

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ИЗ ИК ОБЛАСТИ
В ВИДИМУЮ С БОЛЬШОЙ УГЛОВОЙ АПЕРТУРОЙА. В. Гайнер, С. В. Круглов, Г. В. Кривошеков,
В. В. Лебедев и С. И. Маренников

Предложена простая оптическая схема, позволяющая осуществить преобразование изображения из ИК области спектра в видимую с угловой апертурой 44° . В предварительных экспериментах разрешение составляло $1.5'$, что всего в два раза хуже теоретического.

1. При преобразовании ИК изображения в видимый диапазон [1-4] важнейшей задачей является сохранение информации об угловой структуре излучения, идущего от объекта. Эта информация содержится в наборе плоских волн и, следовательно, задача о преобразовании изображения связана с задачей о взаимодействии плоских волн. В случае преобразования частоты вверх («up-conversion») при взаимодействии в квадратичной нелинейной среде двух плоских волн с частотами ω_{ir} и ω_p , из которых одна является мощной накачкой (ω_p), а другая — относительно слабым ИК сигналом, возникает излучение суммарной частоты ω_s , интенсивность которого I_s линейно зависит от интенсивности ИК сигнала и как функция волновой расстройки имеет резкий максимум при $\Delta k = 0$

$$\omega_{ir} + \omega_p = \omega_s, \quad (1)$$

$$\Delta k = k_s - k_p - k_{ir}, \quad (2)$$

$$I_s = \gamma I_{ir}^0 I_p \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k x}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}, \quad (3)$$

γ — коэффициент эффективной нелинейности.

Следовательно, при фиксированном волновом векторе накачки k_p эффективно переводятся в видимый диапазон только те инфракрасные лучи, концы волновых векторов которых лежат вблизи линии пересечения волновых поверхностей k_{ir} и k_s (рис. 1).

2. Сущность предлагаемого метода перевода изображения, иллюстрируемая рис. 1, состоит в том, что при фокусировке излучения накачки цилиндрической линзой угол между вектором k_p и нормалью к поверхности кристалла пробегает некоторый интервал значений; при этом условия векторного синхронного ($\Delta k = 0$) преобразования¹ для каждого ИК луча (из целого набора) будут выполнены автоматически. Тогда концы соответствующих волновых векторов k_s заполнят некоторую область на волновой поверхности k_s , причем внутри этой области будет сохраняться взаимно однозначное и непрерывное соответствие между векторами k_{ir} и k_s ². Так как, кроме того, $I_s \sim I_{ir}$, то задача сохранения информации об угловой структуре ИК излучения, таким образом, будет решена.

¹ В отличие от работ [1-4], где используется «некритичный» (или «касательный») синхронизм.

² При сферической фокусировке накачки этого соответствия нет, и изображение должно полностью размываться.

Координатные углы излучения с частотой ω_s с данным волновым вектором $k_s(\Theta_s, \Phi_s)$ определяются выражениями

$$\Theta_s = \Theta_{ir} + (\alpha - \beta), \quad \sin \Phi_s = \frac{\lambda_s}{\lambda_{ir}} \frac{n_{ir}}{n_s} \sin \Phi_{ir}, \quad (4)$$

где α и β — углы, приведенные на рис. 1.

Максимальный угол фокусировки накачки $\Delta\Theta_p$, при котором еще не нарушается упомянутое соответствие между k_{ir} и k_s , а также максимальный угол зрения в плоскостях Θ и Φ определяются равенствами

$$\Delta\Theta_p = \Delta\Theta_{ir} = \Delta\varphi_{ir} = 2\alpha_{\max}. \quad (5)$$

В пренебрежении двулучепреломлением величина угла $\alpha_{\max}$ равна

$$\alpha_{\max} \approx \arccos \frac{k_s^2 - k_{ir}^2 - k_p^2}{2k_{ir}k_p}. \quad (6)$$

Угловое разрешение в Θ -плоскости, определяемое угловой шириной векторного синхронизма, зависит от угла Φ и выражается в центре и на краю поля зрения формулами:

в центре поля

$$\delta\Theta_s^{\min} = \frac{\lambda_s}{L} \frac{1}{n_s} \frac{\cos(\alpha - \Theta_{ir})}{\sin \beta}; \quad (7)$$

на краю поля

$$\delta\Theta_s^{\max} = \left(\delta\Theta_s^{\min} \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \frac{n_p}{n_s} \sin \alpha \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где L — длина взаимодействия.

