

07

© 1991 г.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ МОДИФИКАЦИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРА САНЬЯКА

В. И. Прохоренко, Е. А. Тихонов, Д. Я. Яцкив

Проведен анализ резонансных свойств интерферометра Саньяка, модифицированного внесением внутрь различных оптических элементов. Показано, что лишь идеальная модель интерферометра, включающая оптический делитель на бесконечно тонкой подложке и плоские зеркала, не имеет интерференционных резонансов в широком спектре длин волн и волновых векторов. Реальный интерферометр с делителем на подложке конечной толщины имеет в отражении (пропускании) промодулированный угловой спектр. Внесение в интерферометр оптического элемента, обладающего клиновостью или линзовостью, также приводит к интерференционной модуляции спектра. Показано, что угловая ширина резонансов отражения зависит от величины смещения вносимого оптического элемента от оптического центра интерферометра, величины клина и силы линзы. Отмечается важность полученных результатов для создания одномодовых лазерных резонаторов.

Введение

Интерферометр и эффект Саньяка известны в физике с 1913 г. В 1925 г. Майкельсон и Гейл применили этот интерферометр (с площадью около 1 км^2) для определения угловой скорости вращения Земли. Современная реализация эффекта Саньяка — детектирование разностной частоты при генерации противоположно направленных бегущих волн в кольцевом лазере при его вращении положена в основу лазерной гироскопии. Продуктивное предложение по применению интерферометров Саньяка (ИС) в оптических резонаторах лазеров сделано в работе Сигмена [1]. Предложение Сигмена сводилось к использованию указанного интерферометра в качестве пространственно распределенного зеркала, энергетическим отражением (пропусканием) которого можно управлять, меняя разность фаз встречных волн, распространяющихся внутри данного прибора. В лазерах с пассивной синхронизацией мод применение ИС в качестве резонаторного зеркала позволило получить интересный для практики режим генерации импульсов пикосекундной длительности, величина которой может регулироваться в пределах порядка при простом перемещении насыщаемого в поглощении фильтра относительно оптического центра интерферометра [2-6]. Характерно, что авторами названных работ отмечалось заметное возрастание воспроизводимости параметров генерируемого излучения в сравнении со случаем традиционного линейного резонатора. В работе [4] увеличение воспроизводимости параметров генерируемых пикосекундных импульсов качественно объяснялось обнаруженной способностью лазера с ИС устойчиво работать на основной поперечной моде без обращения к традиционным методам селекции поперечных мод в устойчивых резонаторах с помощью жестких диафрагм.

Однако разработка устойчивых оптических резонаторов, обеспечивающих эффективную генерацию на основной поперечной моде, имеет самостоятельное значение и для других многочисленных применений лазеров в нелинейной оптике, лазерной интерферометрии и голографии [7]. Поэтому представляется актуальной задача анализа оптических свойств интерферометра Саньяка и его модификаций, которые определяют возможность генерации лазеров на основной поперечной моде.

Отражение и пропускание плоских волн ИС

Оптическая схема трехзеркального ИС с оптическим делителем R_∂ в виде плоскопараллельной пластинки конечной толщины и односторонним отражающим диэлектрическим покрытием представлена на рис. 1. В настроенном интерферометре траектории лучей, движущихся по и против часовой стрелки, совпадают и оптическая разность хода между ними для выбранного угла падения φ_0 равна нулю. Амплитуды пар парциальных волн на выходах I и II интерферометра соответственно равны

