

05:09

## Анизотропия диэлектрических потерь в монокристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{SiO}_2$

© В.Н. Егоров, В.Л. Масалов, И.Б. Ожогов

Восточно-Сибирский филиал Всероссийского НИИ физико-технических  
и радиотехнических измерений, Иркутск

E-mail: egorov@niiftri.irk.ru

Поступило в Редакцию 8 июня 2009 г.

Рассматриваются методика и результаты измерения тангенса угла диэлектрических потерь в интервале температур 80–373 К в одноосных анизотропных монокристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3$  на частоте 11 GHz,  $\text{SiO}_2$  на частоте 39 GHz и в изотропном монокристалле  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG) при комнатной температуре на частотах 9–15 GHz. Измерения проведены методом диэлектрического резонатора на азимутальных колебаниях двух классов:  $HE$  (квази- $E$ ) и  $EH$  (квази- $H$ ), что позволило выявить анизотропию диэлектрических потерь в монокристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ . Потери вдоль оптической оси кристаллов существенно ниже потерь в поперечной плоскости в исследованном интервале температур. В монокристалле YAG добротность колебаний обоих классов при близких частотах одинакова, что соответствует изотропным потерям. Диэлектрические потери в YAG возрастают пропорционально частоте.

PACS: 78.20.Ci, 77.22.-d, 84.40.-x

Монокристаллы  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG) имеют в микроволновом диапазоне частот очень малые диэлектрические потери. Сапфир ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) и пьезокварц ( $\text{SiO}_2$ ) обладают одноосной анизотропией вещественной части диэлектрической проницаемости с компонентами  $\epsilon'_{\parallel}$ ,  $\epsilon'_{\perp}$  вдоль кристаллографической оси и в ортогональной к ней плоскости. Диэлектрические потери в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{SiO}_2$  в микроволновом диапазоне были измерены в изотропном приближении в работах [1–3]. Нет, однако, достаточных оснований предполагать в них равными мнимые части диэлектрической проницаемости  $\epsilon''_{\parallel}$ ,  $\epsilon''_{\perp}$  или значения  $\text{tg } \delta_{\parallel} = \epsilon''_{\parallel} / \epsilon'_{\parallel}$  и  $\text{tg } \delta_{\perp} = \epsilon''_{\perp} / \epsilon'_{\perp}$ . В работе [4] приведены значения  $\text{tg } \delta_{\parallel}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  сапфира на частоте 170 GHz при комнатной температуре. Данные

по температурным зависимостям  $\operatorname{tg} \delta_{\parallel}$ ,  $\operatorname{tg} \delta_{\perp}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{SiO}_2$  отсутствуют.

Малые диэлектрические потери могут быть измерены резонансными методами. Точным измерениям диэлектрических потерь обычно мешают омические потери в металлических стенках резонатора. Использование открытых диэлектрических резонаторов с азимутальными колебаниями типа „шепчущей галереи“ позволяет устранить это ограничение [5]. Излучательная добротность для колебаний этого типа в открытом осесимметричном диэлектрическом резонаторе (ДР) экспоненциально возрастает с ростом азимутального индекса  $n$  и может достигать большой величины даже при невысоких значениях  $\varepsilon$  [5]. При достаточно больших размерах ДР в сравнении с длиной волны  $\lambda$  собственная добротность  $Q_0$  азимутальных колебаний в нем полностью определяется значением  $\operatorname{tg} \delta$  материала ДР.

В дисковом (цилиндрическом) ДР существуют два класса азимутальных колебаний с малым излучением:  $HE_{nmp}$  (квази- $E$ ) и  $EH_{nmp}$  (квази- $H$ ) моды, где  $n$ ,  $m$ ,  $p$  — азимутальный, радиальный и продольный индексы (целые числа). Низшими являются азимутальные колебания  $HE_{n11}$ ,  $EH_{n11}$  при  $n \gg 1$ . При отсутствии диэлектрических потерь в окружающем резонатор пространстве собственная добротность продольно-анизотропного ДР выражается как [6]

$$Q_{0E}^{-1} = K_{1E\parallel}^E \operatorname{tg} \delta_{\parallel} + K_{1E\perp}^E \operatorname{tg} \delta_{\perp} + Q_{rad}^{-1}, \quad (1)$$

$$Q_{0H}^{-1} = K_{1E\parallel}^H \operatorname{tg} \delta_{\parallel} + K_{1E\perp}^H \operatorname{tg} \delta_{\perp} + Q_{rad}^{-1}, \quad (2)$$

