

КВАНТОВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И СООТНОШЕНИЯ МЭНЛИ – РОУ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ ЧАСТОТ В ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОЙ ДОПЛЕРОВСКИ УШИРЕННОЙ СРЕДЕ

А.К.Попов⁺¹⁾ С.А.Мысливец⁺, Е.Тиман^{Δ2)}, Б.Велегехаузен^{Δ1)2)}
Г.Тартаковский^{∇1)2)}

⁺Институт физики Сибирского отделения РАН
660036 Красноярск, Россия

^ΔInstitut fuer Quantenoptik, Universitaet Hannover
30167 Hannover, Germany

[∇]SIMULTEK, USA
20311 121 CT SE. Kent, WA 98031-1718

Поступила в редакцию 5 мая 1999 г.

Показано, что некоторые представления нелинейной оптики, основанные на соотношениях Мэнли – Роу, перестают быть справедливыми при резонансных взаимодействиях. Это обусловлено интерференцией элементарных квантовомеханических процессов в резонансных условиях. Вывод проиллюстрирован на численных примерах, соответствующих проводимым экспериментам.

PACS: 42.50.-p, 42.65.-k

Когерентные квантовые процессы при взаимодействии лазерных излучений с многоуровневыми системами привлекают большой интерес в связи с возможностями их использования для манипулирования нелинейно-оптическими откликами, населенностями уровней, показателями преломления и поглощения резонансной среды [1,2]. К их числу относятся и резонансные четырехволновые процессы (РЧП). Однако в резонансных условиях, наряду с гигантским увеличением нелинейных восприимчивостей, многие другие сопутствующие процессы начинают играть кардинальную роль. Это может приводить к качественным противоречиям с общепринятыми представлениями, справедливыми в предельных случаях. Работа посвящена этому вопросу.

Относительно мало экспериментов посвящено исследованию квантовой интерференции при РЧП в поле непрерывных монохроматических излучений. Трудности обусловлены необходимостью использования сразу трёх достаточно мощных одночастотных лазеров с перестройкой частоты в области резонансов. Один из возможных вариантов решения задачи состоит в использовании рамановской схемы переходов. При этом только два перестраиваемых излучения становятся необходимыми для реализации РЧП за счет генерации третьего излучения на смежном переходе в поле оптической накачки. Кроме того, если вместо атомов использовать молекулы с многими близко расположенными уровнями, то становится возможным варьировать характеристики взаимодействующих переходов и получать широко перестраиваемую по частоте генерацию. Такая возможность была недавно реализована на

¹⁾ e-mail: popov@cc.krascience.rssi.ru, wellegehausen@mbbox.iqo.uni-hannover.de, simultek@msn.com.

²⁾ E.Tiemann, B.Wellegehausen, G.Tartakovsky.

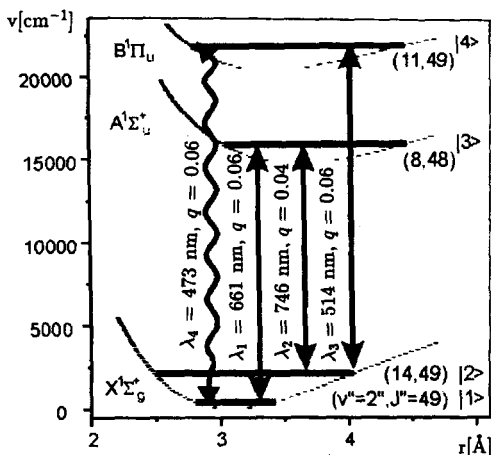


Рис.1. Схема энергетических уровней и переходов молекулы Na₂, использованных в эксперименте [3]. (Рамановский лазер оперирует на переходах 1-3-2)

основе использования двойных лямбда-схем переходов димеров натрия (рис.1) [3]. Аналогичные возможности продемонстрированы для молекул йода. Поэтому в качестве примера выберем схему переходов, соответствующую рис.1. Система волновых уравнений для медленных комплексных амплитуд полей имеет вид

$$\frac{dE_{4,2}(z)}{dz} = i\sigma_{4,2}(z)E_{4,2} + i\bar{\sigma}_{4,2}(z)E_1E_3E_{2,4}^* \quad (1)$$

$$\frac{dE_{1,3}(z)}{dz} = i\sigma_{1,3}(z)E_{1,3} + i\bar{\sigma}_{1,3}(z)E_4E_2E_{3,1}^* \quad (2)$$

