

## О СВЯЗИ МЕЖДУ ВОЛНОВЫМИ ФРОНТАМИ ОТРАЖЕННОГО И ВОЗБУЖДАЮЩЕГО СВЕТА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЙЯНИИ МАНДЕЛЬШТАМА – БРИЛЛЮЭНА

Б. Я. Зельдович, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский,  
Ф. С. Файзуллин

При вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ) свет, рассеянный назад, распространяется обычно в том же телесном угле, что и возбуждающее излучение, см. [1]. До сих пор не исследовалось, связан ли этот факт лишь с геометрией опыта или он имеет более глубокую природу. Для выяснения этого вопроса мы сравнили волновые фронты отраженного и возбуждающего света.

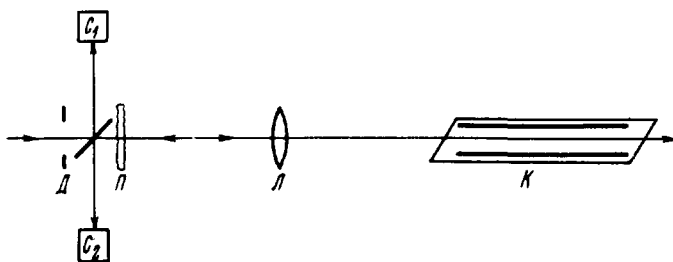


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:  $D$  – диафрагма  $6 \times 6$  мм;  $P$  – пластина толщиной  $1,3$  мм, неровности на поверхности пластины имеют размеры  $\sim 150$  мк и глубину  $\sim 1$  мк (об оптических свойствах подобных пластин см. [2]), расстояние между пластиной и диафрагмой  $10$  см;  $L$  – линза диаметром  $10$  см с фокусным расстоянием  $100$  см;  $K$  – кювета со световодом; длина кюветы  $96$  см; длина световода  $94$  см, сечение  $4 \times 4$  мм;  $C_1$  и  $C_2$  – системы измерения параметров лазерного и отраженного света

Схема эксперимента показана на рис. 1. Волновой фронт излучения лазера на рубине искажается с помощью пластины  $P$ , изготовленной путем травления полированного стекла в плавиковой кислоте. Лазерное излучение имеет расходимость  $0,14 \times 1,3$  мрад. Расходимость света, прошедшего через пластину, составляет  $3,5$  мрад. Этот свет попадает в полый стеклянный световод квадратного сечения, помещенный в кювету с газообразным метаном<sup>1)</sup>. Так как излучение падает на стенки световода под скользящими углами, френелевский коэффициент отражения от них близок к единице. Благодаря этому обеспе-

<sup>1)</sup> Метан находится при комнатной температуре под давлением  $125$  атм. При этих условиях коэффициент усиления за счет ВРМБ  $\approx 0,09$  см/Мет, а ширина линии усиления  $\approx 20$  Мгц [3].

чивается постоянство интенсивности накачки по длине кюветы. Для предупреждения генерации окна кюветы скошены на угол  $45^\circ$ .

Пластина  $\Pi$  освещается пучком прямоугольного сечения, сформированным диафрагмой  $D$ . С помощью линзы  $L$  с большой апертурой изображение освещенной области строится на входе световода, причем величина изображения равна размеру входного отверстия световода. Благодаря этому все лазерное излучение, регистрируемое измерительной системой  $C_1$ , пройдя пластину  $\Pi$  и линзу, попадает в световод. Система  $C_2$  регистрирует отраженный свет, также прошедший через линзу и пластину.

Рубиновый лазер работает на одной осевой моде, его излучение на входе в кювету имеет максимальную мощность  $\sim 1,3$  Вт при длительности импульса по полувысоте  $\sim 110$  нсек. Развязка между лазером и кюветой осуществляется с помощью оптического изолятора на основе ячейки Фарадея.

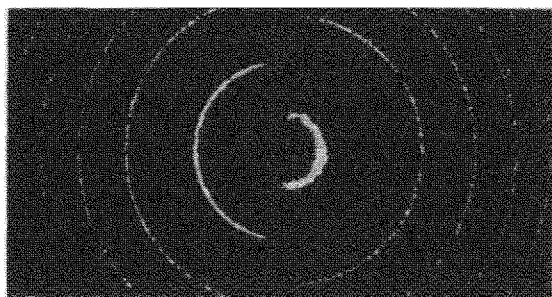


Рис. 2. Спектрограммы возбуждающего (слева) и рассеянного (справа) излучения. Область дисперсии эталона Фабри — Перо  $3,33 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$

В спектре отраженного света наблюдается одна линия (рис. 2), смещение которой относительно линии лазерного излучения соответствует рассеянию на  $180^\circ$ .