Угловое разрешение в Φ -плоскости определяется расходимостью накачки в этой плоскости

$$\delta\Phi \approx \frac{\lambda_{ir}}{\lambda_s} \frac{n_s}{n_{ir}} \delta\varphi_p. \quad (9)$$

При малых углах Φ геометрические aberrации по Θ отсутствуют, а aberrации по φ аналогичны aberrациям на плоской границе раздела двух прозрачных сред.

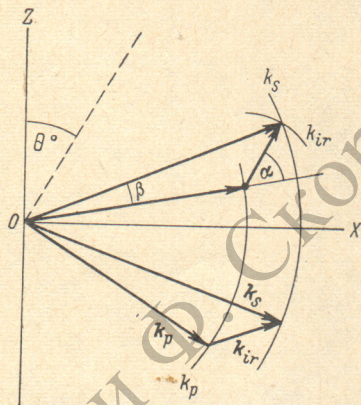


Рис. 1.

Z — оптическая ось кристалла, Θ° — угол параллельного синхронизма.

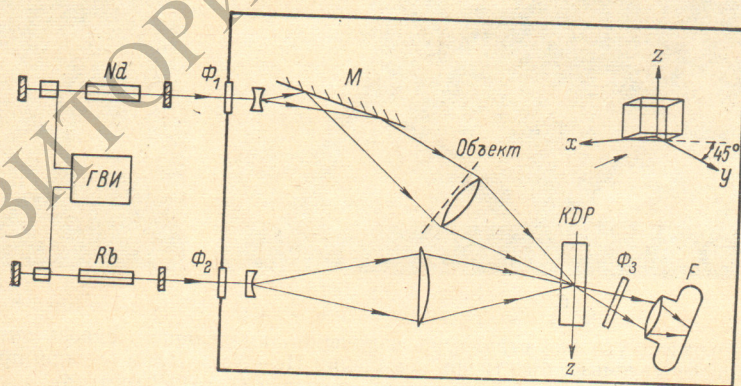
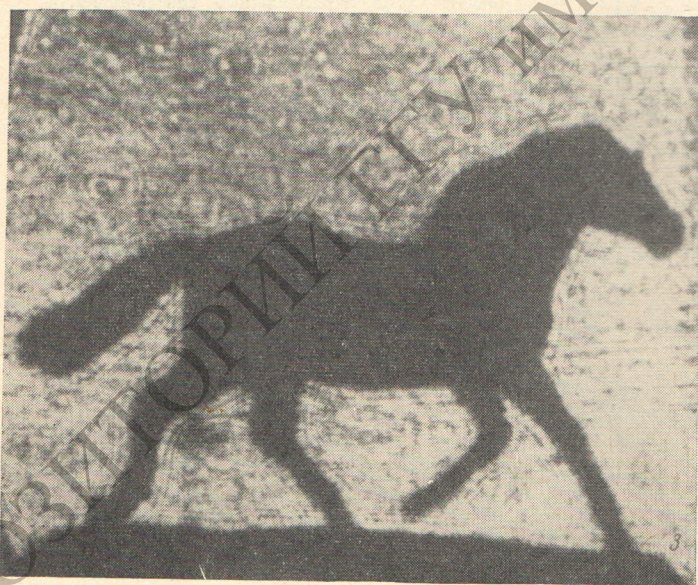
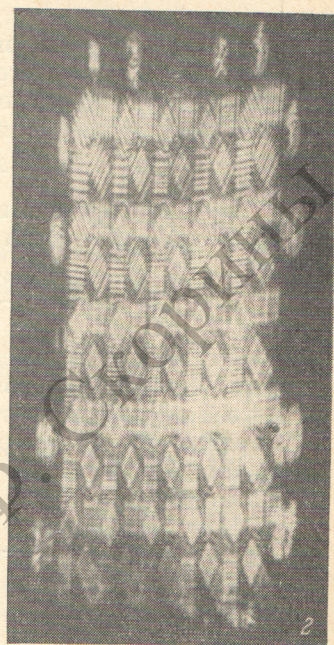
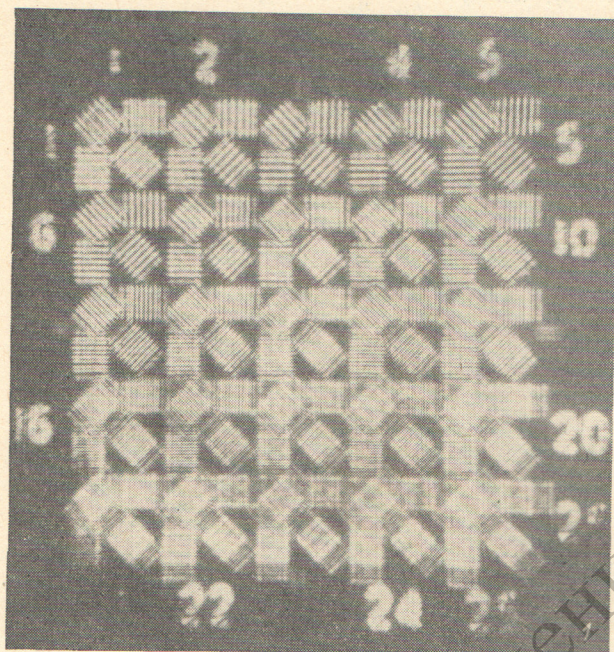


