

ПРОСВЕТЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ ТРЕХУРОВНЕВОЙ СРЕДЫ ДЛЯ СЛАБОГО ИМПУЛЬСА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ 2π -ИМПУЛЬСА НА СМЕЖНОМ ПЕРЕХОДЕ (V -СХЕМА)

*Н. В. Денисова, В. С. Егоров, В. В. Козлов,
Н. М. Реутова, П. Ю. Сердобинцев, Э. Е. Фрадкин*

*Научно-исследовательский институт физики
198904, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 15 апреля 1997 г.

Экспериментально и теоретически исследовано когерентное взаимодействие двух ультракоротких импульсов сверхизлучения неона, обладающих сходящимся волновым фронтом, с оптически плотной резонансно поглощающей трехуровневой средой V -конфигурации. Исследовалось как раздельное, так и совместное распространение импульсов с длинами волн: $\lambda_1 = 614.3$ нм (сильное поле, $\theta_1 \geq \pi$) и $\lambda_3 = 594.5$ нм (слабое поле, $\theta_3 \approx \pi/20$). В случае раздельного распространения для импульса сильного поля наблюдался эффект сверхпрозрачности поглощающей среды, связанный с формированием на смещенной частоте ($\Delta\nu \approx 1700$ МГц) солитоноподобного импульса за счет дисперсионно-дифракционного эффекта стабилизации. Импульс слабого поля в этом случае полностью поглощался. Совместное распространение импульсов приводит к появлению новых эффектов. Наблюдается прохождение через поглотитель подпорогового импульса (слабого поля) за счет его когерентного взаимодействия с сильным полем на смежном переходе. Теоретически показано, что уменьшение поглощения слабого импульса происходит, во-первых, в результате некогерентного просветления резонансного перехода за счет опустошения нижнего уровня полем сильного импульса, и, во-вторых, в результате когерентного переноса поляризации между верхними уровнями за счет двухфотонных процессов. При надлежащем подборе условий совместного распространения последний механизм обеспечивает безынерсное усиление слабого импульса в широкой полосе частот. При этом коэффициент усиления может даже превышать по абсолютной величине линейный коэффициент поглощения. Экспериментально зафиксировано различие скоростей распространения импульсов слабого и сильного полей. Наблюдается сдвиг несущей частоты слабого поля в красную сторону (≈ 600 МГц). Теоретически рассмотрен механизм переноса фазовой модуляции через общий нижний уровень от сильного импульса к слабому.

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность усиления и генерации света без инверсии населенностей за счет интерференции атомных переходов, приводящей к подавлению резонансного поглощения, была предсказана Кочаровской и Ханиным в работе [1] в 1988 г. и в независимо появившихся работах Харриса [2] и Скалли с соавторами [3]. Наиболее яркие результаты по получению безынерсного усиления демонстрируются в системах Λ -типа как следствие проявления эффекта когерентного захвата населенностей. Вместе с тем нам неизвестны ни теоретические, ни экспериментальные работы, посвященные безынерсному усилению ультракоротких импульсов света в трехуровневой схеме V -конфигурации. В основном проблема распространения импульсов на смежных переходах в V -схеме

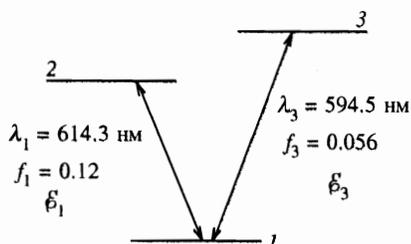


Рис. 1. Трехуровневая V-схема с обозначениями, используемыми в тексте

рассматривалась с точки зрения формирования двухчастотных солитонов — симулонов [4, 5].

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследуется совместное распространение двух ультракоротких импульсов света на смежных переходах через плотную трехуровневую среду V-конфигурации с неоднородно уширенной линией поглощения. Длительности обоих импульсов короче всех времен релаксации атомной системы. До прихода импульсов в среду все атомы находятся в нижнем состоянии (см. рис. 1). На вход среды посылается импульс, резонансный с низкочастотным переходом, с интенсивностью \mathcal{E}_1 , достаточной для создания инверсии между уровнями 2 и 1 (т.е. площадью большей π). С некоторой временной задержкой на смежном высокочастотном переходе в поглощающую среду входит слабый импульс \mathcal{E}_3 , не меняющий заселенность уровня 3. Экспериментально наблюдается резкое ослабление поглощения для слабого поля. В предположении, что длительность слабого импульса меньше длительности сильного, теоретически доказано существование широкой полосы частот, в которой спектральные компоненты слабого поля могут испытывать усиление.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Источник сверхизлучения

Импульсы сверхизлучения возникали практически одновременно при возбуждении высоковольтного наносекундного разряда (скорость нарастания напряжения $\approx 6 \cdot 10^{11}$ В/с) в узком толстостенном стеклянном капилляре с внутренним диаметром $d = 0.4$ мм и длиной $L = 27$ см. Геометрические параметры капилляра подбирались таким образом, чтобы обеспечить высокую пространственную когерентность поля излучения: числа Френеля $F_{1,3} = d^2/L\lambda_{1,3}$ для обеих длин волн ~ 1 . Возбуждение газа в такой системе осуществляется ионизирующей волной градиента потенциала. Сверхизлучательный режим работы такого источника исследован и описан нами в [6], однако одновременная «одномодовая генерация» на двух указанных длинах волн в таком узком капилляре получена впервые. Оптимальное давление неона $p \approx 0.7\text{--}0.9$ Торр. Длительности «красного» ($\lambda_1 = 614.3$ нм, переход $2p_6 - 1s_5$) и «желтого» ($\lambda_3 = 594.5$ нм, $2p_4 - 1s_5$) импульсов сверхизлучения составляли соответственно 1–1.5 нс и 0.5–0.8 нс. Максимальная мощность «красного» импульса составляла 0.7 Вт, а «желтого» в зависимости от условий возбуждения — приблизительно в 10–40 раз меньше, так что в дальнейшем их можно рассматривать как сильное («красный» импульс) и слабое («желтый» импульс) поля. «Желтый» импульс появлялся на 0.5 нс позднее «красного», но так как длительность «красного» импульса больше, чем «желтого», оба импульса полностью перекрыва-

лись во времени. Несущая частота «красного» импульса была смещена в фиолетовую область спектра на ≈ 200 МГц $\approx 1/7\Delta\nu_{Doppl}$, а «желтого» импульса — на 300 МГц в красную область спектра. Ширина спектра «красного» импульса ≈ 1.2 ГГц, «желтого» импульса ≈ 1.4 ГГц.

2.2. Поглощающая среда

Импульсы из источника излучения направлялись в поглощающую среду — плазму положительного столба тлеющего разряда в неоне, содержащую метастабильные атомы неона в состоянии $1s_5$ ($2p^5 3s$) с максимальной концентрацией равной $\approx 10^{12}$ см $^{-3}$. Разряд происходил в стеклянной трубке длиной 30 см и диаметром 10 мм при рабочем давлении 1.6 Торр, токе 2–7 мА и напряжении питания трубки ≈ 1.5 кВ. Входные окошки трубки были впаяны под углом Брюстера. Для измерения концентраций зеркало устанавливалось позади отростка, впаянного перпендикулярно оси трубки. Коэффициент отражения зеркала измерялся на длине волны $\lambda = 585.2$ нм. Измерение концентрации метастабильных атомов неона на уровне $1s_5$ проводилось методом зеркала за трубкой [7] на длинах волн $\lambda = 614.3$ и 594.5 нм с помощью ФЭУ-38 и цифрового вольтметра. Так как распределение метастабильных атомов по диаметру трубки в положительном столбе тлеющего разряда неоднородно (описывается функцией Бесселя нулевого порядка), реально измерялось среднее по диаметру значение концентраций.

