

*Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 244 – 249*

*20 сентября 1969 г.*

**ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА  $\lambda = 2120 \text{ \AA}$   
ПУТЕМ КАСКАДНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ**

*А.Г.Ахманов, С.А.Ахманов, Б.В.Жданов, А.И.Ковригин,  
Н.К.Подсомская, Р.В.Хохлов*

**1.** Предметом настоящей работы является изложение результатов экспериментальной работы, приведшей к созданию источника интенсивного когерентного излучения на длине волны  $\lambda = 2120 \text{ \AA}$ . Ультрафиолетовое

(УФ) излучение мощностью  $\sim 1 \text{ кВт}$  было получено путем синхронной каскадной генерации в кристалле KDP пятой гармоники излучения неодимового лазера. Сильная частотная дисперсия направлений синхронизма в УФ области приводит к тому, что генерация пятой гармоники сопровождается существенным сужением спектра  $\Delta\lambda_5$ . В наших опытах  $\Delta\lambda_5$  не превышало  $\Delta\lambda_5^{\text{пр}} = 1 \text{ \AA}$  независимо от ширины спектра основного излучения (разумеется, если  $\Delta\lambda_1 > \Delta\lambda_5^{\text{пр}}$ ).

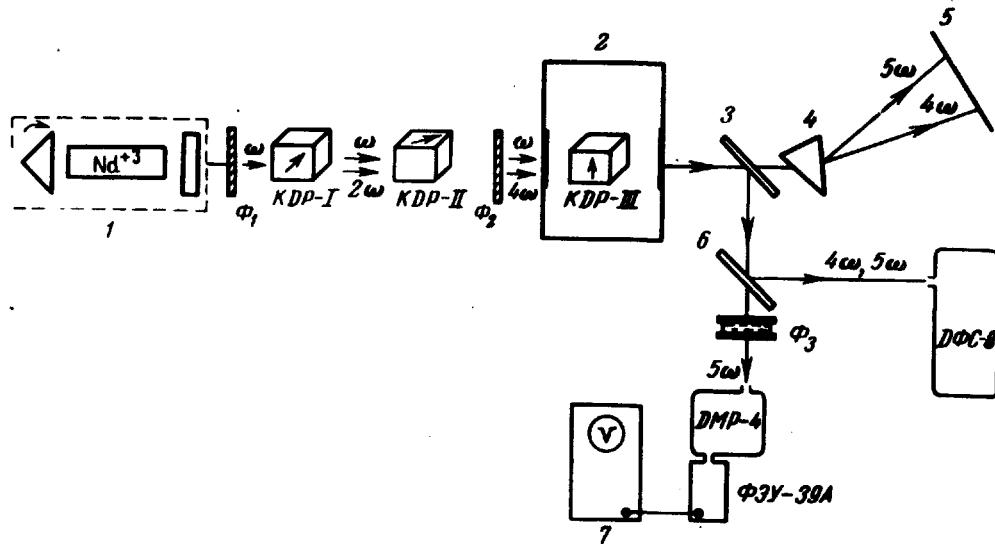


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для генерации пятой гармоники неодимового лазера

2. К настоящему времени кратчайшими длинами волн, полученными методами нелинейной оптики в условиях накапливающихся взаимодействий с кристаллами KDP и ADP, являются  $\lambda = 2650 \text{ \AA}$  – четвертая гармоника неодимового лазера (см. [1–3]) и  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  – вторая гармоника аргонового газового лазера (см. [4, 5]). Указанные длины волн не являются предельными, поскольку край полосы поглощения для кристаллов KDP и ADP находится вблизи  $\lambda = 2000 \text{ \AA}$  [10]. Если говорить о мощных твердотельных лазерах, наиболее удобной схемой дальнейшего продвижения в УФ область следует признать генерацию пятой гармоники излучения неодимового лазера; полное поглощение используемого нами кристалла KDP на  $\lambda_5 = 2120 \text{ \AA}$  составляло 60%. Именно такая система впервые реализована в этой работе.

3. Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Гигантский импульс лазера на стекле с неодимом ( $\lambda_1 = 1,06 \mu\text{м}$ ) возбуждает каскадный преобразователь частоты, состоящий из трех кристаллов KDP. В кристаллах KDP – I ( $\ell = 4 \text{ см}$ ) и KDP – II ( $\ell = 4 \text{ см}$ ) получаются

последовательно вторая ( $\lambda_2 = 0,53 \text{ мк}$ ) и четвертая ( $\lambda_4 = 0,265 \text{ мк}$ ) гармоники при комнатной температуре. В обоих кристаллах используется синхронное взаимодействие  $O\bar{O} \rightarrow E$ . Третий каскад (KDP – III,  $L = 2,5 \text{ см}$ ) является смесителем – в нем происходит сложение частот основного излучения и четвертой гармоники ( $\nu_5 = \nu_1 + \nu_4$ ). В кристаллах KDP и ADP при комнатной температуре и  $\lambda_1 = 1,06 \text{ мк}$  условия для синхронного сложения частот  $\nu_1$  и  $\nu_4$  не выполняются. Обойти эту трудность возможно двумя путями: 1) перестройкой частоты лазера в длинноволновую область (по расчетам примерно за  $130 \text{ \AA}$ ) и 2) охлаждением кристалла. Нами был использован последний вариант и при температуре  $T_c = -70^\circ \text{C}$  в кристалле KDP – III было получено синхронное взаимодействие  $K_1^\circ + K_4^\circ = K_5^\circ$  в направлении, составляющем  $90^\circ$  по отношению к оптической оси (последнее позволяет устраниить апертурные эффекты).

