

НАБЛЮДЕНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА В КРЫЛЕ ЛИНИИ РЕЛЕЯ

Д.Н.Кызыласов, В.С.Старунов

В этой работе сообщается о первом экспериментальном наблюдении сверхкоротких или пикосекундных импульсов излучения (ПИ), возникающих при вынужденном рассеянии света в крыле линии Релея (ВРК) [1].

На возможность возникновения ПИ в процессе ВРК длительностью порядка времени релаксации анизотропии τ было указано раньше [2] Фабелинским и авторами этой работы. Теперь это предположение получило экспериментальное подтверждение.

Для возбуждения ВРК использовался гигантский импульс рубинового лазера [1] мощностью $\sim 150 + 200$ Мвт, длительностью $10 + 15$ нсек и спектральной шириной $\sim 2 \cdot 10^2$ см⁻¹. Возбуждающий свет фокусировался в сосуд с нитробензолом длиной 10 см линзами с фокусными расстояниями $f = 3$ и 1,5 см.

Между лазером и рассеивающей средой существовала обратная связь. Рассеянный свет наблюдался в прямом и обратном направлении.

Для наблюдения ПИ в ВРК использовалась методика двухфотонной люминесценции [3]. Узкий пучок рассеянного света проходил через сосуд, содержащий раствор родамин-6G в этиловом спирте и, отразившись от зеркала M , возвращался назад (рис.1). В местах встречи прямых и

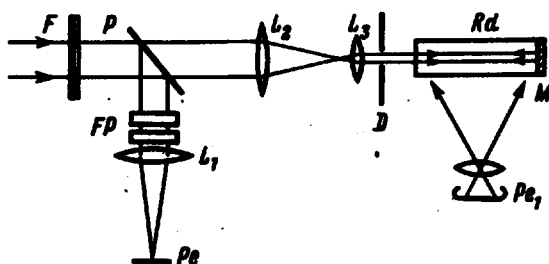


Рис.1. Схема регистрации спектра и пикосекундных импульсов при вынужденном рассеянии света в крыле линии Релея: F – интерференционный светофильтр ($\lambda_{\text{max}} = 6943 \text{ \AA}$), Rd – сосуд с раствором родамин-6G в этиловом спирте; M – зеркало ($R \sim 100\%$); Pl_1 – фотоаппарат с зеленым светофильтром; FP – интерферометр Фабри – Перо

отраженных от зеркала ПИ должны возникать максимумы двухфотонной люминесценции. Если такой импульс один, то максимум люминесценции должен наблюдаться у зеркала, если их несколько, то соответствующее число максимумов можно наблюдать также на определенном расстоянии от зеркала. По расстоянию l между зеркалом и первым максимумом люминесценции можно определить время между двумя ПИ $T = 2l/c$, а из ширины этого максимума люминесценции Δl определяется длительность ПИ $t_s = \Delta l/c$, где c – скорость света в среде.

Сверхкороткие импульсы в ВРК были зарегистрированы как при наблюдении в направлении распространения возбуждающего излучения, так и в обратном направлении. Такие импульсы удавалось зарегистрировать лишь в тех условиях опыта, когда с помощью интерферометра наблюдался интенсивный спектр ВРК, имеющий характер полосы общей протяженностью $\sim 0,5 + 1,5 \text{ см}^{-1}$, примыкающей со стоковой стороны к линии возбуждающего излучения (см., например, [1, 4]).

На рис 2, а (см. вклейку) приведена часть следа возбуждающего излучения в люминесцирующем растворе, а на рис. 2, б — часть следа света, рассеянного нитробензолом. На рис. 2, б виден максимум двухфотонной люминесценции, возникшей в месте встречи по крайней мере двух ПИ, распространяющихся в направлении зеркала М и отраженного от него. Следовательно, в рассеянном свете было не менее двух сверхкоротких импульсов длительностью $t_s \lesssim 10^{-11}$ сек.