До прихода импульсов в среду уже существует определенное распределение заселенностей между тремя рассматриваемыми уровнями указанных выше конфигураций. Однако заселенности уровней $2p_4$ и $2p_6$ достаточно малы — порядка 10^{10} см $^{-3}$, что много меньше заселенности уровня $1s_5$, поэтому будем пренебрегать ими в дальнейшем обсуждении. Так как нижний метастабильный уровень $1s_5$ является общим для обоих переходов, взаимное расположение всех трех уровней соответствует V-конфигурации среды.

Фокусировка светового пучка, проходящего через поглощающую ячейку, осуществлялась при помощи линзы таким образом, чтобы пучок сходился непосредственно за выходным окошком поглощающей ячейки. При такой геометрии пучка (неплоский волновой фронт) создаются условия для реализации режима сверхпрозрачности, см. [8–10].

Для того чтобы взаимодействие излучения с резонансно-поглощающей средой носило когерентный характер, необходимо выполнение условий $\tau \ll T_2, T_1$, где τ — длительность любого из импульсов. В разреженных атомных газах и в разряде низкого давления данное неравенство выполняется для наносекундного диапазона длительностей импульсов. Для обсуждаемых условий эксперимента ($I \leq 6$ мА) время фазовой памяти среды для переходов $2p_6 - 1s_5$ и $2p_4 - 1s_5$ составляет по нашим оценкам $T_2 = 11$ нс. При расчете T_2 принимались во внимание процессы радиационной и столкновительной релаксаций в поглощающей среде; столкновения с электронами не учитывались из-за их малой концентрации в разряде при указанных выше условиях, $n_e < 10^{12}$ см $^{-3}$, см. [11]. Константа релаксации заселенностей T_1 для используемых переходов измерена в [12] и равна ≈ 19 нс. Эти оценки показывают, что длительности используемых импульсов короче времен релаксации более чем на порядок и взаимодействие импульсов с обоими переходами носит когерентный характер. Временная когерентность взаимодействия дополняется условием пространственной когерентности, обеспечиваемой одномодовым характером генерации источника излучения.

Важно заметить, что в наших экспериментах два одних и тех же перехода в неоне использовались как для генерации, так и в качестве поглотителя. Поэтому и для «желтого», и для «красного» импульсов выполнены условия резонансного взаимодействия.

2.3. Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка, общая схема которой представлена на рис. 2, обладала высоким временным разрешением ~ 300 пс и позволяла производить измерение спектрально-временных характеристик обоих импульсов, а также контролировать оптическую плотность поглощающего слоя в момент этих измерений. Было исследовано как совместное, так и раздельное взаимодействие импульсов с трехуровневой средой V-конфигурации. Для того чтобы осуществить раздельное распространение импульсов, см. рис. 2, пучки разводились на входе в среду призмой П на расстояние ≈ 2 мм, равное их диаметру, что позволило реализовать отдельные каналы взаимодействия в поглощающей ячейке для «красного» и «желтого» импульсов.

Для проведения временных измерений основные пучки, прошедшие через призму и поглощающую ячейку, направлялись в оптическую линию задержки и затем регистрировались с помощью фотодиода (ЛФД-2) и стробоскопического осциллографа С7-8. Второй пучок излучения, отраженный от входной поверхности призмы, служил для синхронизации и запуска осциллографа; в качестве приемника излучения был использован ФЭУ RCA с временным разрешением ~ 1 нс.

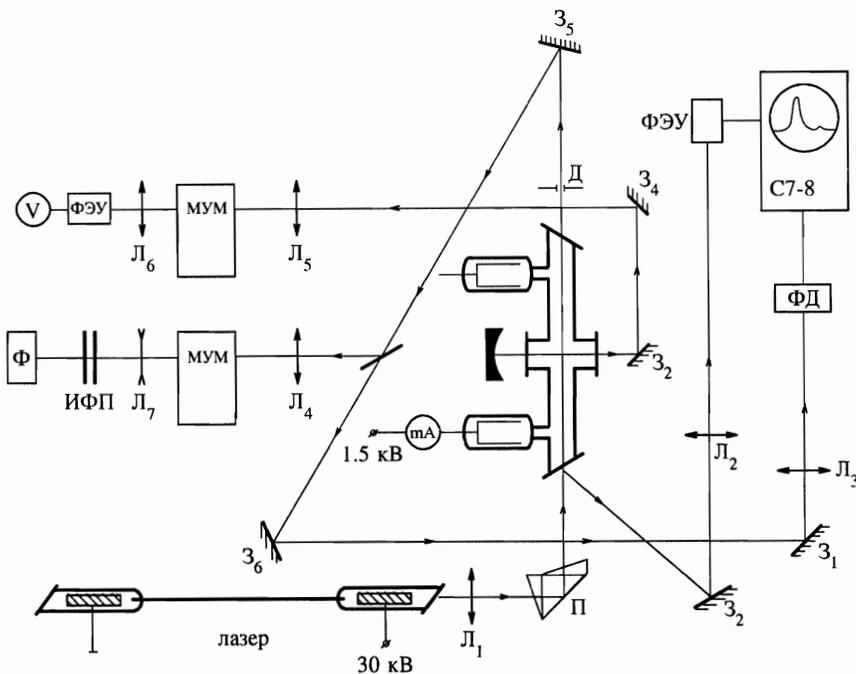


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для наблюдения раздельного распространения импульсов. З₁-З₆ — зеркала, Л₁-Л₇ — линзы, П — призма, ФД — фотодиод ЛФД-2, С7-8 — стробоскопический осциллограф, V — цифровой вольтметр, мА — миллиамперметр, Д — диафрагма, ИФП — интерферометр Фабри-Перо, Ф — фотоаппарат

Исследование спектральных характеристик импульсов осуществлялось с помощью интерферометра Фабри–Перо ИТ28-30 с распорным кольцом 30 мм и плоскими широкополосными зеркалами с диэлектрическим покрытием (свободный спектральный интервал 5000 МГц, полуширина аппаратного контура 260 МГц). В качестве прибора предварительной дисперсии использовался монохроматор МУМ. Интерферометр работал в расходящемся пучке. Для устранения влияния спонтанного излучения использовалась диафрагма ДФ на выходе поглощающей трубки, а сама трубка зачернялась. Система регистрации полностью экранировалась от внешних источников света.

Для реализации режима совместного распространения «красного» и «желтого» импульсов в поглощающей среде пучки, излучаемые источником, направлялись зеркалом в один канал распространения. Призма П, разделяющая «желтый» и «красный» пучки, помещалась за поглощающей ячейкой, что позволяло поворотом этой призмы перестраивать регистрирующую систему для измерения параметров «желтого» или «красного» импульсов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Независимое распространение импульсов

При наблюдении независимого распространения импульсов пучки не перекрывались на входе в среду. Экспериментально были исследованы временные и спектральные характеристики «красного» и «желтого» импульсов до и после взаимодействия с поглощающей средой, что позволяет сравнить результаты взаимодействия при различных входных параметрах импульсов.