При прохождении через температуру синхронизма наблюдалось резкое в  $10^3 \div 10^4$  раз возрастание мощности пятой гармоники, достигавшей в нефокусированных пучках  $1 \text{ квт}$ . Спектры второй, четвертой и пятой гармоник, полученные на спектрографе ДФС – 8, приведены на рис. 2.

4. Специфической особенностью синхронных нелинейных взаимодействий в УФ области является чрезвычайно сильная чувствительность направлений синхронизма к частотам взаимодействующих волн [11]. Допустимые флуктуации длины волны лазера от вспышки к вспышке нашей каскадной системы не должны превышать  $\Delta \lambda_{\text{фл}} \approx 1 \text{ \AA}$ . Поэтому в первых экспериментах по получению пятой гармоники использовался многомодовый лазер с широким спектром  $\Delta \lambda_1 \gg \Delta \lambda_{\text{фл}}$ ; в этом случае стабильность мощности четвертой гармоники достигается ценой уменьшения КПД. Расчеты нетрудно выполнить, пользуясь развитой к настоящему времени нестационарной теорией умножения частоты (см. [6–9]), по заданным значениям ширин спектров и групповым расстройкам  $\beta_{ij} = u_i^{-1} - u_j^{-1}$ .

Пользуясь результатами [6, 8], можно рассчитать ширину спектральной линии пятой гармоники, получаемой в существенно неквазистатическом режиме  $\Delta \nu_5 = 1 / |\beta_{5,1}| z$ ; подставляя  $z = 2,5 \text{ см}$  и  $\beta_{5,1} = 0,116 \cdot 10^{-11}$  получим  $\Delta \nu_5 \approx 1,15 \text{ см}^{-1}$ .

5. В заключение представляет интерес оценка предельного значения КПД преобразования описанного генератора. Для высокостабильного одномодового лазера энергетический КПД каждого из первых двух каскадов может достигать 50–60% в условиях компенсации диафрагменно-го апертурного эффекта. Факторами, ограничивающими КПД на этом

уровне, является гауссовский характер пучка и импульса основного излучения, приводящий к тому, что преобразование в "крыльях" существенно менее эффективно, нежели в центре. Сказанное поясняется графиками рис. 3, иллюстрирующими соотношение между КПД удвоителя по мощности и по энергии.

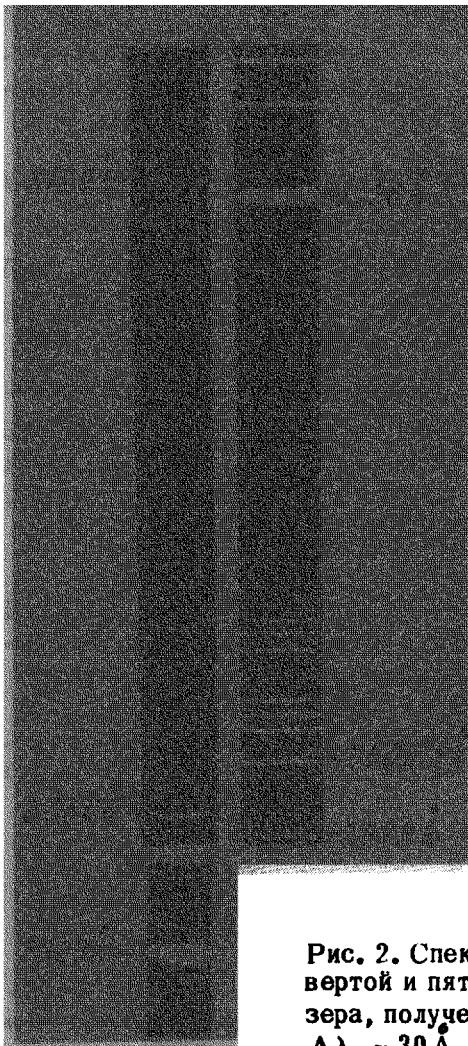


Рис. 2. Спектры излучения второй, четвертой и пятой гармоник неодимового лазера, полученных в кристаллах КДР.  
 $\Delta\lambda_2 \approx 30 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_4 \ll 1 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_5 \ll 1 \text{ \AA}$