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

ГВИ — генератор высоковольтных импульсов; Φ_1, Φ_2, Φ_3 — фильтры.

Получены выражения для спектральных ширин излучения накачки и ИК сигнала, при которых хроматические aberrации существенно не ухудшают разрешения (из-за громоздкости они здесь не приведены).



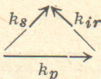
a

б

Рис. 3. Фотографии угловой структуры излучения, проходящего сквозь оптическую систему и просвечиваемый объект: при освещении He—Ne лазером (*a*), при преобразовании ИК излучения в видимый диапазон ($\lambda_s = 0.42$ мкм) (*б*).

Кристалл	Область прозрачности, мкм	λ_p , мкм	λ_{ir} , мкм	λ_s , мкм	α^0	$\delta\theta_{ir}^{\min} \times 10^{-4}$, рад.
KDP	0.3—1.4	0.69	1.06	0.42	22	2.0
LiNbO ₃	{	0.69	3.39	0.57	21	9.0
		1.06	3.39	0.81	30.5	2.7
		0.69	10.6	0.65	66 *	1.4
Ag ₃ AsS ₃	{	1.06	3.39	0.81	45	5.0
		1.06	10.6	0.96	82	1.7

* Взаимное расположение векторов



В таблице приведены расчетные значения разрешения и максимальной апертуры для различных случаев.³

3. Для проверки возможностей предлагаемого метода был проведен эксперимент, схема которого приведена на рис. 2. Излучение рубинового лазера служило накачкой, в качестве источника ИК излучения был использован лазер на стекле с Nd³⁺. Модуляция добротности обоих лазеров осуществлялась электрооптическими затворами, излучение лазеров было синхронизовано. Нелинейное взаимодействие осуществлялось по типу *ооо*. Нелинейной средой служил кристалл KDP толщиной 2.2 см среза, указанного на рис. 2. Излучение накачки было сфокусировано цилиндрической линзой в плоскости Θ , а ИК излучение — сферической линзой, вблизи главной плоскости которой помещался просвечиваемый объект. Переведенное изображение регистрировалось фотографически.

Результаты экспериментов показаны на рис. 3. Из этого рисунка видно, что изображение сжимается в Φ -плоскости в λ_{ir}/λ_s раз. Это искажение может быть легко устранено с помощью цилиндрической оптики. Полученное угловое разрешение в Θ -плоскости составляло в предварительных экспериментах $\delta\theta \approx 1.5'$ при расчетном значении для нашего случая $\delta\theta = 0.7'$.

Отметим, что качество изображения ухудшается из-за неоднородностей нелинейного кристалла и из-за дифракции при лазерном освещении объекта.

Дальнейшее увеличение разрешения и улучшение качества изображения возможно за счет 1) уменьшения расходимости накачки в плоскости Φ , 2) повышения однородности накачки и ИК освещения объекта, 3) уменьшения спектральной ширины накачки и сигнала.

В заключение следует отметить, что предложенный метод преобразования изображения из ИК области в видимую обладает по сравнению с другими большой угловой апертурой, достаточно высоким разрешением и простой реализацией.

Литература

- [1] J. E. Midwinter. IEEE J. Quant. Electr., 4, 716, 1968.
- [2] J. Warner. Appl. Phys. Letts, 13, 360, 1968.
- [3] A. H. Firester. J. Appl. Phys., 40, 4842, 1969.
- [4] R. A. Andrews. IEEE J. Quant. Electr., 5, 548, 1969.

Поступило в Редакцию 30 декабря 1970 г.

³ Все значения углов приведены внутри кристалла.