При фокусировании возбуждающего излучения в рассеивающую среду линзой $f = 3$ см время между двумя соседними импульсами было $T \approx 7 \cdot 10^{-10}$ сек. При уменьшении f в два раза T уменьшалось также приблизительно вдвое. Следовательно, в условиях нашего опыта при уменьшении f в два раза длина области нелинейного взаимодействия L в нитробензоле, существенная для возникновения ПИ в ВРК, также уменьшалась вдвое, поскольку $T \sim 2L/c$. В этом случае мы получим $L \sim 6 + 7$ см для $f = 3$ см и $L \sim 3 + 3,5$ см для $f = 1,5$ см. Из этих результатов следует, что хотя формирование ПИ происходит, главным образом, в области фокуса линзы, для возникновения такой нестационарности могут быть существенны значительно большие длины L нелинейного взаимодействия и в нашем случае $L \sim 2f$ или несколько больше.

При возникновении ПИ в ВРК процесс рассеяния должен иметь нестационарный характер и для случая плоских волн и временных интервалов $t \gg \tau$ описываться системой уравнений

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_0}{\partial t} + \frac{\partial I_0}{\partial x} = -D I_0 I_1, \quad (1)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_1}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial x} = D I_0 I_1, \quad (2)$$

где I_0 и I_1 — интенсивности пучков возбуждающего и рассеянного света, распространяющихся навстречу друг другу, D — постоянная нелинейной связи

$$D = \frac{64\pi^2 \omega_0}{135n^4 c^2} (n^2 + 2)N \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2}{kT} \frac{\Omega r}{1 + \Omega^2 r^2}. \quad (3)$$

Здесь $\Omega = \omega_0 - \omega_1$, ω_0 , ω_1 — частоты возбуждающего и рассеянного излучения, α_1 и $\alpha_2 = \alpha_3$ — главные поляризуемости молекулы, N — число молекул в 1 см^3 .

Система уравнений (1) — (2) идентична системе уравнений, описывающих явление вынужденного комбинационного рассеяния света [5] и отличается от нее лишь выражением для D . Анализ этой системы уравнений показывает, что при больших коэффициентах усиления, когда I_1

становится порядка I_0 , в рассеянном свете могут возникать ПИ, которые наблюдались раньше в комбинационном рассеянии света Майером и Кайзером [5] и теперь нами при ВРК.

Из общего решения системы уравнений (1) – (2) при использовании граничных условий: а) $x = 0$, $I_0 = I_0(0)$, б) $x = L$, $I_1 = I_1(L)$, следует, что вынужденное рассеяние может иметь нестационарный характер, если удовлетворяется неравенство: $I_1(L) \exp\{D I_0(0)L\} > \frac{1}{2} I_0(0)$. В этом случае при ВРК в рассеянном свете могут возникнуть несколько ПИ, минимальная длительность которых ограничивается величиной $(t_s)_{min} \sim r$, а спектральное уширение $(\Delta\Omega)_{max} \sim 1/r$.

Возникновением ПИ объясняется, почему обычно спектр ВРК имеет характер широкой полосы вместо узкой линии, которую можно было ожидать из стационарной теории. Этим же объясняется конкуренция явлений ЗРМБ и ВРК [2, 4].

Короткие интенсивные импульсы ВРК могут сами вызывать явление повторного рассеяния ВРК (но не ВРМБ) в области нелинейного взаимодействия, что приведет к дополнительному, и, возможно, многократному уширению спектра рассеянного излучения.

Отметим также, что возникновение ПИ в рассеянном излучении может оказать существенное влияние на кинетику развития самофокусировки, ограничивая время существования нитей самофокусировки величиной $T_1 \sim \frac{2L}{c}$ где L – длина нити.

В заключение авторы выражают благодарность И.Л.Фабелинскому за внимание и обсуждение полученных результатов и В.П.Зайцеву за помощь в работе.

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

Поступила в редакцию
24 апреля 1969 г.

Литература

- [1] Д.И.Маш, В.В.Морозов, В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. Письма в ЖЭТФ, 2, 41, 1965.
- [2] Ю.И.Кызыласов, В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. Письма в ЖЭТФ, 9, 383, 1969.
- [3] J. A. Giordmain. P. M. Rentzepis. S. L. Shapiro, K. W. Wecht. Appl. Phys. Lett., 11, 216, 1967.
- [4] Г.И.Зайцев, Ю.И.Кызыласов, В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. Письма в ЖЭТФ, 6, 505, 1967.
- [5] M. Maier, W. Kaiser. Phys. Rev. Lett., 17, 1275, 1966.