$$E_1 = E_0 \tau_\partial \rho_\partial \exp(i\varphi), \quad (1.1)$$

$$E_2 = E_0 \tau_\partial \rho_\partial \exp(i\varphi), \quad (1.2)$$

$$E'_1 = E_0 \rho_\partial^2 \exp[i(\varphi' + \Delta)], \quad (2.1)$$

$$E'_2 = E_0 \tau_\partial^2 \exp(i\varphi'). \quad (2.2)$$

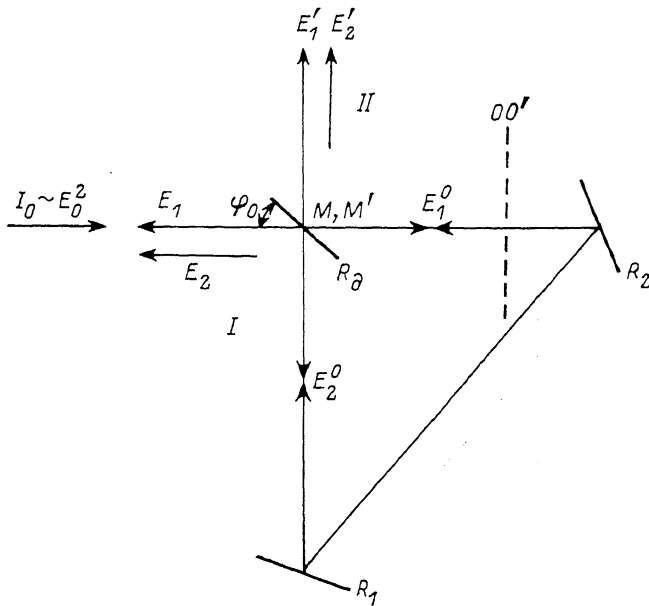


Рис. 1. Оптическая схема трехзеркального интерферометра Саньяка.

Здесь E_0 — амплитуда падающей на интерферометр волны; индексы 1, 2 соответствуют лучам, распространяющимся по и против часовой стрелки; штрихи соответствуют волнам на выходе II; $\rho_\partial = \sqrt{R_\partial}$, $\tau_\partial = \sqrt{1 - R_\partial}$.

Парциальные волны на выходе I имеют равные фазы и интенсивность отраженного от ИС света равна

$$I_{\mathbf{I}} \sim (E_1 + E_2)^2 = 4I_0 R_\partial T_\partial. \quad (3)$$

Соответственно коэффициент отражения ИС равен

$$R = 4R_\partial(1 - R_\partial). \quad (4)$$

Здесь предполагается, что зеркала R_1 и R_2 интерферометра имеют коэффициент отражения 100 %, потери на поглощение и рассеяние света делителем отсутствуют.

Для рассматриваемого случая при прохождении светом делителя скачок фазы не происходит, он не происходит также при отражении волны E_1 на границе воздух—диэлектрический слой, но при отражении волны, двигающейся против часовой стрелки в направлении выхода II на границе стекло—диэлектрический слой, фаза волны изменяется на $\Delta = \pi$. Поэтому интерференция волн

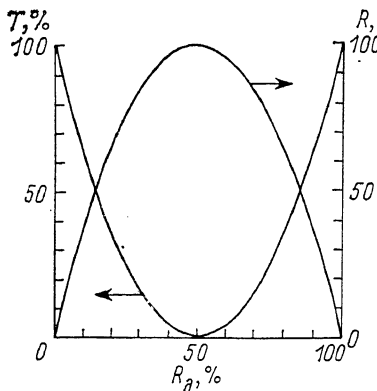
E'_1, E'_2 имеет дистрибутивный характер и интенсивность света на выходе II равна

$$I_{II} \sim (E'_1 + E'_2)^2 = (1 - 2R_\delta)^2 I_0. \quad (5)$$

Соответственно коэффициент пропускания ИС, т. е. та доля световой энергии, которая «уходит» с выхода II,

$$T = (1 - 2R_\delta)^2. \quad (6)$$

Из выражений (4), (6) следует, что ИС как 100%-ный отражатель реализуется только при $R_\delta = 50\%$, однако зависимость коэффициента отражения (или коэффициента пропускания) от R_δ в области 50% имеет плавный характер, как показано на рис. 2, поэтому при изменении R_δ в широких пределах от 34 до 66% интерферометр будет отражать более 90% энергии.



Установленный в качестве одного из зеркал резонатора ИС обладает поляризационной селективностью, если таковой обладает делитель. Кроме того, отражение и пропускание ИС не зависят от длины волны, поэтому его иногда называют антирезонансным интерферометром [1].

Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R и пропускания T интерферометра Савьяка от коэффициента отражения светоделительного зеркала R_δ .