Изучение распространения «красного» импульса через поглощающую среду показало, что для этого импульса при превышении определенного энергетического порога ($\theta_1 \geq \pi$) реализуется режим сверхпрозрачности [8, 10], т. е. наблюдается распространение импульса на anomalно большие расстояния по сравнению с классическими пределами для эффекта самоиндуцированной прозрачности (СИП). Отмечено характерное для эффекта сверхпрозрачности наличие «красного» сдвига несущей частоты импульса сильного поля по отношению к резонансу на величину порядка $\sim \Delta\nu_{D_{\text{опп}}}$.

На рис. 3 приведена осциллограмма, позволяющая сравнить временные формы входного импульса и прошедшего через поглощающую среду «красного» импульса. Максимальная задержка импульса, прошедшего через поглощающую среду, составляла 1.5 нс, при этом на совместной осциллограмме пик прошедшего импульса выходит из-под контура падающего импульса. Импульсы с большой входной амплитудой задерживались меньше, чем импульсы с малой входной амплитудой, и проходили с меньшим поглощением.

При концентрациях поглощающих атомов ($\approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$) «красный» импульс ослаблялся приблизительно в 8–20 раз (в зависимости от входной амплитуды). При меньших концентрациях ($\approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) импульс проходил почти без ослабления.

При распространении «желтого» импульса через оптически плотный поглощающий слой наблюдалась совершенно иная картина: в среде с концентрацией ($\geq 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) импульс ослаблялся настолько сильно, что на выходе из поглощающей ячейки даже при максимальной чувствительности регистрирующей системы импульс не мог быть зарегистрирован. Очевидно, что в данном случае энергия «желтого» импульса на входе в

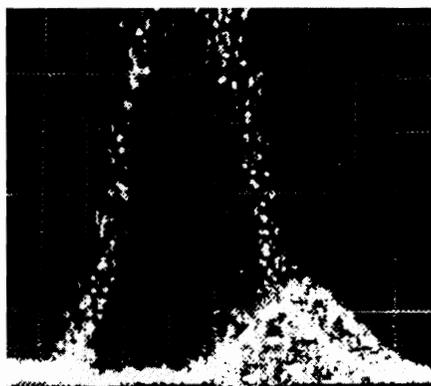


Рис. 3. Осциллограммы входного (верхняя запись) и прошедшего (нижняя запись) через поглощающую среду «красного» импульса, полученные при независимом распространении импульсов. Временной масштаб — 0.5 нс/дел, $t_d = 1.3$ нс

среду недостаточно велика для преодоления порога самоиндуцированной прозрачности ($\theta_3 \sim \pi/20$), что и приводит к его полному поглощению.

3.2. Совместное распространение двух резонансных импульсов

При совместном распространении «красного» и «желтого» импульсов в поглощающей среде наблюдалось их взаимное влияние, проявляющееся в изменении картины взаимодействия по отношению к случаю независимого распространения импульсов, описанному в предыдущем разделе.

Наиболее ярким доказательством взаимного влияния импульсов является тот факт, что «желтый» импульс сверхизлучения в этом режиме распространения проходил через поглощающую среду с оптической плотностью k_3L равной 15 (где k_3 — линейный коэффициент поглощения на переходе $1-3$), ослабляясь всего в 8 раз; при этом разрешающая способность регистрирующей системы позволяла зафиксировать изменения его временной и спектральной формы.

На рис. 4а приведена осциллограмма «желтого» импульса, прошедшего через поглощающую среду на фоне входного сигнала. Видно отсутствие временной задержки прошедшего импульса по отношению к падающему, что соответствует скорости импульса в среде, близкой к скорости света.

Изменение спектра «желтого» импульса, прошедшего через поглощающую среду, относительно спектра входного импульса представлено на рис. 4б. Репером служит центр линии спонтанного излучения неона на желтой линии с длиной волны $\lambda = 594.5$ нм. Анализ спектра «желтого» импульса показывает, что после прохождения через поглощающую среду его несущая частота смещается в красную область спектра на ~ 600 МГц, при этом начальная расстройка несущей частоты «желтого» импульса от резонанса составляла $\Delta\nu_{03} \approx 300$ МГц.

Аналогичные спектрально-временные измерения были проведены и для «красного» импульса. Осциллограммы «красного» импульса на входе и на выходе из среды представлены на рис. 4в.

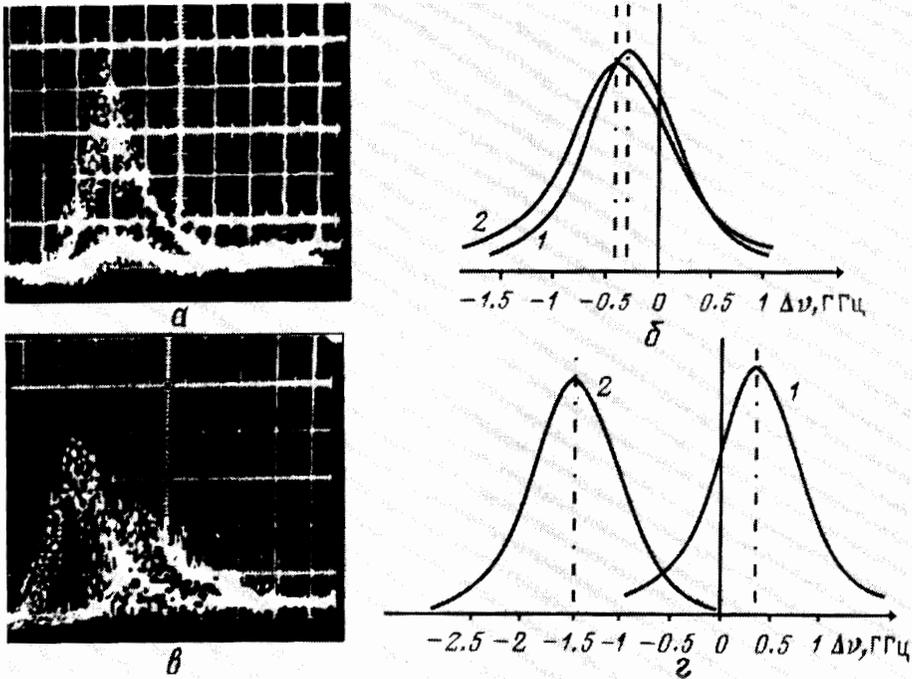


Рис. 4. Спектральные и временные характеристики «желтого» (а, б) и «красного» (в, з) импульсов на входе в поглощающую среду (1) и на выходе из нее (2), полученные при совместном распространении обоих импульсов. Временной масштаб — 0.5 нс/дел. На рис. 4в входной импульс (левая запись) ослаблен фильтром

Видна задержка пика прошедшего импульса относительно пика падающего импульса равная ~ 1 нс, характерная для не слишком больших амплитуд входного сигнала. Обращает на себя внимание тот факт, что в присутствии «желтого» импульса происходит несколько большее переизлучение энергии «красного» импульса на задний фронт, чем в случае независимого распространения импульсов.