где  $K_{1E\parallel}^{E,H} = W_{1E\parallel}^{E,H} / W_{\Sigma}^{E,H}$ ,  $K_{1E\perp}^{E,H} = W_{1E\perp}^{E,H} / W_{\Sigma}^{E,H}$ ;  $W_{1E\parallel}^{E,H}$ ,  $W_{1E\perp}^{E,H}$  — энергия электрического поля продольной ( $E_{\parallel}$ ) и поперечной ( $E_{\perp}$ ) компонент вектора  $E$  в диэлектрическом диске;  $W_{\Sigma}^{E,H}$  — полная запасенная энергия в резонаторе. Индексы  $E$  и  $H$  относятся к  $HE_{n11}$  (квази- $E$ ) и  $EH_{n11}$  (квази- $H$ ) модам. При  $Q_{rad}^{-1} \ll \operatorname{tg} \delta$  добротность резонатора  $Q_{0,E,H}$  будет определяться диэлектрическими потерями в материале ДР, здесь  $\operatorname{tg} \delta$  — наименьшее значение  $\operatorname{tg} \delta_{\parallel}$ ,  $\operatorname{tg} \delta_{\perp}$ . Различие между  $Q_{0E}$  и  $Q_{0H}$  для  $K_{1E\parallel}^E + K_{1E\perp}^E \approx K_{1E\parallel}^H + K_{1E\perp}^H$  указывает на анизотропию  $\operatorname{tg} \delta$  вследствие соотношений  $K_{1E\parallel}^E \gg K_{1E\perp}^E$ ,  $K_{1E\parallel}^H \ll K_{1E\perp}^H$  в ДР. Решение

системы (1), (2) относительно  $\text{tg } \delta_{\parallel}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  приводит к

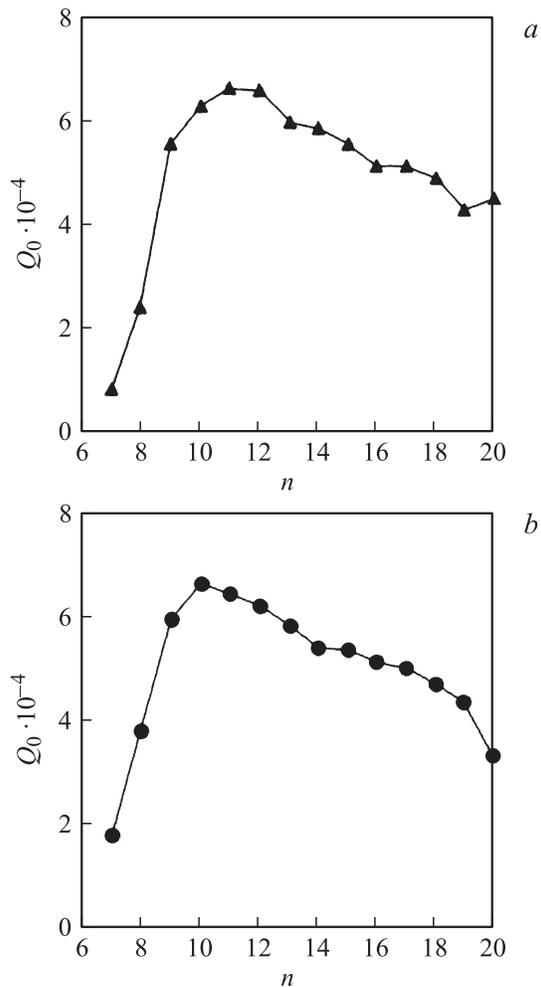
$$\begin{aligned} \text{tg } \delta_{\parallel} &= \frac{Q_{0E}^{-1} \cdot K_{1E\perp}^H - Q_{0H}^{-1} \cdot K_{1E\perp}^E}{K_{1E\parallel}^E \cdot K_{1E\perp}^H - K_{1E\parallel}^H \cdot K_{1E\perp}^E}, \\ \text{tg } \delta_{\perp} &= \frac{Q_{0H}^{-1} \cdot K_{1E\parallel}^E - Q_{0E}^{-1} \cdot K_{1E\parallel}^H}{K_{1E\parallel}^E \cdot K_{1E\perp}^H - K_{1E\parallel}^H \cdot K_{1E\perp}^E}. \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициенты  $K_{1E\parallel}^E$ ,  $K_{1E\perp}^E$ ,  $K_{1E\parallel}^H$ ,  $K_{1E\perp}^H$  в (3) находились как