Зависимость отражения ИС от угла падения

Если уход от угла автоколлимации φ_0 сопровождается появлением оптической разности хода между волнами, распространяющимися по интерферометру в противоположных направлениях, то это изменит величину R и T — они окажутся промодулированными по углу падения на ИС исходной волны, т. е. интерферометр будет иметь угловую селективность. Величины оптической разности хода и, следовательно, угловой селективности будут, вероятно, зависеть от типа оптических элементов, входящих в состав интерферометра (делитель с определенной оптической толщиной, плоский, клиновидный либо со сферической поверхностью, сферические зеркала и т. д.). Эта важная особенность для понимания работы ИС в составе резонатора ранее не анализировалась.

а) ИС с оптическим делителем на плоскопараллельной подложке. Пусть делительное зеркало напылено на плоскопараллельную подложку с толщиной H . Для определения оптической разности хода между парциальными пучками на выходах I и II в данном случае удобно ввести эквивалентную оптическую схему (рис. 3), исключив из анализа отражение пучков на зеркалах R_1 и R_2 , являющихся для рассматриваемых лучей плоскостями симметрии и не вносящих дополнительной разности хода. Из геометрического анализа этой эквивалентной схемы следует, что оптическая разность хода между парами пучков, приходящими на выход I (или II) ИС, следующим образом зависит от изменения угла падения $\delta\varphi$ исходного пучка на делитель относительно начального угла φ_0 , соответствующего автоколлимации лучей E_1^0, E_2^0 :

$$\Delta = \frac{H \sin 2\varphi_0}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_0}} \left(1 - \frac{\cos 2\varphi_0}{n^2 - \sin^2 \varphi_0} \right) \sin^3 \delta\varphi. \quad (7)$$

Здесь n — коэффициент преломления подложки делителя. Из этого выражения следует, что для интерферометра с бесконечно тонким делителем ($H=0$) зависимость отражения от угла падения будет отсутствовать.

Угловая селективность, определяемая как угловая ширина первого максимума в отражении (или первого минимума в пропускании), следует из выражения (7)

$$\Delta\varphi = 2 \arcsin \sqrt[3]{\lambda/Hz}, \quad (8)$$

где

$$z = \frac{\sin 2\varphi_0}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_0}} \left(1 - \frac{\cos 2\varphi_0}{n^2 - \sin^2 \varphi_0} \right).$$

Характерная величина угловой селективности ИС с делителем толщиной 1.5 см, $n=1.53$ при угле автоколлимации 45° и $\lambda=0.63$ мкм равна 6° . Интерференционные полосы с уменьшающимся угловым расстоянием для высших порядков интерференции наблюдаются в плоскости, перпендикулярной плоскости интерферометра, угловая селективность ИС в вертикальной плоскости отсутствует.

Корневая кубическая зависимость $\Delta\varphi$ от основных параметров ИС оставляет мало практических возможностей для существенного увеличения селективности в таком варианте использования интерферометра.

б) ИС с оптически тонким клином. Рассмотрим угловую селективность ИС в практически важном случае установки в интерферометре оптического клина. На практике это может быть ячейка с раствором красителя, делитель на клиновидной подложке, нелинейный или активный элемент и т. д. Для упрощения будем рассматривать случай тонкого клина в идеальном ИС, т. е. в интерферометре с делителем на бесконечно тонкой подложке. Эквивалентная оптическая схема

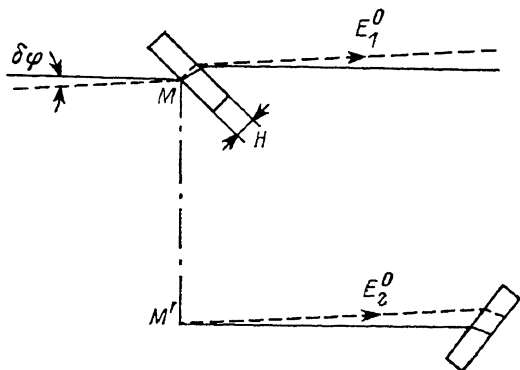


Рис. 3. Эквивалентная схема интерферометра Савьяка с делителем конечной оптической толщины.

такого интерферометра показана на рис. 4, а. Здесь клин установлен в плоскости $O-O'$, которая представлена на эквивалентной схеме дважды — для двух пучков, распространяющихся в противоположных направлениях, углы падения на плоскость клина для них различны вследствие начальной ориентации клина относительно перпендикуляра к оптической оси интерферометра под углом φ_0 .

