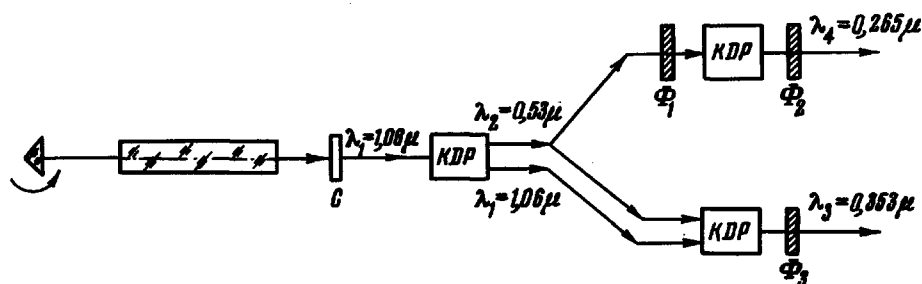


**О ГЕНЕРИРОВАНИИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ПУТЕМ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ  
КАСКАДНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ**

С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, А.С.Пискараскас,  
Р.В.Хохлов

В настоящее время единственной возможностью получения интенсивного излучения на волнах короче  $0,7 \text{ мк}$  является использование методов нелинейной оптики. Предметом настоящего сообщения является изложение некоторых результатов экспериментальной работы, имевшей целью создание источников излучения в диапазо-



Блок-схема экспериментальной установки. С - селектор мод лазера,  $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3$  - фильтры, выделяющие нужные спектральные компоненты

не  $0,53 - 0,26 \text{ мк}$ , с выходной мощностью не ниже  $3 + 5 \text{ Вт}$ .

Для перекрытия указанного диапазона нами использовалось каскадное преобразование частоты генератора на стекле, активированном неодимом. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рисунке. Излучение от лазера на стекле с неодимом  $\lambda_1 = 1,06 \text{ мк}$  с мощностью  $P_1$  (модуляция добротности его резонатора осуществлялась с помощью вращающейся призмы) подвергалось последовательным нелинейным преобразованиям в кристаллах КДР или АДР. Все преобразования проводились в нефокусированных пучках. В первом кристалле КДР (длина  $l = 3 \text{ см}$ ) происходило удвоение частоты лазера (выходная длина волны  $\lambda_2 = 0,53 \text{ мк}$ ). Мощность гармоники  $P_2$  была достаточной для дальнейшего эффективного преобразования частоты; в качестве такового нами использовались либо еще одно удвоение частоты (при этом на

выходе появлялась четвертая гармоника основного излучения  $\lambda_4 = 0,265 \text{ мк}$  с мощностью  $P_4$ ), либо смещение частот основного излучения и второй гармоники (при этом генерировалась третья гармоника основного излучения  $\lambda_3 = 0,353 \text{ мк}$ , мощность  $P_3$ ). Длины соответствующих нелинейных кристаллов были 2+3 см. Используя вынужденное комбинационное рассеяние на  $\lambda_1$  или  $\lambda_2$  (см. [2]), можно было получить набор дискретных спектральных линий, отстоящих от  $\lambda_3$  или  $\lambda_4$  на величину соответствующей частоты молекулярных колебаний. При этом интенсивность линий комбинационного рассеяния составляла 5+10% от интенсивности основного излучения.

Лучшие значения к.п.д. первого удвоения частоты  $\eta_2 = P_2/P_1$  не превышали в наших опытах 30+35%. Детальный анализ факторов, определяющих к.п.д. удвоителя частоты, показал, что вышеуказанное значение  $\eta_2$  определяется в первую очередь апертурными эффектами (см. [3]). Значения  $\eta_2 = 30\%$  являются типичными для расходимости пучка основного излучения  $\alpha_1 = 10+15'$  и для длины нелинейного кристалла  $l = 2+3 \text{ см}$ . Существенному увеличению  $\eta_2$  при таких параметрах установки препятствует пробой кристалла при достаточно больших значениях  $P_1$  (рост величин  $\eta_2$  с увеличением мощности  $P_1$  для  $\eta_2 \geq 30\%$  является, как показывает анализ, очень медленным<sup>1)</sup>). К.п.д. второго удвоения частоты  $\eta'_2 = P_4/P_2$  в наших опытах составлял приблизительно  $\eta'_2 = 10\%$ . Здесь, по нашему мнению, в определенной мере предельное значение к.п.д. может ограничиваться двухфотонным поглощением в нелинейном кристалле. Некоторые наиболее важные параметры установки сведены в таблицу.