Здесь $\sigma_j(z) = -2\pi k_j \chi_j(z) = \delta k_j(z) + i\alpha_j(z)/2$, δk_j и α_j – зависящие от интенсивности резонансные компоненты волновых чисел и показателей поглощения; $\bar{\sigma}_4(z) = -2\pi k_4 \tilde{\chi}_4(z)$ (и т.д.) – зависящие от интенсивности комплексные параметры нелинейной связи для ЧВС; χ_j и $\tilde{\chi}_j$ – соответствующие восприимчивости. Условие $\omega_4 + \omega_2 = \omega_1 + \omega_3$ предполагается выполненным. Переходя к вещественным амплитудам и фазам, получаем

$$dA_{4,2}/dz = -\alpha_{4,2}A_{4,2}/2 - (\bar{\sigma}_{4,2}'' \cos \Theta + \bar{\sigma}_{4,2}' \sin \Theta)A_1A_{2,4}A_3, \quad (3)$$

$$A_{4,2}d\phi_{4,2}/dz = \delta k_{4,2}A_{4,2} - (\bar{\sigma}_{4,2}'' \sin \Theta - \bar{\sigma}_{4,2}' \cos \Theta)A_1A_{2,4}A_3, \quad (4)$$

$$dA_{1,3}/dz = -\alpha_{1,3}A_{1,3}/2 - (\bar{\sigma}_{1,3}'' \cos \Theta - \bar{\sigma}_{1,3}' \sin \Theta)A_2A_{3,1}A_4, \quad (5)$$

$$A_{1,3}d\phi_{1,3}/dz = \delta k_{1,3}A_{1,3} + (\bar{\sigma}_{1,3}'' \sin \Theta + \bar{\sigma}_{1,3}' \cos \Theta)A_2A_{3,1}A_4, \quad (6)$$

где $\Theta = \phi_1 - \phi_2 + \phi_3 - \phi_4 - \Delta kz$, $\Delta k = k_1 - k_2 + k_3 - k_4$.

Если несколько сильных полей взаимодействует с многоуровневой системой, то совокупность одновременно протекающих элементарных процессов и интерферирующих квантовых путей приводит к сложной зависимости оптических характеристик среды от частоты и интенсивности излучений, а также от совокупности релаксационных параметров, дискриминирующих отдельные процессы [4]. В предельном случае слабых не возмущающих излучений выражения для восприимчивостей $\tilde{\chi}_i$ принимают вид

$$\tilde{\chi}_2 = \frac{iK}{d_2} \left[\frac{1}{P_{43}^*} \left(\frac{\Delta n_4}{P_4^*} + \frac{\Delta n_3}{P_3} \right) + \frac{1}{P_{41}^*} \left(\frac{\Delta n_1}{P_1} + \frac{\Delta n_4}{P_4^*} \right) \right], \quad (7)$$

$$\tilde{\chi}_4 = \frac{iK}{d_4} \left[\frac{1}{P_{12}} \left(\frac{\Delta n_1}{P_1} + \frac{\Delta n_2}{P_2^*} \right) + \frac{1}{P_{32}} \left(\frac{\Delta n_2}{P_2^*} + \frac{\Delta n_3}{P_3} \right) \right], \quad (8)$$

$$\tilde{\chi}_1 = \frac{iK}{d_1} \left[\frac{1}{P_{43}} \left(\frac{\Delta n_4}{P_4} + \frac{\Delta n_3}{P_3^*} \right) + \frac{1}{P_{32}} \left(\frac{\Delta n_2}{P_2} + \frac{\Delta n_3}{P_3^*} \right) \right], \quad (9)$$

$$\tilde{\chi}_3 = \frac{iK}{d_3} \left[\frac{1}{P_{12}^*} \left(\frac{\Delta n_1}{P_1^*} + \frac{\Delta n_2}{P_2} \right) + \frac{1}{P_{41}} \left(\frac{\Delta n_1}{P_1^*} + \frac{\Delta n_4}{P_4} \right) \right]. \quad (10)$$