$$K_{1E\parallel,\perp}^{E,H} = -2 \frac{\varepsilon_{\parallel,\perp}}{f_0} \left( \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_{\parallel,\perp}} \right)$$

по модели анизотропного ДР [6] в окрестности резонансной частоты  $f_0$  колебаний  $HE_{n11}$  и  $EH_{n11}$ . Измерения компонент  $\text{tg } \delta_{\parallel}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  проведены в монокристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{SiO}_2$  при температуре от  $\sim 80$  до 373 К в  $X$ - и  $K$ -диапазонах соответственно. Измерения частотной зависимости потерь в изотропном монокристалле YAG с кубической решеткой выполнены в  $X$ -диапазоне при комнатной температуре на обеих поляризациях ( $HE_{n11}$  и  $EH_{n11}$  колебаниях).

В экспериментах использовался скалярный анализатор СВЧ-цепей P2M-40 с частотным разрешением 1 Hz. Дискковый образец (ДР) с параллельной ориентацией оптической и геометрической осей был закреплен на медной оси в центре ДР, где электромагнитное поле колебаний типа „шепчущей галереи“ пренебрежимо мало. Нагреватель и датчик температуры ДР были расположены на медной оси. Возбуждение  $HE_{n11}$  и  $EH_{n11}$  колебаний с близкими частотами осуществлялось микрополосковой линией на частотах  $X$ -диапазона и прямоугольным диэлектрическим волноводом в  $K$ -диапазоне. Измеряемый ДР возбуждался как направленный ответвитель в режиме бегущей волны. Значения азимутального индекса  $n$  выбирались достаточно большими, с тем, чтобы обеспечить пренебрежимо малые потери энергии ДР на излучение в сравнении с диэлектрическими потерями. Экспериментальная оценка  $Q_{rad}$  была выполнена при комнатной температуре в ДР из YAG,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{SiO}_2$  для  $HE_{n11}$  и  $EH_{n11}$  колебаний при небольших  $n$ , когда  $Q_{rad}^{-1} \geq \text{tg } \delta$ . Экспериментальная зависимость собственной добротности  $Q_0$  как функции азимутального индекса  $n$  в ДР из YAG приведена на рис. 1. Для значений  $n < 10$  собственная добротность  $Q_0$  определяется



**Рис. 1.** Собственная добротность ДР из YAG в зависимости от азимутального индекса  $n$  колебаний  $HE_{n11}$  (a) и  $EH_{n11}$  (b).

излучательными потерями, которые экспоненциально уменьшаются с ростом  $n$ . Для достаточно больших  $n > 12$  выполняется соотношение  $\text{tg } \delta \approx Q_0^{-1}$ . Это значение  $\text{tg } \delta$  было использовано при расчете излуча-

