

СУБФЕМТОСЕКУНДНЫЕ БИЕНИЯ ПРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПОЛЕЙ РЭЛЕЕВСКОГО И ЧЕТЫРЕХФОТОННОГО РАССЕЯНИЯ

В.Л.Богданов, А.Б.Евдокимов, Г.В.Лукомский,
Б.Д.Файнберг

Обнаружены субфемтосекундные световые биения при трехволновом резонансном смещении в растворе красителя ультракоротких лазерных импульсов. Показано, что наблюдаемый эффект обусловлен интерференцией полей рэлеевского и четырехфотонного рассеяния.

В¹ сообщалось о наблюдении субфемтосекундных световых биений при четырехволновом смещении в парах Na-излучений двух лазеров, резонансных различным D-линиям. В условиях эксперимента¹ эти биения связаны с образованием двух светоиндуцированных решеток. Нами субфемтосекундные биения обнаружены для сигналов, генерируемых при трехволновом смещении в резонансной среде импульсов одного лазера и обусловленных другой причиной – интерференцией полей рэлеевского (РР) и четырехфотонного (ЧФР) рассеяния.

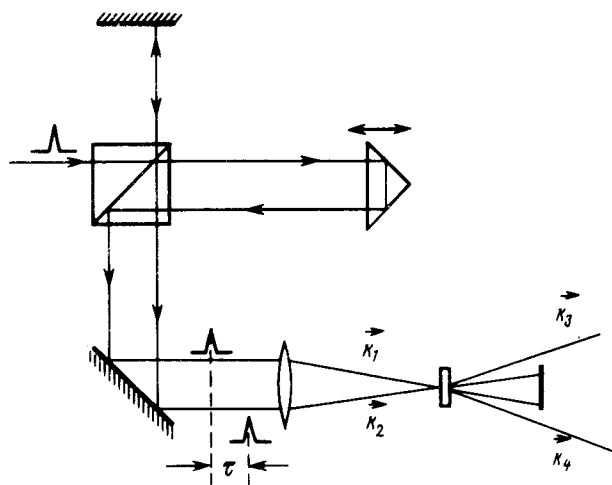


Рис. 1. Схема эксперимента

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Импульсы струйного лазера на красителе (родамин 6Ж) с комбинированной синхронизацией мод (активной – путем синхронной накачки импульсами аргонового лазера и пассивной – с помощью нелинейного поглотителя) длительностью ≈ 1 пс (оценка по автокорреляционным измерениям методом неколлинеарной генерации второй гармоники) вводились в интерферометр Майкельсона. Конструкция интерферометра обеспечивала получение двух пространственно разделенных импульсов с малой (1 фс/с) скоростью изменения временной задержки τ между ними. При фокусировке обоих импульсов под углом $\approx 1^\circ$ в кювету с красителем (ДОДС1 в этиленгликоле, концентрация 10^{-3} М, толщина слоя 100 мкм) в направлениях $k_3 = 2k_2 - k_1$ и $k_4 = 2k_1 - k_2$ (k_j ($j = 1, 2$) – волновые вектора импульсов возбуждения) наблюдались сигналы резонансного трехволнового смещения, которые регистрировались фотоприемниками. Зависимость энергии сигналов от задержки приведена на рис. 2.

Было установлено, что длительность огибающих наблюдаемых сигналов соответствует времени когерентности, оцениваемой по ширине спектра генерации, а не длительности лазерных импульсов. Для верхней огибающей характерно наличие одного максимума, а для нижней – двух минимумов интенсивности (рис. 2а). Период модуляции на склонах огибающих совпадал с периодом световых колебаний излучения лазера (1,95 фс при частоте

генерации $\omega = 17100 \text{ см}^{-1}$) (рис. 2б). При малых задержках в области максимумов сигналов наблюдалась модуляция с вдвое меньшим периодом субфемтосекундной длительности (рис. 2в). Для сигналов рэлеевского рассеяния регистрация вне направлений \mathbf{k}_3 , \mathbf{k}_4 период модуляции соответствовал периоду световых колебаний.

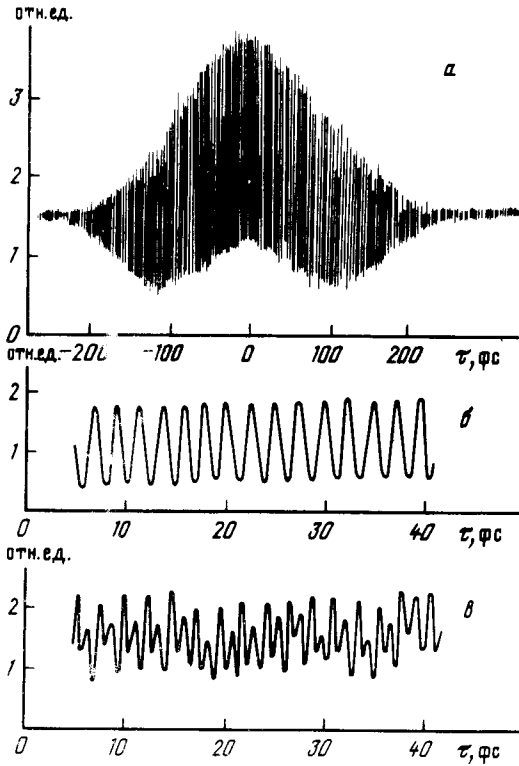


Рис. 2. Зависимости сигналов рассеяния от задержки: а – огибающие сигналов; б – фемтосекундные биения; в – субфемтосекундные биения