Спектры входного и прошедшего через поглощающую ячейку «красных» импульсов представлены на рис. 4з, где в качестве репера изображен центр линии спонтанного излучения неона $\lambda = 614.3$ нм. Величина «красного» сдвига несущей частоты импульса на выходе из поглощающей среды по отношению к спектру спонтанного излучения неона такая же, как и в случае независимого распространения «красного» импульса: $\Delta\nu \approx 1700$ МГц. Начальная расстройка несущей частоты «красного» импульса от резонанса составляла величину $\Delta\nu_{01} \approx -200$ МГц.

Эффект резкого уменьшения поглощения слабого поля, наблюдаемый в эксперименте, может быть объяснен теоретически на основе совместного решения уравнений Максвелла–Блоха для трехуровневой среды. Предлагаемая ниже модель не может учесть всех особенностей эксперимента и строится, в частности, в приближении плоских волн. Тем не менее, даже в рамках этой простой модели удается описать основные закономерности эффекта и достичь двойной цели, состоящей в поиске механизмов усиления

в ситуации, максимально приближенной к эксперименту, и одновременно в выработке конкретных рекомендаций по оптимизации экспериментальной схемы.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

4.1. Основные уравнения модели

Теоретическое рассмотрение базируется на совместном решении двух уравнений для полей на переходах $I-2$ ($\mathcal{E}_1(t, z)$) и $I-3$ ($\mathcal{E}_3(t, z)$) и системы уравнений Блоха для трехуровневой системы (V -схема), см. рис. 1. Экспериментальные результаты явно указывают на доминирующую роль сильного поля в динамике распространения импульса на «желтом» переходе. С другой стороны, обратное влияние слабого поля мало и вызывает только незначительное изменение временной формы заднего фронта «красного» импульса. В предлагаемой теоретической модели считается, что коротковолновый импульс $\mathcal{E}_3(t, z)$ слабый и его взаимодействие с переходом $I-3$ можно описывать в линейном приближении. Также пренебрежем его влиянием на условия распространения сильного длинноволнового импульса, тем самым заранее отказываясь от описания вторичного эффекта воздействия слабого поля на сильное. Тогда система уравнений Максвелла-Блоха разделяется на две подсистемы, одна из которых описывает взаимодействие импульса $\mathcal{E}_1(t, z)$ с переходом $I-2$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{E}_1 &= -\frac{n_1}{c} \frac{\partial}{\partial u} \mathcal{E}_1 + \kappa_1 \langle \mathcal{P}_1(t, z, \Omega) \rangle, \\ \frac{\partial}{\partial u} \mathcal{P}_1 &= -i\Omega \mathcal{P}_1 + \mathcal{E}_1 \mathcal{N}_1, \\ \frac{\partial}{\partial u} \mathcal{N}_1 &= -\frac{1}{2} (\mathcal{E}_1 \mathcal{P}_1^* + \mathcal{E}_1^* \mathcal{P}_1), \end{aligned} \tag{1}$$

а другая подсистема,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{E}_3 &= -\frac{n_3}{c} \frac{\partial}{\partial u} \mathcal{E}_3 + \kappa_3 \langle \mathcal{P}_3(t, z, \Omega) \rangle, \\ \frac{\partial}{\partial u} \mathcal{P}_3 &= -i\Omega \mathcal{P}_3 - \gamma_3 \mathcal{P}_3 + \mathcal{E}_3 \mathcal{N}_3 + \frac{i}{2} \mathcal{E}_1 \mathcal{P}_2, \\ \frac{\partial}{\partial u} \mathcal{P}_2 &= -i\Omega \mathcal{P}_2 - \gamma_2 \mathcal{P}_2 + \frac{i}{2} (\mathcal{E}_1^* \mathcal{P}_3 + \mathcal{E}_3 \mathcal{P}_1^*), \end{aligned} \tag{2}$$

описывает взаимодействие импульса \mathcal{E}_3 с переходом $I-3$. При записи уравнений использованы следующие обозначения:

$$\kappa_1 = 2\pi\omega_1 d_1^2 N / n_1 c \hbar, \quad \kappa_3 = 2\pi\omega_3 d_3^2 N / n_3 c \hbar,$$

d_1 — дипольный момент перехода $I-2$, d_3 — дипольный момент перехода $I-3$, N — концентрация атомов на уровне I , \mathcal{P}_1 — поляризация перехода $I-2$, \mathcal{P}_2 — поляризация перехода $2-3$ (точнее $2-I-3$, так как переход $2-3$ запрещен в дипольном приближении), \mathcal{P}_3 — поляризация перехода $I-3$, \mathcal{N}_1 — разность заселенностей между уровнями 2 и I , \mathcal{N}_3 — разность заселенностей между уровнями 3 и I , γ_2 и γ_3 — времена релаксации поляризаций, n_1 и n_3 — нерезонансные показатели преломления.

Полные поля связаны со своими огибающими соотношениями

$$\tilde{\mathcal{E}}_j(t, z) = \frac{\hbar}{d_j} \mathcal{E}_j(t, z) \exp[-i(\omega_j t - K_j z)], \quad j = 1, 3,$$

$K_j = \omega_j/c$ — волновые числа для соответствующих частот в вакууме. Угловые скобки в уравнениях для поля обозначают усреднение по частотам для всего ансамбля атомов:

$$\langle \dots \rangle = \int \dots f(\Omega) d\Omega.$$

Важным звеном при выводе уравнений (1) и (2) явилось пренебрежение эффектами релаксации матрицы плотности для перехода 1-2 и в то же время учет релаксации атомных переменных для перехода 1-3. На первый взгляд это кажется странным, так как длительность «желтого» импульса в эксперименте была даже несколько короче длительности «красного». В действительности здесь мы имеем дело с проявлением фундаментального свойства эффекта самоиндуцированной прозрачности, когда короткий импульс, для которого выполнены пороговые условия этого эффекта, фазирует все атомы ансамбля широкой неоднородно уширенной линии поглощения. Для ансамбля диполей с различными несущими частотами, распределенными в пределах широкой неоднородно уширенной линии поглощения, затухание макроскопической поляризации происходит за время порядка T^* . При этом на микроуровне для каждого диполя в отдельности поляризация сохраняется гораздо более длительное время, до γ_1^{-1} (γ_1 — скорость затухания поляризации \mathcal{P}_1). Мак Колл и Хан впервые отметили в работе [13], что импульс, длительность которого удовлетворяет условию $T^* \ll \tau \ll \gamma_1^{-1}$, а площадь на входе в поглощающую среду превышает π , распространяется с малым поглощением за счет индуцированной им самим фазировки колебаний диполей всего ансамбля атомов, и затухание его энергии становится заметным лишь для времен распространения в толще поглощающей среды больших γ_1^{-1} . С другой стороны, для слабых импульсов в том же диапазоне длительностей некогерентное рассеяние энергии за счет расфазировки колебаний диполей происходит на временах порядка T^* . Для обсуждаемых экспериментальных условий можно оценить разность в скоростях затухания сильного и слабого поля как $(T^*)^{-1}/\gamma_1 \approx 15$. Эта оценка доказывает правомерность учета релаксационных эффектов для слабого поля и пренебрежение ими для сильного поля.