Угол отклонения пучка по прохождении тонкого клина равен $\Omega_0 = (1/2) \Omega \times (n-1)$, где Ω — угол при вершине клина. На эквивалентной схеме точки M и M' разнесены, в реальной же схеме ИС это одна и та же точка на делителе — точка падения исходного пучка на ИС (рис. 4, 2). Длина отрезка MO есть расстояние от точки падения пучка на делитель до точки на оптическом клине в направлении луча I , соответствующем углу автоколлимации φ_0 . $M'O$ — то же, но для луча I' . Периметр p ИС, который можно определить лишь для замкнутых (автоколлимационных) траекторий, равен $M'O'M = MOM'$. Определим через d расстояние от клинового элемента до оптического центра ИС $d = |1/2 p - MO| = |1/2 p - M'O'|$.

Для пучков, отклонившихся по углу падения на малую величину $\delta\varphi$ от угла автоколлимации φ_0 , появляется геометрическая разность хода, равная

$$\Delta = MG + GG' + G'Q - M'G'. \quad (9)$$

После несложных вычислений, ограничивая ряд разложения кубическим членом по $\delta\varphi$, получаем

$$\Delta = 2(p-d)\Omega_0(\Omega_0 - \gamma)\delta\varphi^2 + 2d\Omega_0\delta\varphi^3. \quad (10)$$

Из формулы следует, что при симметричной ориентации клина $\Omega_0 = \gamma$ и его установке в оптическом центре ИС $d=0$ угловая селективность интерферометра отсутствует. Если клин по-прежнему ориентирован симметрично, однако находится не в оптическом центре, то угловая селективность будет определяться

вторым членом выражения (10), имеющим кубическую зависимость относительно $\delta\varphi$

$$\Delta\varphi = 2\sqrt[3]{\lambda/4\rho\Delta_0}. \quad (11)$$

Например, для $d=20$ см, $\Omega_0=3^\circ$, $\lambda=0.63$ мкм $\Delta\varphi=4.4^\circ$. При наклоне клина на угол 45° и прочих неизменных параметрах селективность ИС возрастает до 1° . Таким образом, селективность ИС с тонким клином сравнима с селективностью ИС с реальным делителем толщиной 1—2 см, однако увеличивается при наклонении клина относительно оптической оси интерферометра. Отметим также, что клиновый элемент, расположенный в оптическом центре ИС под некоторым углом к оси интерферометра, приводит к возникновению угловой селективности у последнего.

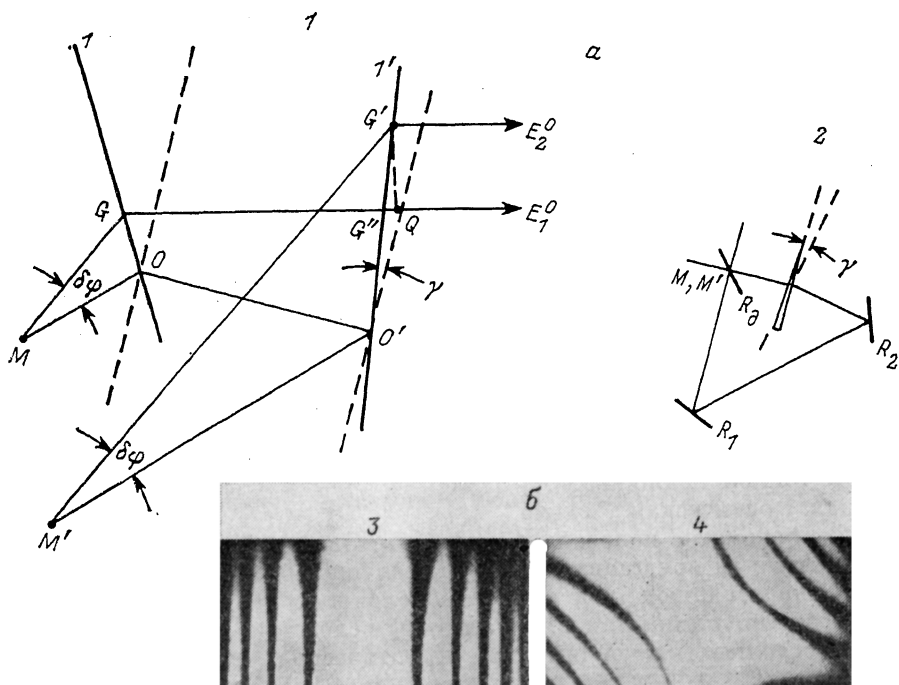


Рис. 4.