С целью интерпретации изложенных результатов рассмотрим рассеяние возбуждаемое импульсами излучения лазера:

$$E(\mathbf{R}, t) = \frac{1}{2} \sum_{j=1,2} \{ \mathbf{e}_j \&(t - n_j \mathbf{R}/v - \tau_j) \exp[-i(\omega_j / t - \tau_j) - k_j \mathbf{K}] + \text{к.с.} \} \quad (1)$$

Поле рассеяния в направлениях k_n ($n=3, 4$) для удаленной от источника точки наблюдения с радиусом вектором \mathbf{R}_0 , с учетом вкладов как РР, так и ЧФР, можно представить в виде

$$E'_{k_n}(\mathbf{R}_0, t) = E_p(\mathbf{R}_0, t) + E_{k_n}(\mathbf{R}_0, t), \quad (2)$$

где, следуя ²

$$E_{k_n}(\mathbf{R}_0, t) \sim \int_V d^3 \mathbf{r} \exp[-i\omega(t - (2\delta_{4n} - \delta_{3n})\tau) + ik_n \mathbf{r}] \&(T - \delta_{4n}\tau) \int_0^\infty dt' \&(T - t' - \delta_{4n}\tau) \times \times \&^*(T - t') - \tau\delta_{3n}) \equiv A_{4p_n}(\tau) \exp[-i\omega(t - (2\delta_{4n} - \delta_{3n})\tau)] \quad (3)$$

– напряженность поля ЧФР, определяемая интегралом по объему рассеивающей среды (V), $\tau_1 = 0, \tau_2 \equiv \tau, T = t - (\mathbf{R}_0 - \mathbf{r})\mathbf{n}/v$ ($n_1 \approx n_2 \approx n_3 \approx n_4 = \mathbf{n}$), δ_{jj} – символ Кронекера и

$$E_p(\mathbf{R}_0, t) = \frac{\omega^2}{8\pi c^2 R_0} \sum_{j=1,2} \left(\int_V d^3 \mathbf{r} (\alpha \mathbf{e}_j) \&(T_p - \tau_j) \exp[-i\omega(t - \frac{R_0 - (\mathbf{n}_p - \mathbf{n}_j)\mathbf{r}}{v} - \tau_j)] \right) \equiv \equiv \exp(-i\omega t) [A_{p_1} + A_{p_2} \exp(i\omega\tau)] \quad (4)$$

— напряженность поля рэлеевского рассеяния. $T_p = t - \sqrt{R_0 - (n_p - n)^2} / v$, α — тензор рассеяния, $(\dots)_\perp$ — означает проекцию соответствующего вектора перпендикулярную к \mathbf{k}_p . Выражение (4) получено путем обобщения рассмотрения³ на нестационарный случай.

Для энергии света, рассеянного в направлении \mathbf{k}_n , имеем $J_{\mathbf{k}_n} \sim \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle |E'_{\mathbf{k}_n}|^2 \rangle$, где угловые скобки означают все необходимые усреднения. При этом зависимость $J_{\mathbf{k}_n}$ от τ определится зависимостью $|E'_{\mathbf{k}_n}|^2$ от этого параметра. Подставляя (3), (4) в (2), для $|E'_{\mathbf{k}_n}|^2$ получаем:

$$|E'_{\mathbf{k}_n}|^2 = |A_{p_1}|^2 + |A_{p_2}|^2 + \rho^2 |A_{4p_n}(\tau)|^2 + 2\text{Re}[A_{p_1} A_{p_2}^* \exp(-i\omega\tau)] + 2\text{Re}[\rho \exp[i\omega\tau(2\delta_{4n} - \delta_{3n})] (A_{p_1}^* + A_{p_2}^* \exp(-i\omega\tau)) A_{4p_n} / (\tau)] \quad (5)$$

где ρ — коэффициент пропорциональности. Член в (5), независящий от τ , обусловлен ГР, плавно меняющийся в масштабе времени τ — ЧФР, осциллирующий с частотой ω — как РР, так и интерференцией РР с ЧФР, а осциллирующий с частотой 2ω — только интерференцией РР с ЧФР. Такая картина поля рассеяния полностью объясняет наблюдаемые особенности модуляции и формы огибающих сигналов. В частности, наличие двух минимумов у нижней огибающей можно приписать тому, что член, обусловленный ЧФР, определяется функцией 6-го порядка по напряженности действующего поля и, следовательно, уменьшается с увеличением задержки быстрее, чем связанные с интерференцией осциллирующие члены, которые являются функциями поля второго и четвертого порядков.

Отметим, что полученные результаты представляют интерес для анализа формы и фазовой модуляции импульсов, поскольку могут дать дополнительную информацию по отношению к известному интерферометрическому методу⁴, основанному на генерации второй гармоники. Это связано с тем, что в нашем случае получение сигналов реализуется при более высоком, чем в⁴, порядке взаимодействия, а повышение порядка взаимодействия должно сопровождаться усилением зависимости генерируемых сигналов от амплитудно-фазовых характеристик импульсов. Перспективным в этом направлении представляется регистрация сигналов ЧФР, когда в обоих направлениях \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 организованы импульсы, содержащие задержанную и незадержанную компоненты поля. В этом случае зависимость сигналов ЧФР от τ определится выражением:

$$|E_{\mathbf{k}_n}(\tau)|^2 \sim |\&(t) + \&(t - \tau) \exp(i\omega\tau)|^2 \left[\int_0^{\infty} dt' |\&(t - t') + \&(t - t - \tau) \exp(i\omega\tau)|^2 \right]^2. \quad (6)$$

Литература

1. De Beer D., Usadi E., Hartmann S.R. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 13.
2. Файнберг Б.Д. Опт. и спектр., 1986, 60, 120.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, гл. XV.
4. Diels J.-C., Fontaine J.J., McMichael I.C., Stimonl F. Appl. Opt., 1985, 24, 1270.