

УДК 621.378.3

*Б. В. Бокуть, Н. С. Казак, А. Т. Малащенко*

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СКАНИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА ПРИ УДВОЕНИИ ЧАСТОТЫ НЕЛИНЕЙНЫМ КРИСТАЛЛОМ

В настоящее время известно несколько способов сканирования лазерного луча, достаточно полно описанных в работе [1]. Наибольшие углы и высокое разрешение достигаются при использовании механических устройств. Такой метод сканирования обладает, однако, существенным недостатком, заключающимся в небольших скоростях сканирования. Высокие скорости сканирования достигаются лишь в дефлекторах, работающих на основе электрооптического эффекта, времена релаксации для которого весьма малы. Зато углы отклонения луча от первоначального направления в этом случае невелики и составляют несколько минут за один проход при напряжениях электрического поля  $\sim 10$  кВ. Наиболее перспективным в настоящее время считается акустооптический метод сканирования луча, занимающий промежуточное положение по своим достоинствам и недостаткам [2]. При создании акустооптических устройств с высокой эффективностью дифракции необходимо, однако, выбрать акустооптическую среду, которая удовлетворяла бы следующим требованиям: она должна иметь большой показатель преломления, высокую фотоупругую постоянную и низкую акустическую скорость. Последнее требование само по себе является противоречивым по той причине, что низкая акустическая скорость дает возможность получить большие углы отклонения и обеспечивает высокую разрешающую способность, но препятствует получению больших скоростей отклонения и не позволяет работать при высоких частотах, поскольку такие среды имеют, как правило, большой коэффициент акустического ослабления. Кроме этого, для получения высокой разрешающей способности необходимо дополнительное устройство для управления положением фронта плоской акустической волны относительно светового луча, что технически достаточно сложно.

В данной работе предлагается новый метод управления световым лучом в пространстве, основанный на использовании дисперсии угла фазового синхронизма при удвоении частоты излучения свип-лазера в нелинейном кристалле. Свип-лазеры, работающие как на твердотельных активных элементах, так и на растворах органических соединений, позволяют осуществлять свипирование рабочей частоты в достаточно широких пределах (несколько десятков нанометров) и при сравнительно узких линиях генерации (от десятых до тысячных долей нанометра) [3]. В то же время известно, что такие нелинейные эффекты, как генерация удвоенных, суммарных и разностных частот, обладают значительной дисперсией (порядка нескольких десятков угловых минут на 1 нм) угла фазового синхронизма. Следовательно, если направить сфокусированное высокомонохроматичное излучение на соответствующим способом

сориентированный нелинейный кристалл, то может быть достигнуто преобразование измененной рабочей частоты лазера в изменение направления распространения светового луча на частоте, например, второй гармоники. Диапазон изменений рабочей частоты лазерного источника будет определять для выбранного кристалла диапазон угла сканирования преобразованного светового излучения. В случае использования электрооптических устройств для изменения рабочей частоты лазера обеспечивается и высокая скорость сканирования. Угловая расходимость генерируемого выбранным кристаллом излучения второй гармоники будет определяться угловой шириной синхронизма. Следует отметить, что ра-

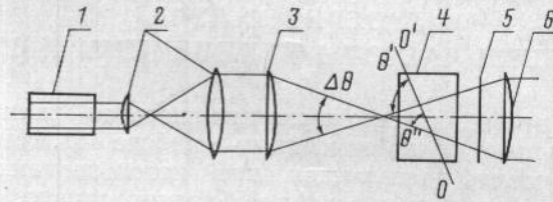


Рис. 1. Оптическая схема для осуществления сканирования лазерного луча при удвоении частоты нелинейным кристаллом: 1 — оптический квантовый генератор с изменяемой во времени рабочей частотой; 2 — телескопическая система для пространственного формирования луча используемого лазера; 3 — цилиндрическая линза для фокусировки лазерного излучения; 4 — нелинейный кристалл для преобразования частоты падающего лазерного излучения; 5 — оптический фильтр, пропускающий излучение на преобразованной частоте и поглощающий излучение лазера 1; 6 — цилиндрическая линза

нее предлагалось использовать дисперсионные свойства угла фазового синхронизма в нелинейной спектроскопии для решения задач по определению частоты и разрешению структуры спектральных линий лазерных источников [4, 5]. Возможность применения эффектов нелинейного преобразования частоты для осуществления пространственного сканирования лазерного луча предлагается и обсуждается впервые.

