

- [4] В.В.Железняков. Изв. вузов. Радиофизика, 3, 57, 1960.
- [5] А.В.Гапонов, В.В.Железняков. Докл. на XIII ассамблее URSI, Лондон, сентябрь 1960 г.
- [6] В.К.Юлпатов. Докл. на IY Всесоюзн. конф. МВССО по радиоэлектронике, Харьков, октябрь 1960 г.
- [7] А.В.Гапонов, В.К. Юлпатов. Радиотехника и электроника, 7, 631, 1962.
- [8] R.H.Pantell, Proc. of the Symposium on Millimeter Waves, N.Y., 1959, p.301.
- [9] И.И.Антаков, В.М.Боков, Р.П.Васильев, А.В.Гапонов. Изв.вузов. Радиофизика, 3, 1033, 1960.
- [10] J. L.Hirshfield, J.M.Wachtel. Phys. Rev. Lett., 12, 533, 1964.
- [11] I.V.Bott. Phys. Lett., 14, 293, 1965.

---

I) Наиболее удобным является  $\delta$ -образное распределение электронов по частотам свободных колебаний.

## ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ И ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

В.Т.Платоненко, Р.В.Хохлов

В данной заметке обсуждается возможность создания параметрического усилителя (генератора) и преобразователя частоты, использующих в качестве накачки когерентные молекулярные колебания, которые индуцируются в процессе вынужденного комбинационного рассеяния. Пусть в среде имеется поле четырех частот  $\vec{E} = \vec{E}_1 e^{i\omega_1 t} + \vec{E}_2 e^{i\omega_2 t} + \vec{E}_3 e^{i\omega_3 t} + \vec{E}_4 e^{i\omega_4 t}$ , причем  $\omega_1 - \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 = \omega_0$ , где  $\omega_0$  - собственная частота молекул среды, активная в комбинационном рассеянии. Для

простоты  $\vec{E}_n \parallel \vec{E}_c \parallel \vec{E}_1 \parallel \vec{E}_2$ . Можно показать, что нелинейная часть поляризации среды  $\vec{P}^{na}$  имеет вид

$$\vec{P}^{na}(\omega_1) \approx -i\sigma_1 |\vec{E}_1|^2 \vec{E}_2 - i\sigma |\vec{E}_n \vec{E}_c^* \vec{E}_2; \vec{P}(\omega_2) = -i\sigma_2 |\vec{E}_1|^2 \vec{E}_2 - i\sigma \vec{E}_n \vec{E}_c^* \vec{E}_1, \quad (1)$$

где  $\sigma_1 \approx \sigma$  - константы, зависящие от свойств вещества и частот поля. Подставляя (1) в уравнения Максвелла и считая  $E_1 E_2 \ll E_n E_c^*$ , получим:

$$\left[ \nabla^2 + \frac{\omega_1^2}{c^2} (\epsilon_1' + i\epsilon_1'') \right] \vec{E}_1 = -i4\pi \frac{\omega_1^2}{c^2} \sigma \vec{E}_n \vec{E}_c^* \vec{E}_2 \quad (2)$$

и симметричное уравнение для  $\vec{E}_2$ . Эти уравнения описывают параметрическое взаимодействие волн  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  с волной молекулярных колебаний, которая задается произведением  $\vec{E}_n \vec{E}_c^* e^{i\omega_0 t}$ . При таком взаимодействии, вообще, возможно либо усиление (поглощение) волн  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  одновременно, если  $|\omega_1| + |\omega_2| = \omega_0$ , либо преобразование частоты, если  $|\omega_1| - |\omega_2| = \pm \omega_0$ .

Предположим выполненным условие синхронизма волновых векторов:  $\vec{k}_n - \vec{k}_c = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ . При этом, как следует из уравнений для  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  типа (2), усиление  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  ( $|\omega_1| + |\omega_2| = \omega_0$ ) возможно, если  $16\pi^2 \sigma^2 |\vec{E}_n \vec{E}_c|^2 > \epsilon_1'' \epsilon_2''$ . Условие возбуждения стоксовой волны имеет вид:  $4\pi\sigma |\vec{E}_n|^2 > \epsilon_c''$ . Пусть  $|\vec{E}_c| = 0,1 |\vec{E}_n|$  (реально достижимы и большие значения  $|\vec{E}_c|/|\vec{E}_n|$ ). Тогда мощность  $|\vec{E}_n|^2$  пороговая для параметрического усиления в  $10(\epsilon_1'' \epsilon_2'')^{1/2} / \epsilon_c''$  раз превышает мощность пороговую для возбуждения стоксовой волны. При разумных отношениях  $(\epsilon_1'' \epsilon_2'')^{1/2} / \epsilon_c''$  эта мощность легко достижима.