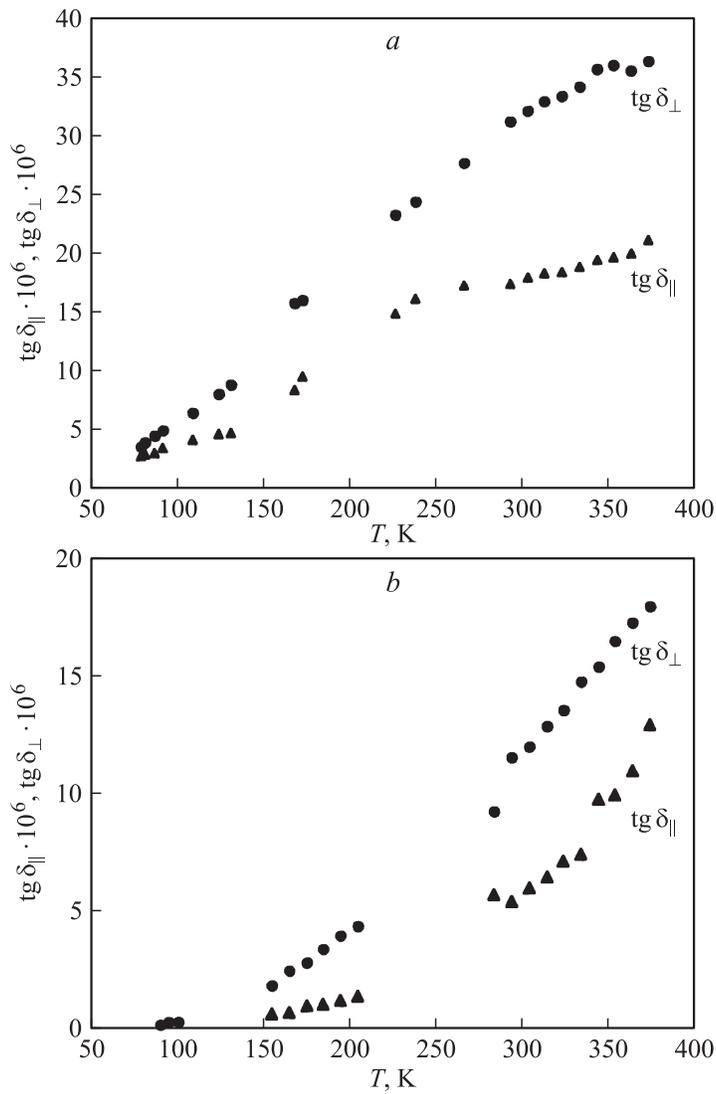
**Таблица 1.** Характеристики ДР из SiO<sub>2</sub> с размерами  $D = 29.983$  mm,  $L = 7.985$  mm

$HE_{n11}$					$EH_{n11}$				
$n$	$f_{cl}$ , GHz	$f_{ex}$ , GHz	$\delta f \cdot 10^2$	$Q_0$	$n$	$f_{cl}$ , GHz	$f_{ex}$ , GHz	$\delta f \cdot 10^2$	$Q_0$
22	39.87685	39.85336	-0.059	55800	20	38.73932	38.59652	-0.370	33600

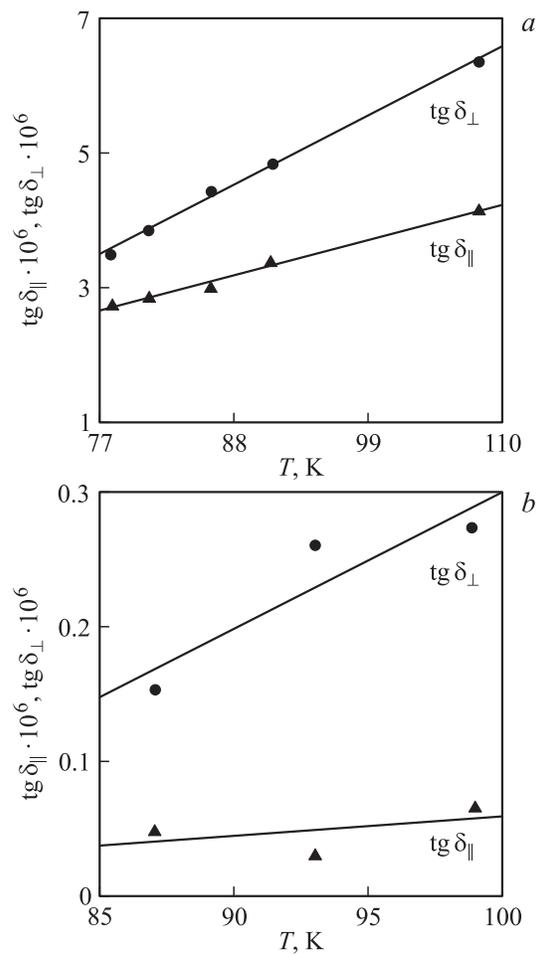
тельных потерь  $Q_{rad}^{-1}$  для исключения диэлектрических потерь из полных потерь энергии в резонаторе. Аппроксимация экспериментальных результатов в координатах  $\log Q_{rad}$ ,  $n$  показала хорошее совпадение с линейной зависимостью.