Схема подобного устройства может выглядеть так, как это показано на рис. 1. Работа элементов схемы ясна из изложенного выше. Следует лишь отметить, что цилиндрическая линза 6, составляющая с линзой 3 телескопическую систему, позволяет преобразовать чисто угловое сканирование луча света второй гармоники в чисто линейное.

Выберем теперь в качестве нелинейного кристалл KDP и рассмотрим на его примере работу устройства, показанного на рис. 1. Создадим условия для генерации в кристалле KDP второй гармоники при использовании  $oo \rightarrow e$  способа фазового синхронизма. Пусть при этом ОКГ 1 генерирует малорасходящееся излучение с узкой шириной спектральной линии  $\Delta\lambda$ , центр которой с помощью какого-либо дисперсионного элемента внутри резонатора может сканироваться по шкале длин волн в пределах от  $\lambda'$  до  $\lambda''$  ( $\Delta\lambda = |\lambda' - \lambda''|$ ). Выберем фокусное расстояние цилиндрической линзы 3, исходя из диаметра лазерного луча в плоскости фокусирования, таким, чтобы угол раствора крайних лучей в нелинейном кристалле составлял величину  $\Delta\theta = (|\theta' - \theta''|)$ . Углы  $\theta'$  и  $\theta''$  представляют собой углы фазового согласования для генерации второй гармоники излучения лазера с длинами волн  $\lambda'$  и  $\lambda''$  соответственно. Сориентируем нелинейный кристалл таким образом, чтобы крайние лучи сфокусированного пучка составляли углы с оптической осью кристалла: один —  $\theta'$ , второй —  $\theta''$ . Если теперь в данный момент времени лазером 1 генерируется монохроматическое излучение с длиной волны  $\lambda_i$  из интервала  $\lambda' - \lambda''$ , то в кристалле 4 в направлении, составляющем с его

оптической осью угол  $\theta_i$ , равный углу фазового согласования, будет происходить генерация второй гармоники. Угол  $\theta_i$  при этом попадает в интервал  $\theta' - \theta''$ . Мощность гармоники  $P(\lambda_i/2)$  пропорциональна [6]:

$$P(\lambda_i/2) \sim \left[ \frac{\sin \frac{\Delta k L}{2}}{\frac{\Delta k L}{2}} \right]^2, \quad (1)$$

где  $\Delta k$  — фазовая расстройка для выбранного вида взаимодействия волн;  $L$  — длина нелинейного кристалла.

Мощность генерируемой гармоники в направлении фазового согласования максимальна ( $\Delta k = 0$ ). С отклонением от этого направления ( $\Delta k \neq 0$ ) мощность второй гармоники резко уменьшается в соответствии с функцией (1). Угловая расходимость генерируемого излучения удвоенной частоты будет целиком определяться угловой шириной синхронизма, которая, как известно, находится из условия падения мощности второй гармоники с отклонением от направления синхронизма в два раза. Это условие может быть записано

$$\Delta k L = 2,7832. \quad (2)$$

Для нахождения величины  $\Delta k$  для световой волны основной частоты, волновой вектор  $k_{10} = \frac{\omega_i}{c} n_{10}$  которой составляет угол  $\theta$  с оптической осью кристалла и угол  $\gamma$  с направлением синхронизма для генерации второй гармоники, воспользуемся рис. 2.

Как известно [7], при наклонном падении света на границу нелинейной среды волновой вектор генерируемой волны второй гармоники не совпадает с волновым вектором волны основной частоты. В этом случае выражение для  $\Delta k$  имеет вид

$$|\Delta k| = |k_{2e}| \cos(\theta - \alpha + \beta) - 2|k_{10}| \cos(\theta - \alpha), \quad (3)$$

