

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 10, стр. 664 – 668 20 ноября 1974 г.

КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ СВЕТА В РУБИНЕ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 105 К

А.М.Леонтович, А.М.Можаровский

Исследовано явление когерентного усиления света в рубине при температуре 105К. При средней длительности падающих импульсов 36 *нсек*, средняя длительность усиленных импульсов составляла 18 *нсек*. Минимальная длительность усиленных импульсов, 14 *нсек*, меньше, чем обратная ширина линии люминесценции рубина (около 20 *нсек*).

Явление когерентного взаимодействия излучения с веществом исследовалось, в основном, в поглощающих средах, где оно проявляется в

виде эффекта самоиндуцированной прозрачности [1]. В рубине этот эффект изучался при температуре 4К [1, 2] и 105К [3]. По когерентному взаимодействию в усиливающих средах были опубликованы только теоретические работы [4, 5]. Из них следует, что при когерентном взаимодействии импульса света с усиливающей средой по мере распространения "площадь" его (величина $\theta = \frac{d}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) dt$, где E — амплитуда светового поля, d — матричный дипольный момент перехода, для Cr^{3+} $d = 0,5 \cdot 10^{-20}$ CGSE) стремится к стационарной величине π , максимальная амплитуда увеличивается, а форма изменяется. Вопрос об изменении длительности такого импульса при распространении освещен недостаточно. В то время как в [6] показано, что его длительность ограничена лишь величиной неактивных потерь в усиливающей среде, в работе [4] на основании численного расчета делается вывод о том, что конечная длительность импульса не может быть меньше обратной неоднородной ширины линии усиления.

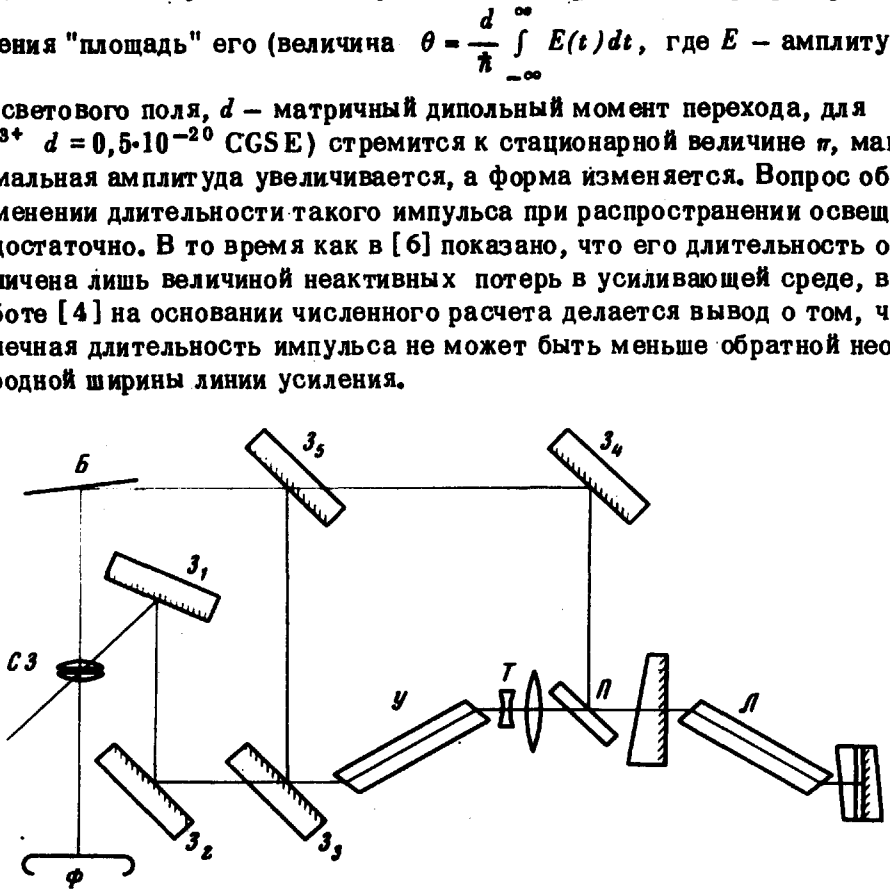


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Л — рубиновый лазер, Т — телескоп, У — усилитель, П — стеклянная пластина, З₁, З₂, З₃, З₄, З₅ — зеркала, Б — лист бумаги, СЗ — скоростной затвор, Ф — фотоаппарат

Явление когерентного усиления π -импульса исследовалось нами в рубине при температуре около 100К. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве источника излучения использовался лазер на рубине при низкой температуре с самосинхронизацией мод, который давал почти одиночный импульс длительностью 35 псек на полувысоте [7]. По выходе из лазера пучок направлялся на насыщающийся фильтр для подавления слабых импульсов, сопровождавших основной импульс, а затем сжимался в 2 раза в поперечном направлении с помощью телескопа (как показано в [3, 7], это соответствует получению π -импульса) и направлялся на усилительный стержень, представлявший собой рубиновый кристалл длиной 11 см. Температура уси-

длительного стержня была взята равной температуре лазерного стержня, 90К. Энергия накачки обеих стержней была в точности одинаковой, при этом достигалось усиление за один проход порядка 30 для слабого сигнала.

