

А. А. ВИНОГРАДОВА, Д. П. КРИНДАЧ, В. С. МАЙОРОВ,  
Н. М. РУБИНИНА

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА КРИСТАЛЛОВ $\text{LiNbO}_3$ ПО СПЕКТРАМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

В соответствии с фазовой диаграммой системы  $\text{Li}_2\text{O}-\text{Nb}_2\text{O}_5$  относительное содержание лития и ниобия в монокристаллах метаниобата лития может изменяться, а именно:  $\eta = N_{\text{Li}}/N_{\text{Nb}} = 0,895 \pm 1$ , где  $N$  — число атомов определенного вида в единице объема. Это соотношение определяется реальным составом расплава, из которого был выращен кристалл:  $\eta' = 0,785 + 1,38 [1, 2]$ .

Изменение внутрикристаллических связей приводит к изменению оптических характеристик кристалла — величины двупреломления и абсолютных значений коэффициентов преломления. Используя кристаллы разного состава, удается, в частности, добиваться нужного синхронизма во взаимодействии волн в различных нелинейных устройствах (удвоители и преобразователи частоты излучения, параметрические генераторы света и т. д.). Задача точного определения состава готового кристалла имеет, таким образом, практическое значение.

Наиболее точным абсолютным методом измерения состава готовых кристаллов является рентгеноструктурный анализ в совокупности с методом ЯМР. Этот способ, однако, отличается большой технической сложностью.

Метод определения состава нелинейных кристаллов по углу генерации в них второй гармоники [3] значительно проще.

Нами предлагается метод определения состава нелинейных кристаллов по спектрам параметрического рассеяния. Как известно, в отличие от генерации гармоники параметрическое рассеяние наблюдается при различных ориентациях кристалла и различных температурах, что может оказаться удобным на практике. Чувствительность же спектральных характеристик параметрического рассеяния к изменению дисперсии вещества по крайней мере не хуже, чем в случае генерации второй гармоники [4].

Зависимость спектральных характеристик параметрического рассеяния от состава кристаллов отмечена еще в [5], но в этой работе не была установлена количественная связь между этими явлениями.

В данной работе нами исследовались спектры параметрического рассеяния четырех монокристаллов  $\text{LiNbO}_3$  (ориентация  $90^\circ$ ), перекрывающих диапазон возможного изменения состава кристаллов. Для устранения оптически индуцированного изменения коэффициентов преломления (optical damage), величина которого тоже сильно связана со стехиометрией кристаллов, опыты проводились при различной температуре образцов, от комнатной и до  $300^\circ\text{C}$ .

Параметрическое рассеяние в кристалле, являющееся обыкновенной волной, возбуждалось излучением аргонового лазера ( $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ ), бывшего необыкновенной волной. Регистрация излучения производилась с помощью спектрографа СТЭ-1.

При таких условиях опыта спектр параметрического рассеяния в  $\text{LiNbO}_3$  имеет форму «эллипса» (см., например, [6]), одна из осей которого совпадает с направлением дисперсии спектрографа, а перпендикулярное направление характеризует угол рассеяния света на сигнальных частотах в соответствии с обычным условием синхронизма

$$v_0 = v_c + v_x, \quad k_0 = k_c + k_x.$$

Здесь  $\nu_0$  — частота лазера,  $\nu_c$  и  $\nu_x$  — излучение на сигнальной и холостой частотах,  $k$  — волновой вектор,  $k=2\pi\nu n$ ,  $n$  — коэффициент преломления.

Возможное различие состава кристаллов  $\text{LiNbO}_3$  приводит к изменению двупреломления в видимой области спектра вплоть до  $\Delta n \sim 0,03$  [1]. При этом главным образом меняется необыкновенный коэффициент преломления. В условиях опыта это привело к сильному сдвигу в спектре длины волны одномерного синхронизма и изменению углов рассеяния света.

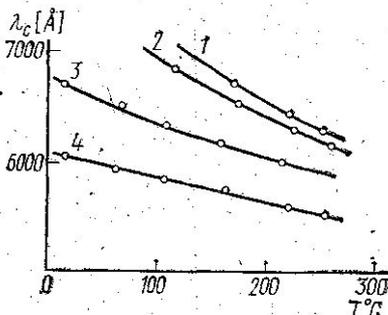


Рис. 1. Зависимость сигнальной длины волны одномерного синхронизма  $\lambda_c$  от температуры кристалла  $\text{LiNbO}_3$ : 1 —  $\eta=1$ , 2 —  $\eta=0,948$ , 3 —  $\eta=0,985$  и 4 —  $\eta=895$ . Ориентация кристаллов —  $90^\circ$ .

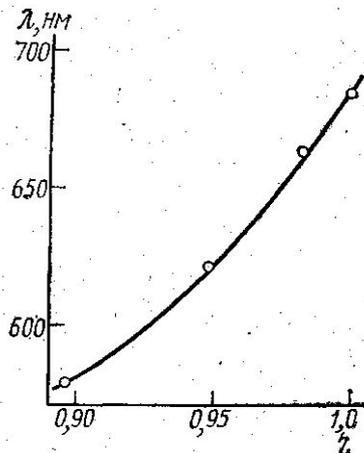


Рис. 2. Зависимость сигнальной длины волны одномерного синхронизма от состава кристаллов  $\text{LiNbO}_3$  при температуре образцов  $T=200^\circ\text{C}$ .

