

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. И. Брохин, Н. В. Морачевский, Ф. С. Файзуллов,
А. К. Шмелев

УДК 535.375.5 + 535.56

Экспериментально обнаружено и исследовано влияние эффекта Фарадея на рассеяние Мандельштама-Бриллюэна под 180° в плавленом кварце. Получено качественное подтверждение ранее развитых теоретических представлений. Обсуждается количественное соответствие экспериментальных результатов и теоретических оценок.

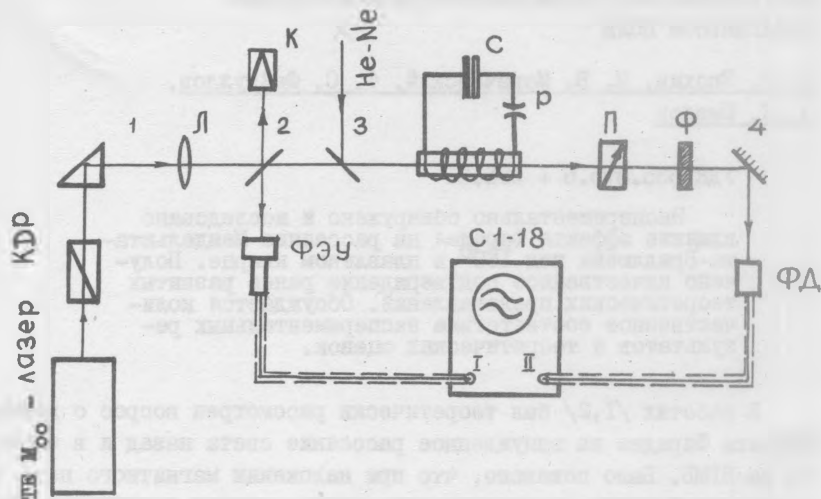
В работах [1,2] был теоретически рассмотрен вопрос о влиянии эффекта Фарадея на вынужденное рассеяние света назад и в частности на ВРМБ. Было показано, что при наложении магнитного поля вдоль направления распространения волны накачки коэффициент усиления ВРМБ зависит от напряженности наложенного поля H следующим образом (для линейно-поляризованной волны накачки):

$$\epsilon_{эф} = \epsilon_0/2 + \sqrt{\epsilon_0^2/4 - (4RH)^2}, \quad (1)$$

где $\epsilon_0 = GI_L$ (G - коэффициент усиления в см/Вт, I_L - интенсивность накачки) - коэффициент усиления в см⁻¹ при $H = 0$, R - постоянная Верде вещества, в котором наблюдается рассеяние. При $\epsilon_0^2/4 \leq (4RH)^2$ эффективный коэффициент усиления остается постоянным и равным своему минимальному значению $\epsilon_0/2$. Были сделаны оценки величины напряженности магнитного поля, необходимой для достижения минимального коэффициента усиления. Для плавленого кварца на длине волны 5300 Å этот эффект возникает при $H \approx 40$ кЭ.

Настоящая работа ставит своей целью, во-первых, экспериментальное наблюдение эффекта ослабления интенсивности (энергии) стоксовой компоненты при наложении продольного магнитного поля, во-вторых, количественную проверку теоретической зависимости (1).

Методика исследования. Схема экспериментальной установки для исследования влияния эффекта Фарадея на ВРМБ под 180° показана на рис. 1. Излучение TEM_{00} неодимового лазера, с длительностью



Р и с. 1. Схема экспериментальной установки: TEM_{00} - неодимовый лазер; KDP - кристалл, удваивающий частоту излучения; I - поворотная призма; 2,3 - плоскопараллельные пластины; К - calorиметр; ФЭУ - фотоэлектронный умножитель ФЭУ-93; Л - фокусирующая линза; L - соленоид с исследуемым образцом; С - батарея конденсаторов; Р - управляемый разрядник; П - поляризатор; Ф - фильтр КС-II; 4 - поворотное зеркало; ФД - фотодиод

импульса 40 нс, преобразовывалось кристаллом KDP во вторую гармонику ($\lambda = 5300 \text{ \AA}$). Преобразованное излучение подфокусировалось линзой Л с фокусным расстоянием 200 см внутри исследуемого образца из плавленого кварца длиной 10 см. Энергия излучения на входе в образец измерялась calorиметром К. Энергия излучения ВРМБ измерялась с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-93, работавшего в логарифмическом режиме (динамический диапазон 10^4).