Одновременное измерение длительностей падающего и прошедшего импульсов осуществлялось с помощью скоростного оптического затвора [8, 9]. Общая идея этого метода заключается в следующем. Исследуемый световой импульс направляется в рассеивающую среду. Изображение траектории светового пучка фотографируется с помощью обычной оптической схемы, однако, рассеянное излучение при этом проходит через оптический затвор, время открывания которого порядка нескольких пикосекунд. По длине фотографируемого трека, исходя из известной скорости света в среде, можно рассчитать длительность импульса. Нами использовался затвор на основе насыщающегося фильтра (насыщенный раствор криптоцианина в ацетоне). При измерениях излучение, прошедшее через усилитель, делилось на два пучка, один из которых под скользящим углом падал на лист белой бумаги, которая использовалась в качестве рассеивателя, а другой служил для открывания затвора. Момент открывания регулировался с помощью линии задержки, образованной зеркалами Z_1 и Z_2 (см. рис. 1). Часть выходного излучения лазера, отраженная от стеклянной пластины, стоящей на входе усилителя, также направлялась на лист бумаги с тем, чтобы обеспечить одновременное измерение длительностей падающего и прошедшего импульсов.

Если предположить релаксацию красителя в затворе мгновенной, то легко видеть, что при данной методике производится регистрация функции корреляции второго порядка, как и в методе двухфотонной люминесценции [10]. Преимущество используемого метода состоит в том, что максимальное отношение контраста может быть сделано порядка сотни в отличие от тройки в методе двухфотонной люминесценции. Проводя расчеты, аналогичные сделанным в [11], можно показать, что отношение контраста при регистрации импульса, огибающая которого обращается в ноль вне некоторого временного интервала, равно $1/\eta$, где η — начальное пропускание фильтра в затворе (в нашем случае $\eta < 0,1\%$). В то же время отношение контраста при регистрации гауссова случайного процесса близко к 1,5.

На основе полученных фотографий треков, исходя из известных длин линий задержек можно было судить о том, что скорость распространения огибающей импульса в усилителе равна скорости света (с точностью до 1%). Результаты фотометрирования одной из пар треков представлены на рис. 2. Видно некоторое сокращение импульсов в результате прохождения через усилитель.

С помощью микрофотограмм треков в предположении мгновенной релаксации затвора были рассчитаны длительности импульсов. Такой расчет должен давать завышенные значения длительностей. Однако, ошибка, возникающая за счет конечности времени релаксации, не превышает 20%, поскольку время релаксации криптоцианина в насыщенном растворе составляет около 10 псек и меньше длительности импульсов. Измерения времени релаксации криптоцианина были сделаны О.П. Вар-

навским с использованием метода, аналогичного [6], за что авторы выражают ему благодарность.

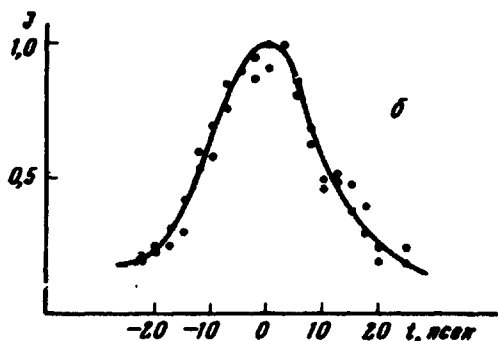
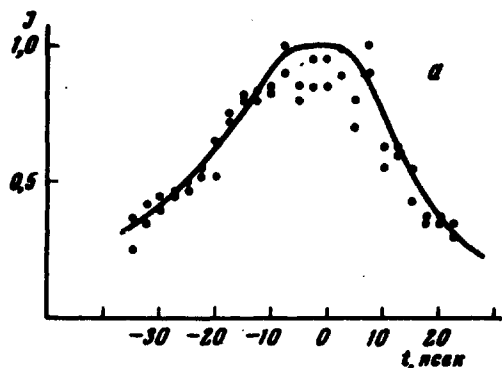


Рис. 2. Относительные интенсивности треков выходного лазерного (а) и усиленного (б) импульсов

Полученные значения длительностей импульсов до прохождения через усилитель изменялись от вспышки к вспышке в пределах 22 – 44 *нсек*, среднее значение 36 *нсек*. Это хорошо согласуется со значением, измеренным с помощью электронно-оптического преобразователя [7] 35 *нсек*, что свидетельствует о надежности используемой методики. После прохождения через усилитель длительности импульсов лежали в пределах 14 – 22 *нсек*, среднее значение – 18 *нсек*. Полученные результаты, на наш взгляд, достаточно убедительно свидетельствуют о том, что в используемой установке удалось достичь длительностей импульсов меньших, чем обратная ширина линии люминесценции рубина (около 20 *нсек*).

Авторы благодарны М.Д.Галанину за интерес и внимание к работе.

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

Поступила в редакцию
14 октября 1974 г.

Литература

- [1] S.L.McCall, E.L.Hahn. Phys. Rev., 183, 457, 1969.
- [2] I.M.Asher. Phys. Rev., A5; 349. 1972.
- [3] А.М.Леонтович, А.М.Можаровский. Письма в ЖЭТФ, 19, 347, 1974.
- [4] F.A.Hopf, M.O.Scully. Phys. Rev., 179, 399, 1969.

- [5] S.L.McCall, E.L.Hahn. Phys. Rev., A2, 861, 1970.
- [6] F.T.Arecchi, R.Bonifacio. IEEE J. Quant. Electron., 1, 169, 1965.
- [7] А.М.Леонтович, А.М.Можаровский, Ю.П.Сердеченко, М.Я.Шелев. Квантовая электроника, 1, 691, 1974.
- [8] M.A.Duguay, J.W.Hansen. Opt. Comm. 1, 252, 1969.
- [9] G.Mourou, B.Drouin, M.Bergeron, M.M.Deharieg - Roberge. IEEE J. Quant. Electron., 9, 745, 1973.
- [10] J.A.Armstrong. Appl. Phys. Lett., 10, 16, 1967.
- [11] Т.И.Кузнецова. ЖЭТФ, 55, 2453, 1968.
-