Известно, см. например [14], что если импульс при входе в среду имеет достаточного гладкий профиль огибающей и его площадь превышает π , то, пройдя расстояние равное приблизительно 2-3 длине поглощения, он преобразуется в солитон СИП с площадью 2π . В условиях эксперимента оптическая плотность поглощающих атомов для перехода 1-2 равна 30, причем практически по всей длине осуществляется эффективное взаимодействие обоих импульсов. Наиболее прозрачные с физической точки зрения результаты получаются при выборе формы поля на переходе 1-2 в виде солитона СИП:

$$\mathcal{E}_1(t, z) = A_0 \operatorname{sech} [(t - t_0 - z/v)/\tau] \exp[i(\delta t - kz)], \quad (3)$$

при этом поляризация и инверсия будут иметь вид

$$\mathcal{P}_1(t, z, \Omega) = 2 \frac{[i(\Omega\tau + \delta\tau) - \tau\partial/\partial u] \operatorname{sech} [(t - t_0 - z/v)/\tau]}{1 + (\Omega\tau + \delta\tau)^2} \exp[i(\delta t - kz)], \quad (4)$$

$$\mathcal{N}_1(t, z, \Omega) = -1 + 2 \frac{\operatorname{sech}^2 [(t - t_0 - z/v)/\tau]}{1 + (\Omega\tau + \delta\tau)^2}. \quad (5)$$

При обсуждении результатов мы вернемся к вопросу о правомерности выбора поля в форме солитона СИП. Подстановка уравнения для поля в виде (3) в уравнения (1) определяет соотношение между амплитудой импульса и его длительностью ($A_0\tau = 2$, скорость импульса v)

$$\frac{1}{v} = \frac{n_1}{c} + \kappa_1\tau^2 \left\langle \frac{1}{1 + (\Omega\tau + \delta\tau)^2} \right\rangle \quad (6)$$

и дисперсионное соотношение

$$k(\delta) = \frac{\delta n_1}{c} - \kappa_1\tau \left\langle \frac{\Omega\tau + \delta\tau}{1 + (\Omega\tau + \delta\tau)^2} \right\rangle. \quad (7)$$

Здесь δ — расстройка несущей частоты солитона СИП от центра перехода 1-2, k — добавка к волновому числу K_1 . Величина t_0 определяет положение солитона СИП на входе в среду относительно положения «слабого» импульса. Удобно выбрать t_0 как начальную задержку импульса \mathcal{E}_3 по отношению к солитону \mathcal{E}_1 .

4.2. Эволюция слабого поля

Рассмотрим систему уравнений для слабого поля. Эволюция инверсии \mathcal{N}_3 , входящей в уравнения (2), полностью определяется динамикой солитона СИП, так как мы считаем поле \mathcal{E}_3 настолько слабым, что оно не вызывает изменения разности заселенностей. Таким образом, \mathcal{N}_3 запишется в виде

$$\mathcal{N}_3(t, z, \Omega) = -\frac{[1 - \mathcal{N}_1(t, z, \Omega)]}{2} = -1 + \frac{\operatorname{sech}^2 [(t - t_0 - z/v)/\tau]}{1 + (\Omega\tau + \delta\tau)^2}. \quad (8)$$

Наиболее простые и физически прозрачные результаты получаются, если предположить, что длительность импульса $\mathcal{E}_3(t, z)$ много короче длительности солитона СИП¹⁾. Тогда можно пренебречь производными по времени от \mathcal{E}_1 , \mathcal{P}_1 , \mathcal{N}_3 , и \mathcal{N}_1 по сравнению с производными от более быстрых переменных \mathcal{E}_3 , \mathcal{P}_3 и \mathcal{P}_2 . В этом приближении уравнение для эволюции слабого поля сводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_3}{\partial z} = & \kappa_3 \left\langle \exp[-(i\Omega + \gamma)u] \left\{ \mathcal{N}_3 \int^u \mathcal{E}_3 \exp[(i\Omega + \gamma)u] du - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{4} \mathcal{E}_1 \mathcal{P}_1^* \int^u \int^u \mathcal{E}_3 \exp[(i\Omega + \gamma)u] du du \right\} \right\rangle, \quad (9) \end{aligned}$$

где вместо времени t введена волновая переменная $u = t - z/(c/n_3)$. При выводе уравнения (9) мы воспользовались малостью длительности импульса $\mathcal{E}_3(t, z)$ по сравнению с A_0^{-1} и положили $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$. Сразу же заметим, что поляризация $\mathcal{P}_3(t, z)$, управляющая эволюцией поля, включает в себя две составляющие. Первая описывает линейное

¹⁾ В экспериментальных условиях они различаются приблизительно в два раза.

взаимодействие поля со средой, концентрация атомов которой \mathcal{N}_3 модулируется во времени полем солитона СИП. Можно условно назвать такое взаимодействие между импульсами некогерентным. Наличие второй составляющей поляризации \mathcal{P}_3 обусловлено когерентным переносом взаимодействия между обоими переходами через поляризацию \mathcal{P}_2 . Именно перенос когерентности существенно отличает рассматриваемую модель от двухуровневой схемы.

Волновое уравнение (9) описывает распространение немонахроматических волн, бегущих по диспергирующей среде в направлении оси z . Считаем, что волна возбуждается на границе среды падающим импульсом

$$\mathcal{E}_3(z=0, t) = e_0(u), \quad (10)$$

который имеет частотный спектр

$$F(\bar{\omega}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e_0(u) e^{i\bar{\omega}u} du. \quad (11)$$

Так как спектральные компоненты распространяются в линейной среде независимо друг от друга, то поведение волны дается суперпозицией гармонических волн

$$\mathcal{E}_3(z, u) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\bar{\omega}) \exp[-i\bar{\omega}u + ik(\bar{\omega})z] d\bar{\omega}. \quad (12)$$

Соотношение $k(\bar{\omega})$ для рассматриваемой диспергирующей среды находится из уравнения (9):

$$k(\bar{\omega}) = \kappa_3 \left\langle -\frac{(\Omega - \bar{\omega}) + i\gamma}{(\Omega - \bar{\omega})^2 + \gamma^2} \mathcal{N}_3 - \frac{i}{4} \mathcal{E}_1 \mathcal{P}_1^* \frac{(\Omega - \bar{\omega})^2 - \gamma^2 + 2i\gamma(\Omega - \bar{\omega})}{[(\Omega - \bar{\omega})^2 + \gamma^2]^2} \right\rangle. \quad (13)$$

Мнимая часть дисперсионного соотношения указывает на то, что система поле — среда неконсервативна и в некотором интервале частот возможно усиление поля ($\text{Im}[k(\bar{\omega})] < 0$) или его ослабление ($\text{Im}[k(\bar{\omega})] > 0$).

