

О НАБЛЮДЕНИИ ГЕНЕРАЦИИ
СУММАРНОЙ ЧАСТОТЫ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ
НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ю.А. Гольдин, В.Г. Дмитриев, В.К. Тарасов, Н.В. Шкунов

Нелинейные электрооптические кристаллы позволяют наблюдать разнообразные нелинейные эффекты - генерацию гармоник, разностных и суммарных частот, параметрическое усиление и параметрическую генерацию, оптическое детектирование и т.д. (см. [1,2]). Неполный список работ [3-14] свидетельствует об интересе исследователей к процессам сложения частот различных генераторов в нелинейных средах, например, двух лазеров на рубине [3], лазера и некогерентного источника [6], лазеров на рубине и на вольфрамите кальция с примесью Nd^{3+} [5] и т.п. (см. [6-13]).

Ниже излагаются результаты экспериментов по наблюдению генерации суммарной частоты от двух лазеров на рубине ($\lambda_1 = 0,6943$ мк) и на стекле с примесью Nd^{3+} ($\lambda_2 = 1,058$ мк); суммарная частота при этом попадает в синефиолетовый диапазон ($\lambda_3 = 0,4192$ мк). Сложение частот осуществляется в нелинейном электрооптическом кристалле KDP, вырезанном по направлению синхронизма (для взаимодействий типов $k_1^o + k_2^o = k_3^e$ и $k_1^o + k_2^e = k_3^e$, где k_1 - волновой вектор волны лазера на рубине, расчетные углы синхронизма в KDP равны соответственно $43^{\circ}21'$ и $57^{\circ}10'$; взаимодействие типа $k_1^e + k_2^o = k_3^e$ не допускается дисперсионными характеристиками кристалла KDP). Для расчетов использовались данные, опубликованные в [16].

Основной трудностью при наблюдении излучения суммарной частоты двух различных генераторов является трудность совмещения их импульсов во времени и в пространстве; в особенности это относится к генераторам, работающим в режиме гигантских импульсов, где необходимо синхронизовать два лазерных импульса с точностью порядка 5 нсек.

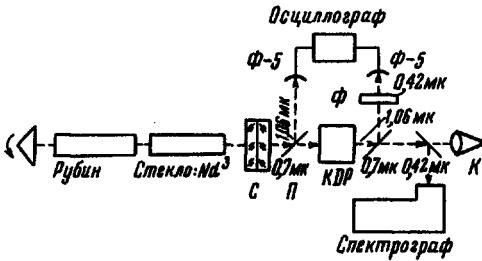


Рис. I. Блок-схема экспериментальной установки. С - стопа из двух плоскопараллельных пластинок; Ф - фильтры СЗС - 2I, ФС - 6; К - calorиметр; П - плоскопараллельная пластина

В работе [5] использовался обычный ("пиковый") режим работы лазеров; трудность синхронизации пиков во времени была обойдена в этом эксперименте с помощью конфокальной геометрии резонатора лазера на вольфрамите кальция с Nd^{3+} , что обеспечивало квазинепрерывное излучение на длине волны $\lambda_2 = 1,06$ мк. Мощность излучения на суммарной частоте составляла в [5] величину $10^{-7} - 10^{-8}$ Вт.

В настоящей работе использовались лазеры на рубине и на стекле с примесью Nd^{3+} , работающие в режиме с модуляцией добротности. Для синхронизации импульсов излучения обоих лазеров во времени и в пространстве использовался общий резонатор, состоящий из вращающейся призмы полного внутреннего отражения и выходного зеркала; в качестве последнего использовалась стопа из двух плоскопараллельных пластин (см. схему рис. I), несколько иная схема с общим резонатором использовалась в [14]. Скорость вращения призмы изменялась от 30 000 до 60 000 об/мин. В примененной нами схеме эксперимента излучение на длинах волн $\lambda_1 = 0,69$ мк и $\lambda_2 = 1,06$ мк проходит через оба активных элемента; последнее, естественно, вызывает некоторое повышение пороговой энергии накачки обоих генераторов.

При идеальной синхронизации импульсов во времени и совмещении импульсов в пространстве мощность излучения на суммарной частоте пропорциональна произведению мощностей генераторов основного излучения;

для этого случая можно записать аналог формулы Клеймана [15] для случая распространения волн с одинаковыми фазовыми скоростями:

$$S_{\omega_1 + \omega_2} = \frac{2(4\pi)^3 k_3^2 \chi^2 n_3^{(e)} \sin^2(\theta_c + \beta)}{n_1^0 n_2^0 c} S(\omega_1) S(\omega_2),$$

где χ - коэффициент нелинейности (для КДР $\chi = 10^{-11}$ см/в),

l - длина кристалла, θ_c и β - углы, соответственно, синхронизма и анизотропии, n - коэффициент преломления, S - амплитуда вектора Пойнтинга на соответствующей частоте.