где $P_j = \Gamma_j + i\Omega_j$ - резонансные знаменатели для соответствующих излучений (например, $P_4 = \Gamma_4 + i\Omega_4$, $P_{43} = \Gamma_{43} + i(\Omega_4 - \Omega_3)$ и т.д.); $d_2 = \Gamma_2 + i(\Omega_1 + \Omega_3 - \Omega_4)$, $d_4 = \Gamma_4 + i(\Omega_1 - \Omega_2 + \Omega_3)$, $d_1 = \Gamma_1 + i(\Omega_4 - \Omega_3 + \Omega_2)$, $d_3 = \Gamma_3 + i(\Omega_4 - \Omega_1 + \Omega_2)$; $\Delta n_4 = n_1 - n_4$, Γ_4 - однородная ширина перехода 1 - 4, и т.д., n_j - населенности уровней; $K = d_{13}d_{32}d_{24}d_{41}/4\hbar^3$, d_{ij} - электродипольные моменты переходов (см. рис. 1).

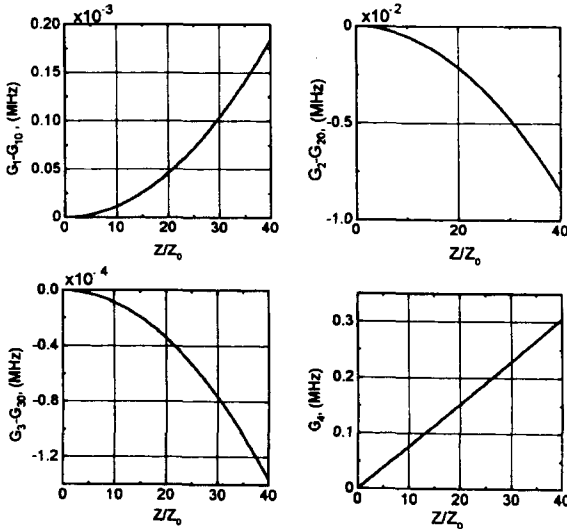


Рис.2. Полностью резонансное четырехволновое преобразование на доплеровски уширенных переходах. Все другие сопутствующие процессы не учитываются. G_i - параметры взаимодействия (частоты Раби в МГц), G_{i0} - значения на входе в среду, Z - толщина среды, Z_0 - резонансная длина поглощения генерируемого излучения (на частоте ω_4) в нулевых полях. $G_{10} = 50$, $G_{20} = 1$, $G_{30} = 40$ (в МГц). Эти и релаксационные параметры соответствуют экспериментальным

Если заселён только нижний уровень, а выходы из всех резонансов существенно превышают их ширины, все восприимчивости становятся равными друг другу: $\tilde{\chi}_1 = \tilde{\chi}_2 = \tilde{\chi}_3 = \tilde{\chi}_4 = \tilde{\chi} = -K n_1 / \Omega_1 \Omega_{12} \Omega_4$. При этом можно пренебречь мнимыми частями восприимчивостей (включая поглощение) по сравнению с действительными. Будем считать также, что фазовое согласование обеспечено: $\Delta k = 0$. Тогда уравнение для фазы принимает вид

$$d\Theta/dz = \bar{\sigma} A_1 A_2 A_3 \cos \Theta / A_4.$$

Отсюда следует, что устойчива фаза $\Theta = \pi/2$, и согласно уравнениям (1) - (6), волны E_1 и E_3 ослабевают, а E_2 и E_4 - нарастают. При этом число исчезнувших фотонов $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_3$ равно числу генерируемых фотонов $\hbar\omega_2$ и $\hbar\omega_4$, а также равны между собой. На первый взгляд, то же самое должно иметь место для параметрической части взаимодействия и в резонансном случае. Однако в этом случае восприимчивости становятся чисто мнимыми, их величина и знаки различаются и по-разному зависят от интенсивностей излучений [4].