В пределе широкой линии для «красного» импульса ($\tau > T^*$) и при условии его распространения в точном резонансе с переходом 1–2 вычислим коэффициент поглощения поля на «желтом» переходе:

$$\text{Im}[k(\bar{\omega})] = \kappa_3 T^* \left\{ \frac{1}{1 + (\bar{\omega} T^*)^2} - \left[1 + \frac{1 - (\bar{\omega} \tau)^2}{1 + (\bar{\omega} \tau)^2} (1 - \text{th}[(t - t_0 - z/v)/\tau]) \right] \frac{\text{ch}^{-2}[(t - t_0 - z/v)/\tau]}{1 + (\bar{\omega} \tau)^2} \right\}. \quad (14)$$

При выводе (14) мы воспользовались малостью $\gamma\tau$ и выбрали функцию усреднения $f(\Omega)$ в виде

$$f(\Omega) = \frac{T^*}{\pi} \frac{1}{1 + (\Omega T^*)^2}. \quad (15)$$

Большому значению второго слагаемого в выражении (14) отвечает меньший коэффициент поглощения слабого поля. Важно отметить, что сильное поле всегда приводит

к уменьшению коэффициента поглощения «желтого» импульса. Для тех спектральных компонент слабого поля, которые попадают в интервал, равный ширине спектра сильного поля ($\omega\tau < 1$), поляризация \mathcal{P}_1 на переднем фронте «красного» импульса увеличивает эффект усиления, а на заднем фронте — уменьшает. Для остальных спектральных компонент ($\omega\tau > 1$), наоборот, эффект усиления выражен слабее на переднем фронте и сильнее — на заднем. Заметим также, что в случае однородно уширенной линии (при подстановке $f(\Omega) = \delta(\Omega)$ в выражение (13)), в зависимости от взаимного расположения импульсов возможно как усиление слабого поля, так и его ослабление. Эффект уменьшения поглощения за счет опустошения уровня l имеет место для всех спектральных компонент слабого поля в любой момент времени. С другой стороны, вклад поляризации в усиление слабого импульса приблизительно в $(\gamma\tau)^{-1}$ раз больше, чем за счет динамики разности заселенностей, и в отличие от неоднородно уширенной линии всегда отрицателен на переднем фронте «красного» импульса (т. е. сильное поле забирает энергию у слабого) и положителен на его заднем фронте (сильное поле отдает энергию слабому).

Перейдем к обсуждению фазовых характеристик импульсов. В работе [10] нами описан эффект сверхпрозрачности, имеющий место при распространении когерентного импульса со сходящимся волновым фронтом через плотную резонансно поглощающую среду. Импульс распространялся на аномально большие расстояния в результате выталкивания несущей частоты импульса в низкочастотную сторону за пределы неоднородно уширенной линии. В [10] этот эффект получил объяснение в рамках явления дисперсионно-дифракционного механизма стабилизации. В контексте настоящей работы нас интересует динамика импульса на «желтом» переходе, поэтому будем рассматривать фазовые характеристики сильного поля как заданные и сконцентрируем внимание на их влиянии на спектр слабого импульса.

В обсуждаемых экспериментах зарегистрирован сдвиг спектра поля на «желтом» переходе. Наиболее адекватной характеристикой для его описания служит частота, усредненная по спектру импульса, или эквивалентная этому определению частотная модуляция, усредненная по времени и нормированная на спектр амплитуды поля:

$$\langle \delta_3(z) \rangle_u = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial u} \varphi(u, z) \mathcal{E}_3(u, z) du \Big/ \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_3(u, z) du, \tag{16}$$

где $\varphi(u, z)$ — фаза импульса. Ранее в выражении для поля был выделен множитель, осциллирующий с оптической частотой, поэтому равенство (16) записано не для средней частоты, а для средней расстройки δ_3 от частоты ω_3 . Используя спектральное представление (12) и проведя интегрирование по времени, получим

$$\langle \delta_3(z) \rangle_u = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\omega} F(\tilde{\omega}) \exp \{ \text{Im}[k(\tilde{\omega})]z \} \cos \{ \text{Re}[k(\tilde{\omega})z] \} d\tilde{\omega}}{\int_{-\infty}^{+\infty} F(\tilde{\omega}) \exp \{ \text{Im}[k(\tilde{\omega})z \} \cos \{ \text{Re}[k(\tilde{\omega})z] \} d\tilde{\omega}}, \tag{17}$$

причем выражение для $k(\tilde{\omega})$ берется из (13) с подстановкой $t = z/(c/n_3)$. При выводе (17) мы приняли, что на входе в среду слабый импульс не имел фазовой модуляции. Считаем также спектр входного импульса симметричным. Оба этих условия, взятые

вместе, отражают факт совпадения несущей частоты поля с центральной частотой перехода ω_3 .

В принятых выше приближениях ($\gamma^{-1} \gg \tau > T^*$) и для не слишком больших значений расстройк δ ($\delta\tau < 1$) получим выражение для $\text{Re}[k(\tilde{\omega})]$:

$$\text{Re}[k(\tilde{\omega})] = \kappa_3 T^* \left\{ \frac{\tilde{\omega} T^*}{1 + (\tilde{\omega} T^*)^2} + \text{ch}^{-2} \left[t_0 + \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) z \right] \times \right. \\ \left. \times \left(\delta\tau \left[\frac{1}{1 + (\tilde{\omega}\tau)^2} - 2 \frac{3(\tilde{\omega}\tau)^2 - 1}{[1 + (\tilde{\omega}\tau)^2]^3} \right] - \tilde{\omega}\tau \left[\frac{1}{1 + (\tilde{\omega} T^*)^2} + \frac{2}{[1 + (\tilde{\omega}\tau)^2]^2} \right] \right) \right\}. \quad (18)$$

Здесь $n_1 = n_3 = 1$. Антисимметрия (18) относительно $\tilde{\omega}$ при $\delta = 0$ и симметрия выражения (14) при том же условии приводят к обращению в нуль правой части выражения (17). То есть мы приходим к выводу, что несущая частота «слабого» поля не смещается, если «красный» импульс распространяется в точном резонансе с переходом $I-2$ ($\delta = 0$). И наоборот, если появляется расстройка у «красного» импульса, то это с необходимостью влечет за собой смещение частоты «желтого» импульса.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде чем перейти к обсуждению взаимодействия двухчастотного импульса с трехуровневой средой, кратко остановимся на особенностях режима раздельного распространения импульсов. К настоящему времени достаточно подробно изучен весь спектр когерентных эффектов, имеющих место при взаимодействии коротких импульсов света с двухуровневыми средами [14], которые можно разделить на два основных типа — линейные и нелинейные. В наших экспериментах нашли отражение оба этих типа: к первому относится взаимодействие «желтого» импульса с переходом $I-3$, ко второму — взаимодействие «красного» импульса с переходом $I-2$.

Мощность «желтого» импульса равна ≈ 0.02 Вт. Зная диаметр пучка на входе в поглощающую ячейку, $D \sim 1$ мм, и значение дипольного момента перехода $2p_4 - 1s_5$, $d_3 \approx 3 \cdot 10^{-18}$ ед. СГСЕ, можно оценить значение входной площади для «желтого» импульса: $\theta_3 = \Omega_3 \tau_3 \approx 5 \cdot 10^{-2} \pi$. Обратная длина поглощения в этом случае может быть оценена как величина, обратная линейному коэффициенту поглощения, вычисленному по формуле

$$k_3 = \frac{2}{\Delta\nu_{Dopp}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\pi e^2}{m_0 c} f N \approx 1.152 \cdot 10^{-12} N \text{ см}^{-1},$$

где f — сила осциллятора перехода, N — концентрация поглощающих атомов в состоянии $1s_5$. При концентрациях поглощающих атомов $N \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ величина $k_3 L \approx 15$. Расчет, выполненный с учетом эффекта аномального классического поглощения, см. например, [15], обусловленного большой шириной спектра импульса, показывает, что после прохождения слоя с оптической толщиной $k_3 L \approx 15$ энергия прошедшего импульса должна уменьшаться более чем в 1000 раз, что убедительно объясняет отсутствие «желтого» импульса на выходе из поглощающей среды.