На фотографии рис. 3, а показано распределение лазерного излучения в дальней зоне. Фотография дальней зоны отраженного излучения приведена на рис. 3, б. Как видно, отраженное излучение, пройдя пластину  $\Pi$ , имеет практически ту же расходимость, что и лазерный свет. Это подтверждается также совпадением отношения интенсивностей, определенных при обработке негативов 3, б и 3, а, с величиной коэффициента отражения ( $\sim 25\%$ ), полученной из калориметрических измерений.

Иная картина наблюдается, если заменить кювету с метаном на плоское зеркало (см. рис. 3, в). В этом случае расходимость отраженного света намного превышает расходимость лазерного излучения и составляет  $6,5$  мрад.

Пучок когерентного света, прошедший через травленную пластину, при дальнейшем распространении становится сильно неоднородным по поперечному сечению за счет интерференции волн, идущих в разных направлениях [2]. Для выяснения влияния этих неоднородностей на процесс ВРМБ была сфотографирована дальняя зона отраженного све-

та при отсутствии пластины (рис. 3,  $\nu$ ). В этом случае расходимость рассеянного излучения существенно превосходит расходимость возбуждающего света.

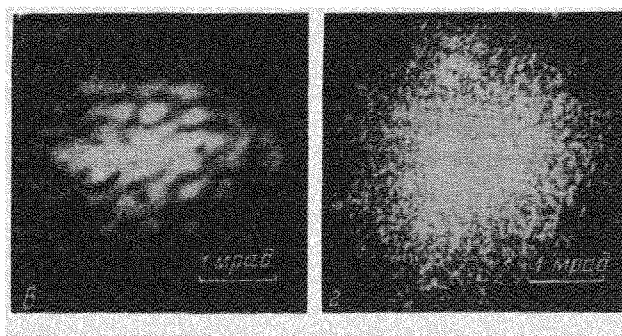
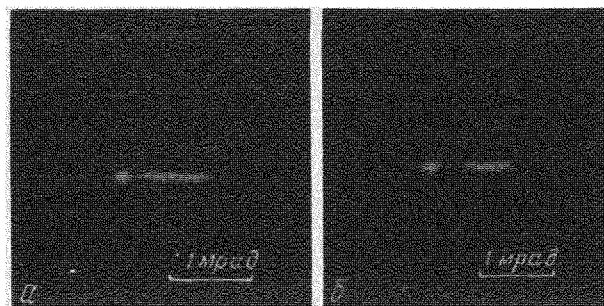


Рис. 3. Фотографии распределения в дальней зоне:  $a$  – лазерного излучения;  $b$  – рассеянного излучения;  $в$  – света отраженного плоским зеркалом;  $г$  – рассеянного света при отсутствии пластины  $\Pi$ . Фотографии получены по методике работы [4].

Обнаруженное на эксперименте "исправление" волнового фронта рассеянного назад излучения с помощью той же фазовой пластины, которая исказила исходную лазерную волну, можно объяснить, если удастся показать, что рассеянное поле (сигнал)  $E_s(r_{\perp}, z)$  в плоскости  $z = z_0$  совпадает (с точностью до множителя) с комплексносопряженным лазерным полем  $E_L^*(r_{\perp}, z)$ :

$$E_s(r_{\perp}, z_0) \sim \text{const } E_L^*(r_{\perp}, z_0). \quad (1)$$

Здесь плоскость  $z = z_0$  перпендикулярна среднему направлению пучка и расположена вблизи пластины со стороны рассеивающей кюветы. Приведем полуквантитативные соображения в пользу выполнения (1).