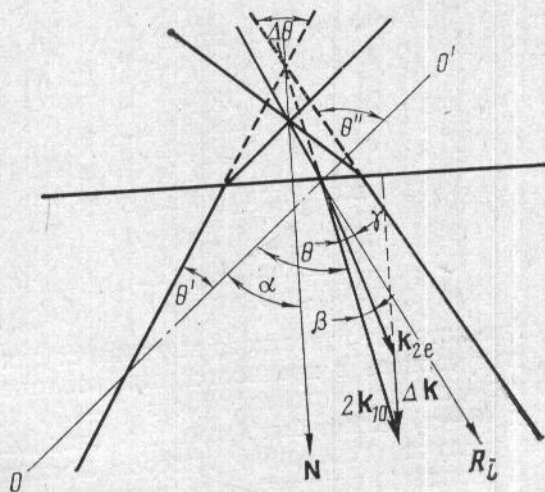


Рис. 2. Взаимное расположение волновых векторов излучения основной и удвоенной частоты, граничной поверхности и оптической оси нелинейного кристалла.  $OO'$  — оптическая ось нелинейного кристалла;  $N$  — нормаль к границе раздела;  $R_i$  задает направление синхронизма для излучения с длиной волны  $\lambda_i$ ;  $\gamma$  — угол отклонения от направления синхронизма  $R_i$ .



где

$$k_{2e} = \frac{2\omega}{c} N_{2e};$$

$$N_{2e} = \frac{n_{2o}n_{2e}}{\sqrt{n_{2o}^2 + (n_{2e}^2 - n_{2o}^2) \cos^2(\theta + \beta)}};$$

$n_{1o}$ ;  $n_{1e}$ ;  $n_{2o}$ ;  $n_{2e}$  — главные значения показателей преломления для излучения основной и удвоенной частоты соответственно.

Для углов  $(\theta + \beta - \alpha)$  и  $(\theta - \alpha)$  выполняется соотношение [7]

$$\sin(\theta + \beta - \alpha) = \frac{n_{1o}}{N_{2e}} \sin(\theta - \alpha). \quad (4)$$

Воспользовавшись (4), представим (3) в виде

$$\Delta k = \frac{2\omega}{c} \left[ \sqrt{N_{2e}^2 - n_{1o}^2 + n_{1o}^2 \cos^2(\theta - \alpha)} - n_{1o} \cos(\theta - \alpha) \right].$$

При небольших отклонениях ( $\gamma \sim 1 \div 10$ ) от направления синхронизма  $\mathbf{R}_i$  величина  $N_{2e}^2 - n_{1o}^2 \approx 2n_{1o}(N_{2e} - n_{1o})$  весьма мала, так что для  $\Delta k$  получаем окончательно

$$\Delta k \approx \frac{2\omega}{c} \frac{N_{2e} - n_{1o}}{\cos(\theta - \alpha)}. \quad (5)$$

Разлагая  $\Delta k$  в ряд по изменению угла  $\theta$  и ограничиваясь линейным приближением для  $\Delta k$ , имеем

$$\Delta k = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \theta} \Delta \theta = \frac{2\omega}{c} \left[ \frac{\sin(\theta - \alpha)}{\cos^2(\theta - \alpha)} (N_{2e} - n_{1o}) - \frac{1}{\cos(\theta - \alpha)} \frac{\partial N_{2e}}{\partial \theta} \right] \Delta \theta.$$

Учитывая малость  $\sin(\theta - \alpha)$  (для рассматриваемого случая  $(\theta - \alpha)$  не превышает  $\sim 5^\circ$ ) и  $(N_{2e} - n_{1o})$ , имеем

$$\Delta k = \frac{2\omega}{c} \frac{\partial N_{2e}}{\partial \theta} \frac{1}{\cos(\theta - \alpha)} \Delta \theta. \quad (6)$$

Следовательно, угловая ширина синхронизма, найденная из (2) с учетом (6), будет равна

$$\delta \theta = \frac{1,3916 \lambda_i}{\pi L \partial N_{2e} / \partial \theta} \cos(\theta - \alpha). \quad (7)$$

Выражение (6) отличается от известного выражения для угловой ширины синхронизма, полученного в предположении коллинеарности волновых векторов  $\mathbf{k}_{1o}$  и  $\mathbf{k}_{2e}$ , лишь множителем  $\cos(\theta - \alpha)$ , который при больших значениях  $(\theta - \alpha)$  может быть заменен единицей.