Для «красного» импульса характер распространения качественно меняется. При мощности ≈ 0.7 Вт его входная площадь $\theta \geq \pi$. Так как длительность импульса много

меньше T_1 и T_2 , можно ожидать формирования 2π -импульса на данном переходе. Однако нельзя полностью отождествлять экспериментально наблюдаемую динамику импульса с эффектом самоиндуцированной прозрачности, так как использование сходящейся геометрии пучка приводит к появлению новых закономерностей взаимодействия излучения с двухуровневыми системами, объединенных общим названием — эффект сверхпрозрачности [10]. Этот эффект носит фундаментальный характер и может рассматриваться как обобщение эффекта самоиндуцированной прозрачности на случай трех пространственных измерений. Наряду с хорошо известной динамикой солитона самоиндуцированной прозрачности, связанной с возбуждением атомов среды в верхнее состояние и последующим вынужденным излучением запасенной энергии обратно в поле импульса, в эффекте сверхпрозрачности проявляется также новый механизм дисперсионно-дифракционной стабилизации импульса самоиндуцированной прозрачности.

Не будем подробно останавливаться на анализе динамики распространения «красного» импульса, так как она в основных чертах та же, что и описанная нами в предыдущей статье [10]. Отметим лишь, что несущая частота «красного» импульса сдвигается в длинноволновую сторону от резонансной частоты, но величина сдвига оказывается несколько меньшей, чем в экспериментах [8], поскольку были изменены параметры источника и фокусировка пучков.

Вернемся к обсуждению особенностей взаимодействия слабого импульса с переходом $I-3$ в присутствии сильного импульса на смежном переходе $I-2$ в трехуровневой V -схеме. Мы отмечали выше, что сильное различие в энергиях импульсов позволяет нам в первом приближении пренебречь влиянием слабого поля на сильное и рассматривать взаимодействие полей как односторонний эффект. Этот подход не дает возможности описать зарегистрированное в эксперименте большее переизлучение энергии «красного» импульса на задний фронт по сравнению со случаем независимого распространения импульсов. Однако наиболее существенные эффекты, связанные с резким уменьшением поглощения «желтого» импульса и сдвигом его несущей частоты, находят свое объяснение в рамках принятого приближения. Изложенная выше теория дает возможность дать качественную и количественную оценку обсуждаемому явлению.

С целью объяснения наиболее впечатляющего результата экспериментов, заключающегося в самом факте прохождения слабого поля через сильно поглощающую плотную резонансную среду, обратимся к выражению для коэффициента поглощения «желтого» импульса в присутствии «красного» на смежном переходе. Последний был рассчитан по формуле (14) с подстановкой выражения (15) для значений параметров полей и сред, использованных в эксперименте. Результат расчета приведен на рис. 5 и демонстрирует зависимость коэффициента поглощения на переходе $I-3$ от частоты и расстояния, пройденного импульсом слабого поля в поглотителе. Следует обратить внимание, что в оптимальных условиях для центральной спектральной компоненты «желтого» импульса поглощение сменяется усилением, при этом коэффициент усиления превышает абсолютное значение линейного невозмущенного коэффициента поглощения $k_3 = 2\kappa_3 T^*$ в 1.11 раз. Такого коэффициента усиления поля нельзя достичь, даже если обеспечить полную инверсию на переходе $I-3$. Иными словами, эффективность взаимодействия полей между собой оказывается выше эффективности взаимодействия со средой каждого из полей в отдельности. Как и следует ожидать, наибольшее влияние «красного» импульса на «желтый» реализуется в зоне максимума сильного поля и для полосы частот спектра «желтого» импульса, определяемой шириной спектра «красного» импульса.

Рассматриваемый эффект усиления является чисто когерентным, обусловленным

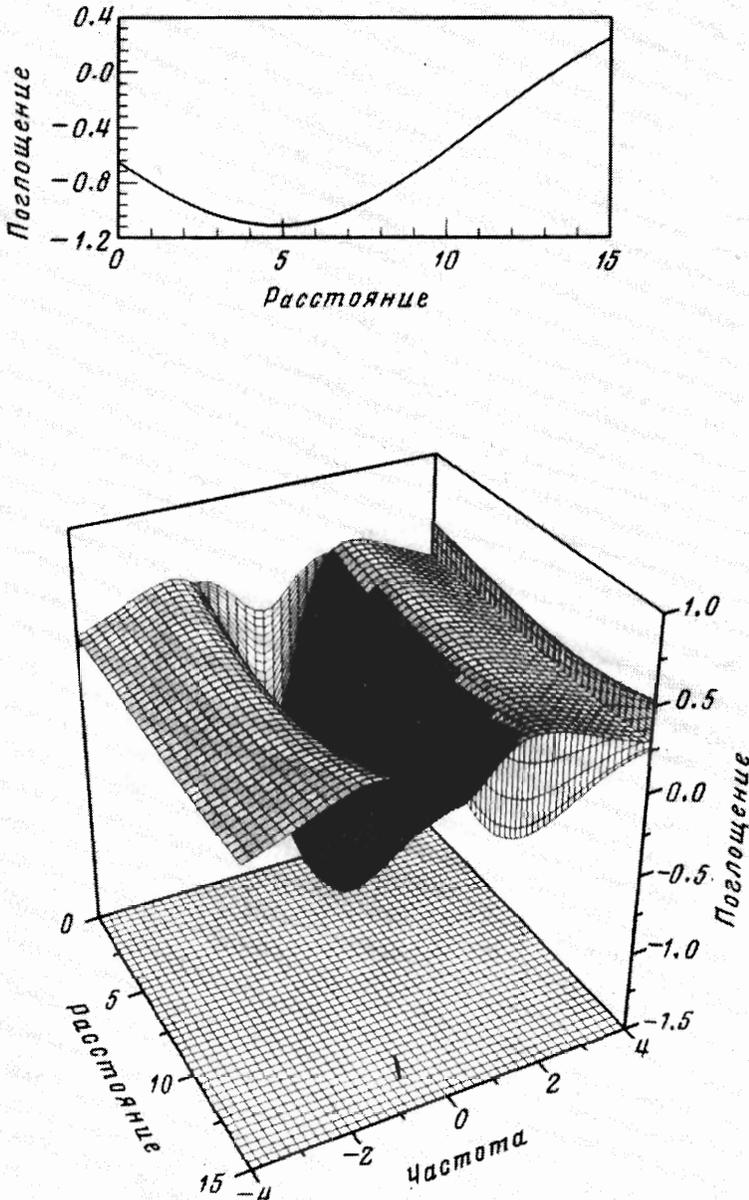


Рис. 5. Коэффициент поглощения слабого поля на коротковолновом переходе в зависимости от нормированной частоты ($\omega\tau$) и пройденного расстояния (в единицах длин поглощения Бера на переходе $I-3$) для следующих значений параметров: $T^* = 0.35$ нс, $\tau_3 = 0.4$ нс, $\tau = 0.7$ нс, $t_0 = 0.5$ нс. В трех взаимно перпендикулярных плоскостях показаны проекции поверхности. Отдельно (вверху) приведен график коэффициента усиления на центральной частоте перехода $I-3$ в зависимости от расстояния, пройденного «желтым» импульсом в среде

двухквантовым процессом переноса взаимодействия через поляризацию \mathcal{P}_2 , связывающую уровни 1 и 3 через общий нижний уровень. Это легко проверить, оставив в выражении (13) только слагаемое, связанное с динамикой изменения заселенности нижнего уровня $\propto \mathcal{N}_3$. При этом максимальный эффект, который удастся достичь, заключается в полной прозрачности среды для центральной спектральной компоненты «желтого» импульса. Добавляя к этому эффекту уменьшения поглощения вклад от поляризации \mathcal{P}_2 , мы получаем суммарный эффект усиления поля на переходе 1–3. Усиление происходит в широком диапазоне частот на фоне отсутствия инверсии между уровнями 1 и 3 во все моменты времени, что позволяет отнести обсуждаемое явление к классу эффектов усиления в отсутствие инверсии населенностей. Однако это не приводит к усилению слабого импульса в целом. Эффект усиления, имеющий место вследствие взаимодействия через общий нижний уровень, не разрушается на временах порядка T^* благодаря индуцированной сильным импульсом фазировке колебаний всех атомов ансамбля. Одновременная фазировка обеих поляризаций $\langle \mathcal{P}_1 \rangle$ и $\langle \mathcal{P}_2 \rangle$ в трехуровневой системе для всех атомов ансамбля непосредственно следует из развиваемой теории и, насколько нам известно, не обсуждалась ранее.