	$P_1$	$P_3$	$P_4$	$\theta_0$	Использованное взаимодействие
Генерация четвертой гармоники	150 $\frac{\text{МВТ}}{\text{см}^2}$	-	3 $\frac{\text{МВТ}}{\text{см}^2}$	77°	$\gamma_0(2\omega) + \gamma_0(2\omega) \rightarrow \gamma_e(4\omega)$
Генерация третьей гармоники	150 $\frac{\text{МВТ}}{\text{см}^2}$	8 $\frac{\text{МВТ}}{\text{см}^2}$	-	49°	$\gamma_0(\omega) + \gamma_0(2\omega) \rightarrow \gamma_e(3\omega)$
				58°	$\gamma_e(\omega) + \gamma_0(2\omega) \rightarrow \gamma_e(3\omega)$

( $\theta_0$  - угол между оптической осью кристалла и направлением синхронизма для взаимодействия, указанного в последней колонке)

таблицы (наши данные для  $\theta_0$  удовлетворительно согласуются с данными [4]). Заслуживает внимания то обстоятельство, что процесс каскадного преобразования частоты сопровождается значительным сужением импульса; при генерации четвертой гармоники импульс сужается почти вдвое. Таким образом, метод каскадного преобразования является одновременно методом существенного укорочения лазерных импульсов; напомним, что минимальная длительность импульса лазера определяется длиной резонатора. Следует отметить, что на пути дальнейшего преобразования частоты неодимового лазера в сторону более коротких волн возникают существенные трудности. Предельной волной, для которой еще, по-видимому, возможна реализация накапливающихся взаимодействий в кристаллах КДФ, является 5-я гармоника неодимового лазера ( $\lambda_5 = 0,212 \text{ мк}$ ); мощности, которые могут быть здесь получены, составляют  $P_5 \approx 10^5 \text{ вт}$ . Спектральные линии в вакуумном ультрафиолете (например,  $\lambda_8 = 0,133 \text{ мк}$ ) могут быть получены путем использования локальных нелинейных эффектов в кристаллах с краем полосы вблизи  $0,12 - 0,13 \text{ мк}$  [2]. По оценкам мощности, которые здесь могут быть получены путем удвоения частоты четвертой гармоники ( $\lambda_4 = 0,26 \text{ мк}$ ) мощностью  $P_4 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ вт}$ , не превышают  $P_8 = 10^{-1} + 1 \text{ вт}$ . Дальнейшее продвижение таким путем в область мягкого рентгеновского излучения представляется малоперспективным.

Следует отметить, что генерация излучения на волнах  $\lambda = 0,35 \text{ мк}$  и  $\lambda = 0,26 \text{ мк}$  возможна также путем удвоения и утроения частоты рубинового лазера. Хотя в принципе эти процессы могут быть достаточно эффективными, их использование связано с рядом технических трудностей. Наиболее существенной из них нам представляется значительно худшая однородность рубиновых стержней, нежели стержней из неодимового стекла; последнее приводит к существенному возрастанию величины  $\alpha_2$ , а следовательно, и уменьшению к.п.д. и выходной мощности соответствующего удвоителя частоты. К.п.д. оптического утроителя частоты рубинового лазера на кристалле  $\text{CaCO}_3$  (см. [7]) при  $P_1 = 10^8 \text{ вт/см}^2$

остаётся ещё более низким, нежели к.п.д. каскадного преобразователя излучения лазера на стекле к волне  $\lambda_V = 0,265 \text{ мк}$ . В заключение следует подчеркнуть, что мощности, полученные нами в диапазоне  $0,53 + 0,26 \text{ мк}$ , представляются вполне достаточными для регистрации целого ряда нелинейных эффектов и, в частности, двухфотонного поглощения (и, возможно, соответствующего рекомбинационного свечения) во многих диэлектриках. Использование генераторов гармоник позволяет измерять частотную зависимость нелинейного поглощения. Предварительные опыты с кристаллами КДР показали, что излучение на  $\lambda_V = 0,265 \text{ мк}$  с мощностью  $100 \text{ Мвт/см}^2$  приводит к сильному разрушению указанного кристалла; вместе с тем аналогичные потоки мощности на  $\lambda_2 = 0,53 \text{ мк}$  разрушений не вызывают. Исследование сечений двухфотонного поглощения в ультрафиолетовой области ведётся в настоящее время.

