходной импульс при давлении SF₆ 0,04 mop. Для уменьшения времени поперечной релаксации добавлялся Не под давлением 2 mop. Заметно сумёние выходного импульса и почти полное отсутствие задержки.

суже́ние наблюдалось в ⁵ и продемонстрировано на рис 3, e. Авторы этой работы считают, что по длительности сформировавшихся 2π -импульсов при незначительном превышении порога можно хорошо определять время релаксации T_2 . Они же полагают, что низкие пороговые интенсивности могут позволить изучать релаксационные времена с помощью фотонного эха.

Любопытные экспериментальные результаты получены авторами работы ⁶. Экспериментируя с лазерами на неодимовом стекле и на рубине, добротность которых модулировалась вращающимся зеркалом, они обнаружили в излучении импульсы иикосскундной длительности. Точнее, эти импульсы, появлявшиеся спонтанно, имели длительность порядка 1 псек для неодимового лазера и 10 псек для рубинового. Для обнаружения их использовалась методика двухфотонного импульсного столкновения и сверхскоростная методика.

Объяснить возникновение этих импульсов можно на основе когерентного взаимодействия двухуровневой инвертированной системы с резонансным полем. Когда начинается генерация лазера из шумов, некоторые части зарождающейся волны могут оказаться более короткими и более интенсивными, чем другие. Пусть длительность такого всплеска < T₂. Тогда он будет вынуждать к когерентному излучению тем больше активных частиц, чем более длинный импульс, когерентность взаимодействия которого со средой прерывается релаксационными процессами. Ясно, что в этом случае короткий импульс в резонаторс будет нарастать быстрее, чем длинный. В достаточно длинном усиливающем стержне он нарастал бы до превращения в 180°-ный импульс. В резонаторе его рост ограничивается потерями на зеркалах и уменьшением инверсной заселенности.

В пользу такого объяснения говорят энсргетические оценки, проведенные в 6, и то обстоятельство, что длительности наблюдаемых сверхкоротких импульсов неплохо согласуются с ширинами линий рубина и неодимового стекла.

Ранее пикосекундные импульсы были обпаружены в излучении лазеров, добротность которых модулировалась насыщающимися фильтрами. Появление их объяснялось синхронизацией мод за счет нелинейности фильтра. Работа 6 показывает, что такие импульсы содержит также излучение лазеров при модуляции добротности вращающимся зеркалом. Это дает основание полагать, что все достаточно мощные дазеры с модулированной добротностью дают пикосекундные импульсы и что многие эксперименты, выполненные с применением гигантских импульсов, должны быть пересмотрены с учетом наличия в излучении мощных пикосекундных импульсов.

В заключение отметим, что работы 3-6, содержание которых коротко изложено в этой заметке, отнюдь не исчерпывают вопроса. Необходимо более детальное выяснение влияния процессов релаксации дифракционных эффектов, формы входных импульсов. Важно выяснить роль фазовых соотношений, многомодовости излучения, различных типов уширения линий. И как показала работа ⁶, небезынтересно также исследование когерентного взаимодействия сверхкоротких импульсов с активной средой, помещенной в резонатор.

К. Н. Драбович

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. A. J. De Maria, D. A. Stetser, H. Heynau, Appl. Phys. Lett. 8, 174
- (1966); J. Appl. Phys. 38, 2694 (1967).
 С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, А. С. Чиркин, Письма ЖЭТФ 7 (7), 237 (1968).
 S. L. McCall, E. L. Hahn, Bull. Amer. Phys. Soc. 10, 1189 (1965).

- S. L. McCCall, E. L. Hahn, Phys. Rev. Lett. 18, 908 (1967).
 G. K. N. Patel, R. E. Slusher, Phys. Rev. Lett. 19, 1019 (1967).
 M. A. Duguay, S. L. Shapiro, P. M. Rentzepis, Phys. Rev. Lett. 19, 1014 (1967).
- 7. А. Н. Ораевский, УФН 91 (2), 181 (1967).
- 8. А. Вейлстеке, Основы теории квантовых усилителей и генераторов, М., ИЛ, 1963.
- 9. В. М. Файн, Я. И. Ханин, Квантовая радиофизика, М., «Сов. радио», 1965. 10. П. А. Апанасевич, Г. И. Жовна, А. П. Хапалюк, Ж. прикл. спек-
- троскопии 8, 23 (1968).
 11. F. Bloch, Phys. Rev. 70, 460 (1946).
 12. А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков, Оптические генераторы на твердом теле, М., «Сов. радио», 1967.