a — интерферометр Саньюка с клиновым элементом внутри (1 — эквивалентная схема, 2 — оптическая); *b* — интерференционные полосы ИС с клином в отраженном свете (3 — клин ориентирован перпендикулярно плоскости ИС, 4 — под углом 45°).

Вид и ориентация интерференционных полос в отраженном (прошедшем) свете зависят от ориентации плоскости клина относительно плоскости интерферометра. Если клин наклонен перпендикулярно плоскости ИС, то полосы интерференции расположены параллельно ей, а если он наклонен параллельно плоскости ИС, то полосы располагаются перпендикулярно. Если плоскость клина ориентирована произвольно, то полосы приобретают вид гипербол. Последние два случая продемонстрированы на рис. 4, б. Таким образом, вид угловой селективности ИС с клиновым элементом определяется кроме параметров клина и места его установки в интерферометре также ориентацией плоскости клина относительно плоскости ИС.

в) ИС с тонкой линзой. Рассмотрим проблему угловой селективности интерферометра при помещении в него тонкой линзы, причем оптические оси линзы и ИС совмещены. Эквивалентная оптическая схема в случае отрицательной линзы представлена на рис. 5, а. Здесь L и L' — главные плоскости линзы в интерферометре для лучей, распространяющихся по и против часовой стрелки; d — расстояние от оптического центра ИС до линзы; D — расстояние от центра ИС до плоскости наблюдения интерференционной картины S . Присевые пучки

являются автоколлимационными, не приобретающими разности хода, и поэтому имеют при интерференции максимум в отражении. Напротив, пучки, отстоящие от оптической оси линзы, отклоняются пропорционально фокусному расстоянию линзы f и расстоянию пучка от оси интерферометра h . В любой произвольной плоскости на выходах I и II ИС с линзой (или при использовании вместо плоского зеркала сферического) наблюдаются сдвинутые на π кольцевые интерференционные картины (рис. 5, б).

Задача определения угловой селективности состоит в определении углового размера колец на бесконечности.

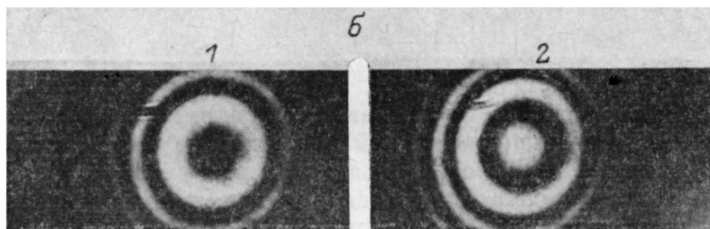
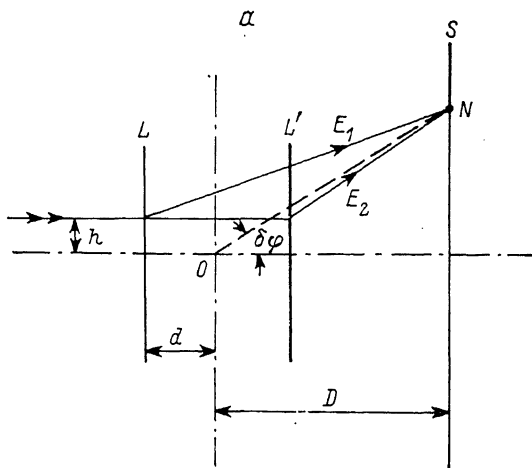


Рис. 5. Эквивалентная оптическая схема ИС с тонкой линзой (а) и интерференционная картина в отраженном свете (1) и в проходящем свете (2) (б).