Исследуемый образец был помещен внутрь катушки L. Магнитное поле в катушке создавалось за счет импульсного разряда батареи конденсаторов емкостью 3000 мкФ. Разряд инициировался управляемым разрядником P синхронно с разрядом в лампах накачки неодимового лазера. Напряженность магнитного поля измерялась по величине фарадеевского вращения на длине волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$. Для этого излучение неон-гелиевого лазера пропусклось через систему образец-поляризатор П, а затем регистрировалось фотодиодом ФД. Амплитуда электрического сигнала с фотодиода измерялась двухлучевым осциллографом СИ-18. Величина напряженности магнитного поля вычислялась по амплитуде этого электрического сигнала А с помощью формулы

$$H = \frac{\arcsin \cos \sqrt{A/A_0}}{H_{\lambda 1}}, \quad (2)$$

где A_0 - амплитуда сигнала при $H = 0$, $H_{\lambda 1}$ - постоянная Верде на длине волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$, l - длина образца. Синхронность максимума поля с лазерным импульсом контролировалась на том же осциллографе СИ-18.

Результаты эксперимента и их обсуждение. Результаты измерений в виде графиков зависимостей энергии рассеянного излучения W_S , от энергии накачки W_L для различных напряженностей магнитного поля представлены на рис. 2. Построение графиков проводилось по методу наименьших квадратов. Для этого были использованы следующие теоретические предположения. В отсутствие магнитного поля ($H = 0$) зависимость между W_S и W_L имеет стандартный вид

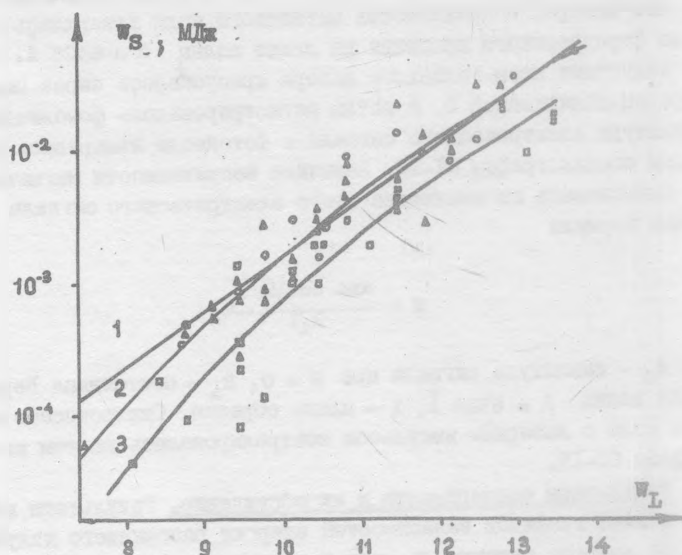
$$\ln W_S = A + B W_L, \quad (3)$$

где А и В - константы, определяемые из эксперимента по методу наименьших квадратов. При наложении магнитного поля формула (3) видоизменяется в соответствии с общим видом зависимости (1):

$$\ln W_S = A' + B' W_L + \sqrt{C W_L^2 - (\alpha R H)^2}. \quad (4)$$

Константы A' , B' , C и α определялись также с помощью метода наименьших квадратов.

Из графиков, представленных на рис. 2, видно качественное подтверждение теоретических представлений, развитых в /1,2/. Энергия рассеянного излучения уменьшается при наложении магнит-



Р и с. 2. Графики зависимостей энергии рассеянного излучения от энергии накачки для различных значений напряженности магнитного поля: 1 - $H = 0$, 2 - $H = 26,6$ кЭ, 3 - $H = 35,6$ кЭ

ного поля, причем эффект тем заметнее, чем меньше энергия (интенсивность) накачки.

Количественное сопоставление результатов эксперимента с теорией было проведено путем сравнения коэффициента α при множителе RH в формуле (4). Экспериментальное значение α оказалось приблизительно в три раза меньше теоретического ($\alpha_{\text{теор}} = 4$, см. формулу (1)). Такое количественное расхождение можно было бы объяснить отличием теоретических предположек от конкретных экспериментальных условий. Наиболее важными из них являются отличия пространственного и временного профилей импульса накачки. В ра-

боте /1/ предполагалась прямоугольная конфигурация, в то время как на эксперименте эти профили близки к гауссовым. Расчеты показали, что вид профиля распределения энергии в волне накачки весьма существен при измерениях коэффициента усиления в отсутствие магнитного поля. Так, отношение энергий рассеянного излучения для случаев прямоугольного и гауссова распределений $\sim \frac{1}{l}$, где l - длина взаимодействия.

Однако численное интегрирование по гауссову профилю выражения для плотности энергии рассеянного излучения в магнитном поле показало, что коэффициент при κH слабо зависит от вида распределения ($\pm 20\%$). Таким образом, можно сделать вывод, что количественное различие экспериментального и теоретического значений коэффициента при κH . (в три раза) связано с более тонкими эффектами, подлежащими дальнейшему выяснению.

Поступила в редакцию
30 января 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. Я. Зельдович, Н. В. Морачевский, Квантовая электроника, 3, вып. 9, 2070 (1976).
2. Н. Б. Баранова, А. А. Голубцов, Б. Я. Зельдович, Н. А. Мельников, Н. Ф. Пилипецкий, А. Н. Русецкий, Препринт ФИАН № 94, 1976 г.