Оптимальным режимом работы смесителя является, как показывает анализ, легко получающийся практически режим, в котором  $P_1 \gg P_4, P_5$ . В этом случае  $P_5(z) = (\sigma_5/\sigma_4) P_{40} \sin^2 \sqrt{\sigma_4 \sigma_5} A_{10} z$  ( $A_{10}$  — амплитуда поля основного излучения;  $\sigma_4, \sigma_5$  — нелинейные коэффициенты), т. е. максимальная мощность пятой гармоники близка к таковой для четвертой гармоники на входе смесителя при  $z = \pi/2\sigma A_{10}$ , где  $\sigma = \sqrt{\sigma_4 \sigma_5}$  (для кристалла КДР длиной  $z = 2,5 \text{ см}$  максимальное преобразование будет

при  $P_1 = 60 \text{ Мж/см}^2$ ). Энергетический КПД может быть определен с помощью кривых типа приведенных на рис. 3. Таким образом, при  $P_1 \approx 60 \text{ Мж/см}^2$  энергетический КПД генератора пятой гармоники возбуждаемого однодомовым лазером (при исключении или компенсации диафрагменного апер-

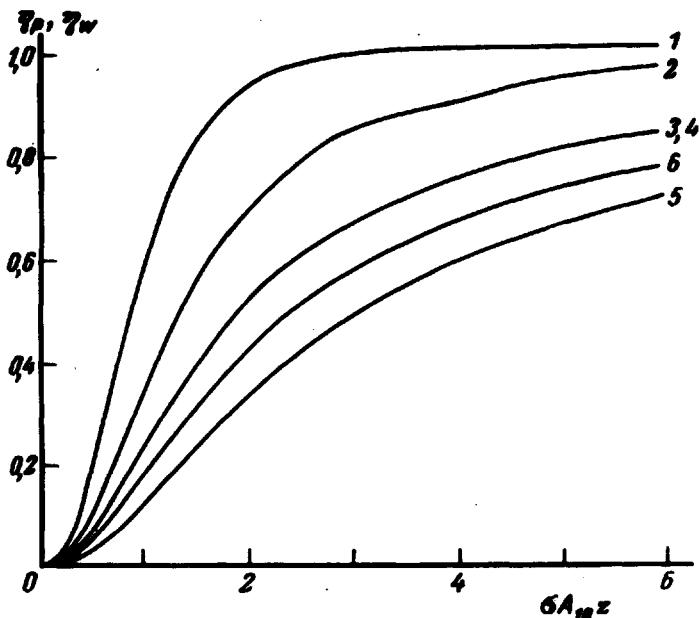


Рис. 3. Графики, иллюстрирующие соотношение между КПД удвоителя по мощности  $\eta_P$  с учетом пространственной модуляции (кривые 1, 2, 3) и по энергии  $\eta_W$  с учетом пространственной и временной модуляции основного излучения (кривые 4, 5, 6). 1 – прямоугольное распределение, 2 – гауссовское:  $\exp\{- (r^2/a^2)\}$ , 3 – распределение близкое к гауссовскому:  $[1 + (r^2/a^2)]^{-1}$ , 4, 5, 6 – пространственное распределение по закону  $[1 + (r^2/a^2)]^{-1}$ , а временное: 4 – прямоугольное, 5 – треугольное с экспоненциальными фронтами, 6 – промежуточное между случаями 4 и 5

турного эффекта) может быть порядка 1–3%. Некоторое изменение этой цифры возможно за счет нестационарной тепловой самофокусировки; указанный эффект исследуется нами в настоящее время.

Авторы благодарны А.П.Сухорукову и А.С.Чиркину за полезные дискуссии.

Московский  
Государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
23 июля 1969 г.

## Литература

- [1] С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, А.С.Пискарскас, Р.В.Хохлов. Письма в ЖЭТФ, 2, 223, 1965.
  - [2] F.Johnson. Nature, 204, 985, 1964.
  - [3] Г.А.Абакумов, А.П.Симонов, В.В.Фадеев, Л.А.Харитонов, Р.В.Хохлов. Письма в ЖЭТФ, 9, 15, 1969.
  - [4] E.F.Labuda, A.M.Johnson. Proc. Symp. Mod. Optics, N.Y., 1967.
  - [5] M.Dowley, E.Hodges. IEEE Journal of Quantum Electronics, QE - 4, 552, 1968; Appl. Phys. Lett., 13, 395, 1968.
  - [6] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, А.С.Чиркин. ЖЭТФ, 55, 1430, 1968.
  - [7] R.C.Miller. Phys. Lett. 26A, 177, 1968.
  - [8] Р.Ю.Орлов, Т.Усманов, А.С.Чиркин. ЖЭТФ 57, №10, 1969.
  - [9] В.В.Бакланова, А.С.Чиркин. Журнал прикладной спектроскопии 7, 202, 1967.
  - [10] И.С.Рез. УФН, 93, 633, 1967.
  - [11] A.G.Akmanov, S.A.Akhmanov, R.V.Khokhlov, A.I.Kovrigin, A.S.Piskarskas, A.P.Sukhorukov. IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-4 828, 1968.
-