Таким образом, в случае генерации лазером  $I$  монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda_i$  в нелинейном кристалле  $4$  в направлении синхронизма  $\mathbf{R}_i$  будет распространяться пучок света удвоенной частоты, имеющий расходимость  $\delta \theta$  по уровню 0,5. Изменение длины волны генерации лазера  $I$  в пределах  $\lambda' - \lambda''$  вызывает изменение направления генерации второй гармоники в пределах угла  $\Delta \theta = |\theta' - \theta''|$ . Следовательно,

схема, представленная на рис. 1, обеспечивает угловое или линейное (при наличии линзы б) сканирование. Число разрешимых пятен для такой системы определится

$$N = \frac{\Delta\theta|_{\lambda=\lambda_{cp}}}{\delta\theta|_{\lambda=\lambda_{cp}}}, \quad (8)$$

где  $\lambda_{cp}$  — длина волны излучения лазера 1, которой соответствует угол фазового согласования  $\theta_{cp} = (\theta' + \theta'')/2$ . Величина  $\Delta\theta|_{\lambda=\lambda_{cp}}$  может быть определена следующим образом:

$$\Delta\theta|_{\lambda=\lambda_{cp}} = \left. \frac{\partial\theta}{\partial\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_{cp}} \Delta\lambda, \quad (9)$$

где  $\left. \frac{\partial\theta}{\partial\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_{cp}}$  — дисперсия угла фазового согласования. Подставляя (9) в (8), имеем

$$N = \frac{\left. \frac{\partial\theta}{\partial\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_{cp}}}{\delta\theta|_{\lambda=\lambda_{cp}}} \Delta\lambda = N'_{cp} \Delta\lambda. \quad (10)$$

Здесь  $N'_{cp}$  характеризует для данного кристалла величину разрешения в расчете на единичный интервал перестройки рабочей длины волны лазера. Зная величину интервала перестройки длины волны  $\Delta\lambda$  и рассчитав  $N'$  для всего диапазона прозрачности кристалла, легко найти число разрешимых пятен в любом интервале рабочих длин волн. На рис. 3 и 4 приведены данные численного расчета для кристалла KDP величин  $N'$  и  $N$  при условиях: ширина линии генерации лазера  $\Delta\lambda \leq 0,01$  нм, рабочая длина кристалла KDP  $L = 50$  мм.

Таким образом, предлагаемый способ сканирования позволяет осуществлять как чисто угловое, так и чисто линейное сканирование светового пучка, характеризующееся высокой разрешающей способностью. Соответствующий выбор нелинейного кристалла обеспечивает получение сканируемого лазерного излучения практически в любой области спектра, причем даже в таких областях частот, где непосредственная генерация лазерного излучения еще не получена из-за отсутствия подходящих активных сред.

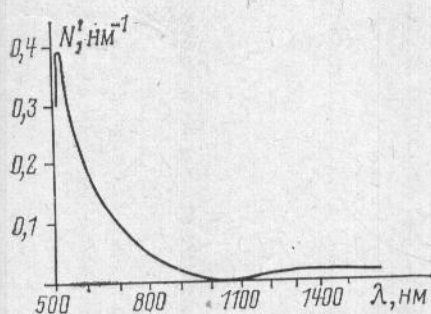


Рис. 3. Зависимость величины  $N'$  от длины волны генерации лазера



Рис. 4. Число разрешимых пятен  $N$  в зависимости от диапазона  $\Delta\lambda$  свипирования рабочей длины волны лазера:  $\lambda_{cp} = 519$  (1), 530 (2), 518 (3), 600 (4) и 1590 нм (5)

В заключение авторы выражают благодарность В. Н. Белому за полезные замечания.

### Summary

A new method is proposed for spatial scanning of a laser beam, based on the use of dispersion of the phase synchronism angle during non-linear frequency conversion of radiation from sweep-lasers in crystals. It is shown that the resolving power of the new method can exceed that of existing methods of beam control while retaining high scanning speeds.

### Литература

1. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука», 1970.
2. Утида, Ниидзеки. ТИИЭР, 61, № 8, 21, 1973.
3. Карпушко Ф. В., Рубанов А. С. В сб.: Квантовая электроника и лазерная спектроскопия. Минск, «Наука и техника», 1974, стр. 100.
4. Волосов В. Д. ЖТФ, 38, № 10, 1769, 1968.
5. Акманов А. Г., Ковригин А. И., Подсотская Н. К. Радиотехника и электроника, 14, № 8, 1516, 1969.
6. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. М., «Мир», 1976.
7. Bloembergen N., Pershan P. S. Phys. Rev., 128, 606, 1962.

*Поступило в редакцию 18 октября 1977 г.*