Неоднородное уширение переходов, обусловленное разбросом доплеровских сдвигов частот отдельных молекул, также может оказывать существенное влияние на

резонансные нелинейно-оптические взаимодействия, приводя к качественным эффектам. Для получения заметных преобразований в экспериментах используются, как правило, оптически толстые среды, когда интенсивности излучений меняются вдоль среды. Поэтому, используя для решения поставленной задачи аналитические выражения, приведенные в [4], мы проиллюстрируем основные выводы для резонансного случая с помощью численных экспериментов, проведенных с использованием разработанной нами для этой цели интерактивной вычислительной программы. Учтены возмущение среды излучением, доплеровское уширение, а также эффекты распространения исходных и генерируемого излучений в оптически толстой среде. В соответствии с экспериментом в используемой модели предполагается, что каждый из уровней возмущается лишь одним сильным полем, то есть поля E_1 и E_3 могут быть произвольно сильными, а остальные – слабыми [4].

На рис.2 представлены результаты численного моделирования полностью резонансного преобразования в доплеровски уширенной среде без учёта сопутствующих процессов поглощения, на рис.3 – то же самое, но с учётом этих процессов. Как следует из рис.2, полученные в рамках такого подхода зависимости находятся в качественном противоречии с соотношениями Мэнли – Роу (число фотонов $\hbar\omega_3$ нарастает, а $\hbar\omega_1$ – убывает). Наоборот, зависимости на рис.3, полученные с учетом сопутствующих многофотонных процессов поглощения и рамановского усиления, полностью соответствуют представлениям о преобразовании излучений в поглощающих (усиливающих) средах.

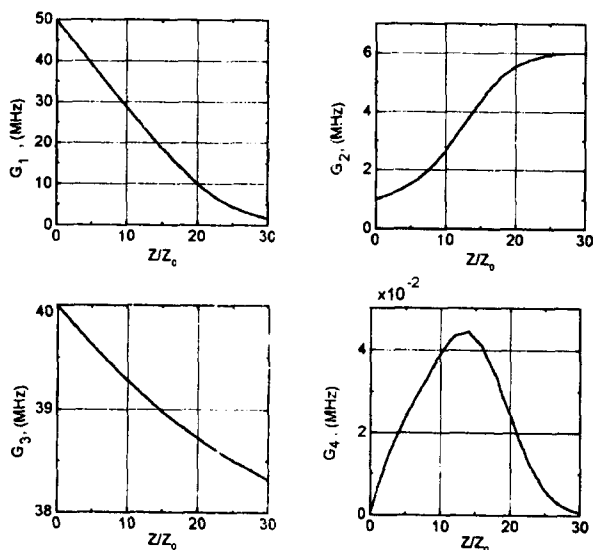


Рис.3. То же, что и на рис. 2, но с учётом рамановского усиления на частоте ω_2 и возмущённого излучениями поглощения на остальных частотах. Используемые параметры и обозначения – как на рис. 2

Таким образом, основной вывод работы состоит в том, что в резонансных условиях, в отличие от нерезонансных, процессы параметрического преобразования и поглощения квантов нельзя рассматривать как независимые. Этот вывод подтверждается и прямым анализом выражений [4], которые слишком громоздки в общем случае. Некоторые предварительные результаты этой работы представлены в [5].

Работа поддержана Министерством образования (грант в области фундаментального естествознания), а также Российским фондом фундаментальных исследований (гранты # 97-02-00016G и # 97-02-16092).

1. M.O.Scully, *Phys. Rep.* **219**, 191 (1992); O.Kocharovskaya, *ibid* **175** (1992); B.G.Levi, *Physics Today*, May 1992, p.17; P.Mandel, *Contemp. Phys.*, **34**, 235 (1993); M.O.Scully and M.Fleischhauer, *Science* **63**, 337 (1994); S.E.Harris, *Physics Today*, July 1997, p.36.
2. A.K.Попов and S.G.Rautian, In: *Proc. SPIE 2798 (Coherent Phenomena and Amplification without Inversion, A.V.Andreev, O.Kocharovskaya and P.Mandel)*, (1996), p.49; A.K.Попов, *Известия РАН, сер. физика* **60**, 92(1996).
3. S.Babin, U.Hinze, E.Tiemann, and B.Wellegehausen, *Optics Lett.* **21**, 1186 (1996); A.Apolonskii, S.Balushev, U.Hinze et al., *Appl. Phys.* **B64**, 435 (1997).
4. A.K.Попов и С.А.Мысливец, *Квантовая электроника* **24**, 1033, (1997).
5. A.K.Попов, S.A.Myslivets, E.Tiemann et al., *Technical Digest of QELS/CLEO*, Baltimore, USA, May 1999.