Диск из монокристаллического SiO<sub>2</sub> с параллельной ориентацией кристаллографической и геометрической осей имел диаметр  $D = 29.983$  mm и высоту  $L = 7.958$  mm. Для измерения температурных зависимостей компонент  $\text{tg } \delta_{\parallel}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  использовались колебания  $HE_{22,1,1}$  и  $EH_{20,1,1}$ . Их расчетные резонансные частоты  $f_{cl}$ , экспериментальные резонансные частоты  $f_{ex}$ , относительная погрешность расчета  $\delta f = (f_{ex} - f_{cl})/f_{ex}$  и собственная добротность  $Q_0$  при температуре 293 К приведены в табл. 1. Коэффициенты  $K_{1E\parallel}^E$ ,  $K_{1E\perp}^E$ ,  $K_{1E\parallel}^H$ ,  $K_{1E\perp}^H$  для этих колебаний имели значения  $K_{1E\parallel}^E = 0.910$ ,  $K_{1E\perp}^E = 0.070$ ,  $K_{1E\parallel}^H = 0.026$ ,  $K_{1E\perp}^H = 0.940$ . Результаты измерения  $\text{tg } \delta_{\parallel}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  при температуре 77–373 К приведены на рис. 2, а. Другой образец монокристалла SiO<sub>2</sub> с размерами  $D = 35.0$  mm,  $L = 4.67$  mm исследовался при температуре 290–360 К на колебаниях  $HE_{21,1,1}$ ,  $EH_{21,1,1}$  и  $HE_{22,1,1}$ ,  $EH_{22,1,1}$ . Значения  $\text{tg } \delta_{\parallel}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  в двух исследованных образцах близки при одинаковой температуре и частоте.

Температурная зависимость  $\text{tg } \delta_{\parallel}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  в монокристалле Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> исследовалась в ДР с размерами  $D = 58.38$  mm,  $L = 8.15$  mm. Для измерения в диапазоне температур 85–373 К использовались колебания  $HE_{16,1,1}$  и  $EH_{15,1,1}$ . Их расчетные и экспериментальные резонансные частоты, относительная погрешность расчета частот и собственная добротность  $Q_0$  при комнатной температуре приведены в табл. 2. Коэффициенты  $K_{1E\parallel}^E$ ,  $K_{1E\perp}^E$ ,  $K_{1E\parallel}^H$ ,  $K_{1E\perp}^H$  для этих колебаний имели значения  $K_{1E\parallel}^E = 0.682$ ,  $K_{1E\perp}^E = 0.292$ ,  $K_{1E\parallel}^H = 0.133$ ,  $K_{1E\perp}^H = 0.850$ . Температурные зависимости  $\text{tg } \delta_{\parallel}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  показаны на рис. 2, б. С понижением



**Рис. 2.** Температурная зависимость  $\text{tg } \delta_{\parallel}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  в монокристаллах  $\text{SiO}_2$  на частоте 39 GHz (a) и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  на частоте 11 GHz (b).



**Рис. 3.** Температурная зависимость  $\text{tg } \delta_{||}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  в  $\text{SiO}_2$  (a) и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (b) в криогенной области.

температуры обе компоненты значительно убывают. На рис. 3 отдельно приведены температурные зависимости  $\text{tg } \delta_{||}$ ,  $\text{tg } \delta_{\perp}$  в  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в криогенной области. Значительное превышение  $\text{tg } \delta_{\perp}$  над  $\text{tg } \delta_{||}$  сохраняется во всем диапазоне температур.