Как показал опыт, наибольшей чувствительностью к изменению состава кристаллов обладает излучение на сигнальной частоте  $\nu_c = \nu_0 - \nu_x$  для одномерного синхронизма ( $k_0 \parallel k_c \parallel k_x$ ). На рис. 1 показано соответствующее изменение положения линии рассеяния в спектре для кристаллов различного состава при различных значениях температуры. Пересекая семейство кривых линиями постоянной температуры, можно получить зависимость длины волны одномерного синхронизма от соотношения  $\text{Li/Nb}$  для различных температур кристаллов. На рис. 2 изображена типичная кривая  $\lambda_c(\eta)$  для  $T=200^\circ\text{C}$ .

Величина ошибки определялась возможными отклонениями от  $90^\circ$  направления в кристаллах и колебаниями их температуры. Состав используемых образцов определялся по фазовым диаграммам, приведенным в [2] при известном составе расплава  $\eta'$ , из которых выращивались кристаллы.

Пользуясь графиком рис. 2, можно оценить предельную точность предлагаемого метода. Наклон графика составляет  $6 \cdot 10^{-5}$ . Если принять за порог чувствительности смещение линии  $\lambda_c$  в спектре на величину, равную ее полуширине (в нашем эксперименте для кристаллов длиной 1 см она равна  $1,5 \div 2 \text{ \AA}$ ), то, пользуясь данным методом, изменение отношения  $\text{Li/Nb}$  в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  будет  $\Delta\eta \sim 10^{-4}$ .

Приведенные на рис. 1 и 2 графики могут быть использованы для практического определения стехиометрии ниобата лития.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Byer R. I., Joung J. E., Feigelson R. S. «J. Appl. Phys.», 41, No. 6, 1970.
2. Carruther J. R., Peterson G. E., Grosso M., Bridenbaugh P. M. «J. Appl. Phys.», 42, No. 5, 1971.
3. Midwinter J. E. «J. Appl. Phys.», 39, 3033, 1968.
4. Кридач Д. П., Холодных А. И., Чуринов А. А. «Квантовая электроника», № 7, 71—73, 1972.
5. Bridenbaugh P. M., Carruther J. R., Dziedzic T. M., Nash F. R. «Appl. Phys. Lett.», 17, No. 3, 1970.

Поступила в редакцию  
11.7 1974 г.

Кафедра  
волновых процессов

УДК 528.06

А. Б. БОНДАРЕНКО

## МИНИМИЗАЦИЯ ФУНКЦИОНАЛА ОШИБКИ ТРАНСФОРМАЦИИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ

При исследовании гравитационного, электрического или магнитного поля Земли на ее поверхности измеряют напряженности этих полей. Чтобы сделать какие-либо выводы о распределении их источников внутри Земли, на практике рассматривают аномальные поля как напряженностей, так и их производных. Но измерения содержат в себе и случайную ошибку. При пересчете в высшие производные эти ошибки значительно искажают поле полезного сигнала. Поэтому выполним редукцию измеренного поля на некоторую высоту, где случайные ошибки можно считать уже достаточно малыми, а полезный сигнал искаженным минимально. Для определения оптимальной высоты редукционирования составим следующую функцию.

В случае пересчета аномалий напряженности на высоту:

$$e = g_0 - g_H + n_H.$$

В случае пересчета аномалий напряженности на высоту в значении высших производных:

$$e_\xi = \xi_0 - \xi_H + n_{\xi H} g_0.$$

где  $g_0$  — измеренный на поверхности полезный сигнал,

$$g_H = \frac{H}{2\pi} \iint_S \frac{g_0 dx dy}{(x^2 + y^2 + H^2)^{3/2}} = K_H,$$

$g_H$  — значение этой же величины на высоте  $H$ ,  $n_H = K_H n_0$  — значение ошибки наблюдения после пересчета на высоту,  $K_H$  — оператор пересчета на высоту,

$$\begin{aligned} \xi_0 &= \frac{\partial}{\partial H} g_0 = \frac{\partial}{\partial H} \left( \frac{H}{2\pi} \iint_S \frac{g_0 dx dy}{(x^2 + y^2 + H^2)^{3/2}} \right) = \\ &= \frac{1}{2\pi} \iint_S \frac{(x^2 + y^2 - 2H^2) g_0 dx dy}{(x^2 + y^2 + H^2)^{5/2}} \Big|_{H=0} = K_{\xi_0} g_0. \end{aligned}$$

$$\xi_H = K_{\xi H} g_0,$$

$$n_{\xi H} = K_{\xi H} n_0.$$

Минимизируя дисперсии данных функций, найдем оптимальные высоты  $H_g$  и  $H_\xi$ . Выполняя статистическую обработку исходного поля аномалий, вычислим корреляционные функции полезного сигнала и помехи. Считая поле измеренных аномалий однородным, получим корреляционные функции полезного сигнала  $R_g(x, y)$  и помехи  $R_n(x, y)$ , которые зависят лишь от расстояния между точками. Тогда спектральная плотность исходного полезного сигнала будет

$$\xi_g(u, v) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} R_g(x, y) e^{-i(ux+vy)} dx dy$$