Нетрудно показать, что зависимостью от угла рассеяния  $\theta$  величины коэффициента усиления и реактивной составляющей нелинейной поляризуемости при изменении  $\theta$  в экспериментальных пределах  $0 \leq \pi - \theta \lesssim 3 \cdot 10^{-3}$  можно пренебречь. Поэтому распространение волны сигнала  $E_s(r_{\perp}, z) = e^{-ik_s z} \epsilon_s(r_{\perp}, z)$  в направлении  $(-z)$  можно описывать параболическим уравнением

$$\frac{\partial \epsilon_s}{\partial z} + \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} \epsilon_s + \frac{1}{2} g(r_{\perp}, z) \epsilon_s = 0, \quad (2)$$

где коэффициент усиления  $g(r_{\perp}, z)$  в силу сказанного выше определяется просто локальным значением интенсивности поля лазера:  $g(r_{\perp}, z) = A |E_L(r_{\perp}, z)|^2$ . Наиболее существенный пункт рассмотрения состоит в том, что поле лазера  $E_L(r_{\perp}, z) = e^{ik_L z} \epsilon_L(r_{\perp}, z)$  удовлетворяет (в пренебрежении членами с усилением) уравнению, комплексно сопряженному к (2).

$$\frac{\partial \epsilon_L}{\partial z} - \frac{i}{2k_L} \Delta_{\perp} \epsilon_L = 0 \quad (3)$$

(можно показать, что малое различие коэффициентов  $k_L^{-1}$  и  $k_S^{-1}$  при поперечном лапласиане можно не учитывать). Рассмотрим систему функций  $f_i(r_{\perp}, z)$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots$ , удовлетворяющих соотношению ортогональности в сечении  $z = z_0$  и тому же уравнению, которое описывает распространение комплексно-сопряженного поля лазера:

$$\int f_i^*(r_{\perp}, z_0) f_j(r_{\perp}, z_0) dr_{\perp} = \delta_{ij}; \quad \frac{\partial f_i}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} f_i = 0 \quad (4)$$

Тогда соотношение ортогональности будет иметь место в любом сечении  $z = \text{const}$ . Выберем функцию  $f_0^*(r_{\perp}, z)$  совпадающей с полем лазера:  $\epsilon_L(r_{\perp}, z) = B f_0^*(r_{\perp}, z)$ , а остальные функции  $f_i^*(r_{\perp}, z)$ ,  $i = 1, 2, \dots$ , выберем произвольно, исходя из условия ортогональности (4). Представляя поле сигнала в виде разложения

$$\epsilon_S(r_{\perp}, z) = \sum_{i=0}^{\infty} C_i(z) f_i(r_{\perp}, z), \quad (5)$$

для коэффициентов  $C_i(z)$  получаем

$$\frac{dC_i(z)}{dz} + \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} g_{ik}(z) C_k(z) = 0, \quad (6)$$

$$g_{ik}(z) = AB^2 \int dr_{\perp} |f_0(r_{\perp}, z)|^2 f_i^*(r_{\perp}, z) f_k(r_{\perp}, z). \quad (7)$$

Мы не будем подробно исследовать свойства решений системы уравнений (6)–(7) (это должно составить предмет отдельного сообщения), и отметим лишь следующее. В случае, когда дифракция лазерного поля приводит к значительным колебаниям величины  $|f_0(r_{\perp}, z)|^2$  по сечению (а именно такова ситуация в эксперименте), диагональный коэффициент  $g_{00}(z)$  (который условно можно назвать коэффициентом усиления нулевой функции) в 2–3 раза превосходит величину коэффициентов усиления  $g_{ii}(z)$  для остальных функций и величины недиагональных коэффициентов  $|g_{0i}|$ ,  $|g_{ik}|$ ,  $i, k \neq 0$ . Поэтому представляется правдоподобным, что амплитуда  $C_0(z)$  будет расти наиболее быстро, что и даст требуемое соотношение (1).

Отметим также, что если возбуждающее излучение имеет постоянный по поперечному сечению профиль амплитуды  $|f_0(r_{\perp}, z)|^2 = \text{const}$ ,

то никакого преимущественного воспроизведения сигналом комплексно-сопряженного лазерного фронта не должно происходить. Это качественно согласуется с результатом опыта без травленной пластины.

Авторы благодарны Н.Г.Басову за внимание к работе и В.И.Ковалеву за помощь в проведении экспериментов.

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

Поступила в редакцию  
6 января 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] T.A.Wiggins, R.W.Wick, D.H.Rank. Appl. Opt., 5, 1069, 1966.
  - [ 2 ] T.A.Wiggins , T.T.Saito, L.M.Peterson, D.H.Rank. Appl. Opt., 9, 2177, 1970.
  - [ 3 ] В.И.Ковалев, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский, Ф.С.Файзуллов , Сб. Квантовая электроника , вып. 7, 80, 1972.
  - [ 4 ] В.В.Рагульский, Ф.С.Файзуллов. Оптика и спектроскопия, 27 , 707, 1969.
-