**Таблица 2.** Характеристики ДР из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с размерами  $D = 58.38$  mm,  $L = 8.15$  mm

$HE_{n11}$					$EH_{n11}$				
$n$	$f_{cl}$ , GHz	$f_{ex}$ , GHz	$\delta f \cdot 10^2$	$Q_0$	$n$	$f_{cl}$ , GHz	$f_{ex}$ , GHz	$\delta f \cdot 10^2$	$Q_0$
16	11.2175	11.2714	0.48	155700	15	11.4720	11.4950	0.20	94050

**Таблица 3.** Характеристики ДР из YAG с размерами  $D = 49.953$  mm,  $L = 9.930$  mm и частотная зависимость  $\text{tg } \delta$  для двух поляризаций

$HE_{n11}$					$EH_{n11}$				
$n$	$f_{cl}$ , GHz	$f_{ex}$ , GHz	$\delta f \cdot 10^2$	$\text{tg } \delta \cdot 10^6$	$n$	$f_{cl}$ , GHz	$f_{ex}$ , GHz	$\delta f \cdot 10^2$	$\text{tg } \delta \cdot 10^6$
11	9.50619	9.62301	1.21	15.5	10	9.19988	9.10991	-0.99	15.4
12	10.09806	10.2048	1.05	15.6	11	9.82005	9.74001	-0.82	15.9
13	10.69362	10.7914	0.91	17.1	12	10.43958	10.3677	-0.69	16.4
14	11.29212	11.3817	0.79	17.4	13	11.05854	10.9936	-0.59	17.5
15	11.89295	11.9752	0.69	18.4	14	11.67701	11.6183	-0.51	18.8
16	12.49566	12.5716	0.60	19.8	15	12.29503	12.2414	-0.44	18.9
17	13.09986	13.1699	0.53	19.8	16	12.91261	12.8640	-0.38	19.8
18	13.70526	13.7702	0.47	20.6	17	13.52980	13.4853	-0.33	20.3
19	14.31162	14.3720	0.42	23.6	18	14.14660	14.1057	-0.29	21.5
20	14.91875	14.9750	0.38	22.4	19	14.76303	14.7253	-0.26	23.2

Резонатор из монокристалла YAG имел размеры  $D = 49.953$  mm,  $L = 9.930$  mm. Измерялись его резонансные частоты и значения собственной добротности на  $HE_{n11}$  и  $EH_{n11}$  колебаниях. Расчетные значения резонансных частот  $f_{cl}$ , экспериментальные результаты и рассчитанные по (3) значения  $\text{tg } \delta$  приведены в табл. 3. Как видно из табл. 3, в изотропном монокристалле YAG значения  $\text{tg } \delta$  для обеих поляризаций близки между собой на близких частотах и сохраняется приближительное постоянство произведения  $f^{-1} \text{tg } \delta$ .

Таким образом, экспериментально обнаружена значительная анизотропия диэлектрических потерь в монокристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{SiO}_2$ , более сильная, чем анизотропия вещественных частей диэлектрической проницаемости. В обоих монокристаллах, в противоположность соот-

ношению  $\varepsilon_{\parallel} > \varepsilon_{\perp}$ , выполняется  $\operatorname{tg} \delta_{\perp} > \operatorname{tg} \delta_{\parallel}$ . Отношение  $\operatorname{tg} \delta_{\perp} / \operatorname{tg} \delta_{\parallel}$  в интервале температур 80–373 К находится в пределах 1.3–1.9 для  $\text{SiO}_2$  и 3.5–1.6 для  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

## Список литературы

- [1] Брагинский В.Б., Панов В.И., Тимашов А.В. // ДАН СССР. 1982. Т. 267. № 1. С. 74.
- [2] Буньков С.Н., Вторушин Б.А., Егоров В.Н. и др. // РЭ. 1987. № 5. С. 1071.
- [3] Егоров В.Н., Константинов В.И., Подсосонная О.В. // Тез. докл. Всесоюзн. симп. „Квантовые стандарты частоты радио- и оптического диапазонов“. 27–29 мая 1987 г. М.: ФИАН, 1987. С. 72.
- [4] Власов С.Н., Копосова Е.В., Паришин В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39. № 5. С. 615.
- [5] Добромислов В.С., Взятыешев В.Ф. // Тр. Моск. энерг. ин-та. 1973. В. 161. С. 78.
- [6] Егоров В.Н. // ПТЭ. 2007. Т. 50. № 2. С. 5–38.