Основные теоретические выводы базируются на предположении о форме огибающей поля на переходе 1–2 в виде солитона СИП. Этот выбор определяется двумя факторами. Первый из них заключается в стремлении короткого мощного импульса принять форму солитона СИП по мере распространения в поглотителе. Второй фактор связан со свойством солитона СИП глубоко модулировать разность заселенностей между уровнями 1 и 2 вплоть до полного опустошения нижнего уровня и, тем самым, обеспечивать оптимальные условия усиления слабого импульса. Таким образом, солитон СИП практически идеален как импульс накачки.

Что касается эксперимента, то в нем не были реализованы оптимальные условия. В эксперименте осуществлялась фокусировка сильного импульса линзой, что приводило к выталкиванию его несущей частоты за пределы неоднородно уширенной линии поглощения. Как следствие, уменьшалась задержка, снижалась эффективность резонансного взаимодействия, глубина модуляции населенности уровня 1 становилась менее выраженной. В этих условиях ослабление поглощения и, тем более, усиление, становятся не столь выразительными как для «идеального» случая, изображенного на рис. 5. Но даже несмотря на это, в эксперименте зарегистрировано аномально малое поглощение энергии слабого импульса (всего в 8 раз), что лишний раз подтверждает значимость обсуждаемых эффектов.

Отметив особую роль солитона СИП в динамике процессов когерентного усиления, важно подчеркнуть, что этот же самый формализм может быть применен для расчета характеристик «желтого» импульса при его взаимодействии с «красным» импульсом произвольной формы²⁾, лишь бы эта форма была задана в любой момент времени в любой точке среды. Важно только, чтобы «красный» импульс был достаточно сильным, чтобы пройти оптически плотную среду без заметного поглощения. От конкретной формы огибающей сильного поля зависит только степень проявления эффектов когерентного усиления и некогерентного просветления, но не качественные закономерности динамики совместного распространения когерентных импульсов. Применяемый нами подход позволяет оценить оптимальную оптическую толщину поглощающей среды, обеспечи-

²⁾ В пределах примененных приближений, хотя при необходимости формализм может быть легко обобщен и для произвольного соотношения длительностей.

вающую максимальный коэффициент усиления слабого поля на центральной частоте, оптимальное взаиморасположение импульсов на входе в среду на центральной частоте, оптимальное соотношение их длительностей и т. п. Также теория внутренне не содержит различия между переходами $1-2$ и $1-3$, поэтому если сильный импульс будет распространяться на переходе $1-3$, а слабый — на переходе $1-2$, то эта замена никак не скажется на динамике усиления слабого импульса за счет сильного.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, новые как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения, получены нами при исследовании когерентного взаимодействия импульсов света с трехуровневой средой V -конфигурации. Экспериментально наблюдалось совместное распространение в поглощающей среде «желтого» и «красного» импульсов на смежных переходах и зарегистрированы проявления их взаимного влияния. Наиболее примечательным является факт прохождения «желтого» импульса через поглощающую ячейку с аномально малым поглощением, если учесть, что при «самостоятельном» распространении этот импульс поглощался полностью. Механизм резкого уменьшения поглощения импульса на переходе $2p_4 - 1s_5$ мы объясняем двумя факторами, первый из которых связан с процессом эффективного уменьшения заселенности нижнего состояния $1s_5$, опустошаемого проходящим «красным» импульсом на переходе $2p_6 - 1s_5$. По своей природе этот процесс может быть назван некогерентным просветлением смежного перехода. Второй фактор имеет чисто когерентную природу и связан с переносом взаимодействия через поляризацию \mathcal{P}_2 , которая конструктивно интерферирует с полем «желтого» импульса \mathcal{E}_3 и приводит к усилению спектральных компонент слабого поля в широкой полосе частот.

Экспериментально зарегистрирован сдвиг несущей частоты «желтого» импульса в длинноволновую сторону от резонанса, который обусловлен модуляцией показателя преломления среды в присутствии сильного поля на соседнем переходе V -схемы, несущая частота которого, в свою очередь, сдвинута в «красную» область спектра. Теоретически показано, что если при распространении «красного» импульса его несущая не отклоняется от точного резонанса с переходом $2p_6 - 1s_5$, то он не вызывает модуляции показателя преломления и сдвиг частоты «желтого» импульса отсутствует.

Литература

1. О. А. Кочаровская, Я. И. Ханин, Письма в ЖЭТФ **48**, 581 (1988).
2. S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **62**, 1033 (1989).
3. M. O. Scully, S.-Y. Zhu, A. Gavridiles, Phys. Rev. Lett. **62**, 2813 (1989).
4. M. J. Konopnicki, P. D. Drummond, and J. H. Eberly, Bull. Amer. Phys. Soc. **20**, 1124 (1980); Opt. Commun. **36**, 313 (1981).
5. Л. А. Большов, В. В. Лиханский, Квант. электр. **75**, 1339 (1985).
6. В. С. Егоров, В. Д. Лаптев, Н. М. Реутова, И. В. Соколов, Квант. электр. **13**, 729 (1986).
7. С. Э. Фриш, О. П. Бочкова, Вестн. Ленингр. Унив., сер. физ. и хим. **16**(3), 40 (1961).
8. V. S. Egorov, É. E. Fradkin, V. V. Kozlov, and N. M. Reutova, Laser Phys. **2**, 973 (1992).
9. В. В. Козлов, Э. Е. Фрадкин, ЖЭТФ **103**, 1902 (1993).

10. В. В. Козлов, Э. Е. Фрадкин, В. С. Егоров, Н. М. Реутова, ЖЭТФ **110**, 1688 (1996).
11. Н. П. Пенкин, *Опт. и спектр.* **2**, 545 (1957).
12. W. R. J. Bennett and P. J. Kindlmann, *Phys. Rev.* **149**, 38 (1966).
13. S. L. McCall and E. L. Hahn, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 908 (1967).
14. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, Москва (1978); S. L. McCall and E. L. Hahn, *Phys. Rev.* **183**, 457 (1969); G. L. Jr. Lamb, *Rev. Mod. Phys.* **43**, 99 (1971); И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройтберг, УФН **114**, 97 (1974); A. I. Maimistov, A. M. Basharov, S. O. Elyutin, and Yu. M. Sklyarov, *Phys. Rept. C* **191**, 1 (1990).
15. M. D. Crisp, *Phys. Rev. A* **1**, 1604 (1970).