Преобразование частоты, как известно, является беспороговым процессом.

Условие  $\vec{k}_n - \vec{k}_c = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$  легко выполнимо лишь в режиме преобразования частоты. Вероятно, имеются жидкости, для которых это условие может быть выполнено и в режиме усиления, поскольку частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  обычно лежат левее серии полюсов поглощения, где коэффициент преломления должен быть большим.

В заключение отметим, что при возбуждении вынужденного ком-

бинационного рассеяния в фокусе лазерного пучка могут генерироваться волны с частотами  $0 < \omega < \omega_0$ . Попытки регистрировать излучение таких частот нам неизвестны.

МОСКОВСКИЙ  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию  
9 сентября 1965 г.

ПАРАМЕТРЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ  
В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ШЕЕЛИТА

Л.Я.Шекун

В кристаллах гомологического ряда шеелита ( $CaWO_4$ ) редкоземельные ионы легко образуют центры с симметрией  $\bar{2}_4$ . Анализируя оптические спектры и данные по ЭПР этих центров, мы нашли, что действие кристаллического поля на трехзарядный редкоземельный ион можно описать потенциалом

$$V = B_2^0 V_2^0 + B_4^0 V_4^0 + B_6^0 V_6^0 + B_4^4 V_4^4 + B_6^4 V_6^4, \quad (1)$$

где  $B_n^m = A_n^m \langle r^n \rangle$ , а  $V_n^m$  - безразмерные гармонические полиномы. Для всех редкоземельных ионов  $B_2^0$  должно быть положительным, а  $B_4^0$ ,  $B_4^4$  и  $B_6^4$  - отрицательными. Доминирующими константами являются  $B_4^4$  и  $B_6^4$ , причем  $|B_4^4| > |B_6^4|$ . Представление о порядках величины  $B_n^m$  дает набор

$$\begin{aligned} B_2^0 &= + 260 \text{ см}^{-1}, & B_4^4 &= - 800 \text{ см}^{-1}, \\ B_4^0 &= - 75 \text{ см}^{-1}, & B_6^4 &= - 380 \text{ см}^{-1}, \\ B_6^0 &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

воспроизводящий с точностью  $\pm 10 \text{ см}^{-1}$  иттарковскую структуру  $Yb^{3+}$  в  $CaWO_4$  [1] и с точностью  $\pm 20 \text{ см}^{-1}$  структуру уровней  ${}^4I_{9/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$ ,  ${}^4I_{13/2}$   $Na^{3+}$  в  $PbMoO_4$  [2]. Не меняя констант (2),

можно с точностью ~15% получить  $g$ -факторы основных дублетов  $Ce^{3+}$  [3],  $Nd^{3+}$  [4],  $Sm^{3+}$  [5],  $Tb^{3+}$  [6] и  $Yb^{3+}$  [7] в  $CaWO_4$ . Для больших  $J$  ( ${}^4I_{15/2}$   $Nd^{3+}$  и  $E_2^{3+}$ ) согласие с экспериментом хуже. Потенциал ( $I$ ) можно разбить на чисто кубическую и аксиальную части:

	$B_2^0$	$B_4^0$	$B_6^0$	$B_4^4$	$B_6^4$
Кубич.	0	-160	+18	- 800	- 380
Аксиальн.	+ 260	+ 85	-18	0	0
Сумма	+ 260	- 75	0	- 800	- 380

Отсюда видно, что главную роль в потенциале играет кубическая часть. Этот факт можно использовать при грубых расчетах.

Подробное обоснование наших выводов, проиллюстрированное результатами вычислений для отдельных ионов, будет вскоре опубликовано.

Казанский государственный  
университет

Поступило в редакцию  
10 сентября 1965 г.

#### Литература

- [1] R. Pappalardo, D.L. Wood. J. Molec. Spectr., 10, 81, 1963.
- [2] Я.Э.Карисс, П.П.Феофилов. Оптика и спектроскопия, 17, 718, 1964.
- [3] J. Kirton, R.C. Newman. Phys. Lett., 10, 277, 1964.
- [4] Н.Е.Каск, Л.С.Корниенко, А.М. Прохоров, М.Факир, ФТТ, 5, 2303, 1963.
- [5] J. Kirton. Phys. Lett., 16, 209, 1965.
- [6] P.A. Forrester, C.F. Hampstead. Phys. Rev., 126, 923, 1962.
- [7] U. Banon, V. Volterra. Phys. Rev., 134A, 1483, 1964.