Следует отметить, что при повышении мощностей на частотах ω_1 и ω_2 определенную роль могут играть эффекты двухфотонного поглощения в самих активных элементах, поскольку спектры поглощения последних характеризуются наличием в рубине полосы поглощения на частоте второй гармоники излучения лазера с неодимом и наличием в стекле с неодимом полосы поглощения на частоте второй гармоники излучения лазера на рубине.

Параметры излучения использованных в работе лазеров были следующими:

Лазер на рубине

$\lambda_1 = 0,6943$ мк, $E_{\text{нак}} = 800$ дж, $E_{\text{вых}} = 0,1$ дж, $\tau_n = 40$ нсек, $S(\omega_1) = 2,5$ мвт/см².

Лазер на стекле с примесью неодима

$\lambda_2 = 1,058$ мк, $E_{\text{нак}} = 800$ дж, $E_{\text{вых}} = 0,4$ дж, $\tau_n = 40$ нсек, $S(\omega_2) = 10$ мвт/см².

Параметры выходного излучения:

($k_1^0 + k_2^0 = k_3^e$, $\theta_c^{\text{эксп}} = 43^\circ 40' \pm 30'$) $\lambda_3 = 0,4192$ мк, $E_{\text{вых}} = 10^{-3}$ дж, $\tau_n = 10$ нсек, $S^{\omega_1 + \omega_2} = 0,1$ мвт/см².

Коэффициент преобразования в излучение на суммарной частоте составил, тем самым, величину $\eta \sim 1\%$.

Спектр излучения на суммарной частоте (синяя линия $\lambda_3 = 0,4192$ мк) приведен на рис.2. Там же для сравнения приведен спектр ртути и зеленая линия второй гармоники неодимового лазера ($\lambda = 0,529$ мк).

Определенный интерес может представить генерация разностной частоты ($\lambda_4 = 2,02$ мк); подобное вычитание частоты лазера на неодиме из частоты лазера на рубине можно осуществить в нелинейном кри-

статле метанобата лития LiNbO_3 . Расчетный угол синхронизма (см. [17]) для взаимодействия $k_1^e - k_2^o = k_4^o$ составляет величину $\theta_c = 50^\circ 40'$. Следует отметить, что вследствие соотношений Мэнли-Роу максимальный коэффициент преобразования энергии в излучение на разностной частоте не превышает величины $\eta = \omega_4 / \omega_1 = 30\%$.

Авторы приносят благодарность Р.Х.Печерскому, П.Зудкову и Е.И.Сокол за помощь при проведении эксперимента. Авторы признательны Р.В.Хохлову за проявленное внимание и интерес к работе.

Поступило в редакцию

13 июня 1966 г.

Литература

- [1] С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. Проблемы нелинейной оптики, ВИНТИ, 1964.
- [2] P.A.Franken, I.F.Word. Rev. of Mod. Phys., 35, 23, 1963.
- [3] M.Bass, P.A.Franken, A.E.Hill, C.W.Peters, G.Weinreich. Phys. Rev. Lett., 8, 18, 1962.
- [4] I.Giordmaine. Phys. Rev. Lett., 8, 19, 1962.
- [5] R.Miller, A.Savage. Phys. Rev., 128, 2175, 1962.
- [6] A.Smith, N.Braslau. I.B.M.Res. and Developm., 6, 361, 1962.
- [7] D.H. McMahon, A.R.Franklin. J.Appl. Phys., 36, 2073, 1965.
- [8] P.M.Butcher, W.H.Kleiner, P.L.Kelley, H.I.Zeiger. Programm of Phys. of Quantum Electronics Conf. June, 1965, Puerto-Rico, p.13.
- [9] I.Giordmaine, там же (см. [8]), p.13.
- [10] M.D.Martin, E.L.Thomas, I.K.Wright. Phys. Lett., 15, 136, 1965.
- [11] T.Yajima, M.Takatsuji. Zs. Angew. Mathemat. und Phys. 16, 34, 1965.
- [12] T.Yajima, M.Takatsuji. J.Phys. Soc. Japan, 19, 2343, 1964.
- [13] N.Tran, I.Spalter, I.Hanus, I.Ernest, D.Kehl. Phys. Lett., 19, 285, 1965.
- [14] N.Tran, D.Kehl. Appl. Optics, 5, 168, 1966.

- [15] D.A.Kleinman. Phys.Rev., 126, 1977, 1962.
- [16] Fr.Zernike. J. of the Opt. Soc. of America, 54, 1215, 1964.
- [17] C.D.Boyd, R.C.Miller, K.Nassan, W.L.Bond, A.Savage. Appl. Phys. Lett., 5, Pt II, 1964.