Мы весьма признательны Н.К.Кулаковой, М.М.Струкову и В.А.Колосову за помощь в измерениях, а также Ф.В.Бункину и В.Г. Дмитриеву за полезные дискуссии.

Московский  
государственный университет

Поступило в редакцию  
8 июля 1965 г.

им. М.В.Ломоносова

#### Литература

- [1] B. Tell, J. Worlock, R. Martin. Appl. Phys. Lett., 6, 123, 1965.
- [2] С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, Н.К.Кулакова, А.К.Романюк, М.М.Струков, Р.В. Хохлов. ЖЭТФ, 48, 1202, 1965.
- [3] С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, Н.К.Кулакова, ЖЭТФ, 48, 1545, 1965.
- [4] F. Johnson. Nature, 204, 985, 1964.
- [5] P. Franken, J. Ward, Rev. Mod. Phys., 35, 23, 1963.
- [6] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. Pershan. Phys. Rev., 127, 1918, 1962.

[7] R. Terhune, P. Maker, C. Savage. Appl. Phys. Lett., 2, 54, 1963.

[8] С.А.Ахманов, Д.Н. Клышко. Письма ЖЭТФ, 2, 171, 1965.

- 1) Подробности теоретического анализа факторов, определяющих предельные значения  $\eta_s$ , проведенного совместно с В.Г.Дмитриевым, будут опубликованы отдельно.
- 2) Для получения накапливающихся нелинейных эффектов здесь, в принципе, могут быть использованы различные варианты схем компенсации фазовых сдвигов, предложенные, например, в [5, 6], однако техническая их реализация весьма сложна.

## ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ КОНСТАНТ СВЯЗИ $G(B^*, BP)$

### В НАРУШЕННОЙ $\tilde{U}(12)$ -СИММЕТРИИ

Лао Вонг Дык

Схема  $U(12)$  - симметрии, предложенная Саламом и др. [1] и являющаяся релятивистским обобщением  $SU(6)$ -симметрии [2], позволяет написать  $\mathcal{S}$ - матрицу процесса сильного взаимодействия релятивистски инвариантным образом. В этой схеме барионы  $3/2^+$  и  $1/2^+$  описываются тензорами, удовлетворяющими уравнениям Баргмана - Вигнера [3], и принадлежат мультиплету 364, а  $0^-$  и  $1^-$ -мезоны - мультиплету 143.

Несмотря на большие успехи, эта схема оказывается несовместимой с условием унитарности [4], и в связи с этим в последнее время стали вводить "импульсный шпурмон" [5], который преобразуется как компонента представления 143. Таким образом, формальная  $\tilde{U}(12)$ -симметрия не только нарушается применением уравнений Баргмана - Вигнера, но и введением шпурмона. При этом эффект без шпурмона считается эффектом нулевого приближения, а эффект со шпурмоном - следующего приближения.

Цель настоящей работы - найти соотношения между константами связи распадов  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$  в упомянутой шпурмонной теории.

В схеме  $\tilde{U}(12)$  барионы  $3/2^+$  и  $1/2^+$  описываются симметричным тензором [1]

$$\begin{aligned} \Psi_{ABC}(P) = & \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{m} [(\hat{P} + m) \gamma_\mu C]_{\alpha\beta} D_{\mu\gamma, abc} + \\ & + \frac{1}{2\sqrt{6}} \cdot \frac{1}{m} \{ [(\hat{P} + m) \gamma_5 C]_{\alpha\beta} \varepsilon_{abc} N_{\gamma, c}^{\delta} + \text{цикл.} \}, \end{aligned} \quad (1)$$