В произвольной плоскости S интерференционные кольца возникают при сложении пар волновых амплитуд, проходящих после линзы разное расстояние до плоскости интерференции. Поэтому в произвольных точках плоскости интерферируют пучки с разными углами наклона $\delta\varphi$. Выделим параксиальный луч, параллельный оси ИС и находящийся на расстоянии h от нее. Оба образующихся в интерферометре луча, распространяющихся во встречных направлениях, в точке N наблюдения интерференции будут иметь геометрическую разность хода, равную

$$\Delta = LN - L'N - 2d. \quad (12)$$

Если выразить отрезки LN и $L'N$ через характерные оптические параметры ИС, линзы и угол наблюдения интерференционной картины $\delta\varphi$, то точное выражение для оптической разности хода примет вид

$$\Delta = (D + d) \sqrt{1 + \frac{D^2 \lg^2 \delta\varphi}{(D + d + f)^2}} - (D - d) \sqrt{1 + \frac{D^2 \lg^2 \delta\varphi}{(D - d + f)^2}} - 2d. \quad (13)$$

В этой формуле для положительной линзы нужно изменить знак перед f на противоположный. Из нее следует, что при увеличении фокусного расстояния к бесконечности разность хода двух интерферирующих волн в некоторой

выбранной плоскости наблюдения исчезает. Для важного в практике случая выбора $D < f$ и $D > d$ и малости угла $\delta\varphi$ выражение (13) упрощается до

$$\Delta \cong \frac{D^2 d}{f^2} \delta\varphi^2. \quad (14)$$

Отсюда угловой диаметр темных колец, наблюдаемых на расстоянии D от интерферометра,

$$\Delta\varphi_m = 2 \frac{f}{D} \sqrt{(2m+1)\lambda/2d}. \quad (15)$$

Численный пример расчета величины углового диаметра первого темного кольца при $D=1$ м, $d=20$ см, $f=10$ м $\Delta\varphi_0=20$ мрад, что заметно превышает соответствующие значения для рассмотренных выше модификаций ИС.

Из выражения (13) для малых углов наблюдения на бесконечности угловой диаметр первого темного кольца, т. е. угловая селективность ИС с линзой, равен

$$\Delta\varphi = 2\sqrt{\lambda/2d}, \quad (16)$$

т. е. не зависит от фокусного расстояния f используемой линзы или радиуса кривизны одного из зеркал интерферометра. Это важный результат для лазерной практики применения ИС в качестве отражателя оптического резонатора. Он показывает, что наведение динамических линз в активных элементах, размещенных асимметрично внутри ИС, будет сопровождаться селекцией поперечных типов колебаний. Например, для $d=20$ см, $\lambda=1.06$ мкм $\Delta\varphi=3.5$ мрад, что сравнимо с угловой расходимостью типичного лазера на АИГ: Nd^{3+} . К возникновению угловой селективности резонатора с отражателем ИС может приводить также неконтролируемая кривизна зеркал в составе интерферометра, сопровождаемая получением генерации на основной поперечной моде.

Выводы

1. Идеальный интерферометр Саньяка с плоскими отражательными зеркалами и делителем на бесконечно тонкой подложке не имеет резонансов интерференционной природы. Однако использование на практике оптического делителя конечной толщины сопровождается появлением незначительной угловой селективности в отражении (пропускании) с образованием интерференционных полос.

2. Внесение оптического клина в кольцо интерферометра сопровождается появлением интерференционных резонансов, угловой размер которых зависит от оптических параметров клина, его расположения в интерферометре и способа установки. При симметричном положении клина угловая селективность ИС отсутствует.

3. Модификация ИС, связанная с внесением в кольцо сферической линзы, сопровождается заметным возрастанием угловой частоты чередования интерференционных максимумов, имеющих форму колец в плоскости, перпендикулярной оптической оси интерферометра. Угловой размер колец зависит, как и в предыдущих случаях, от угла наблюдения, фокусного расстояния линз и их установки относительно оптического центра интерферометра; при установке в центре интерференционные резонансы пропадают. Существенно, что интерференция в дальней зоне в таком ИС не зависит от фокусного расстояния использованной линзы.

4. Модифицированный вариант ИС с тонкой линзой позволяет объяснить ранее полученный авторами результат по генерации твердотельных лазеров на основной поперечной моде без применения традиционных селекторов поперечных мод, если в качестве отражателя резонатора использовать ИС, в кольцо которого асимметрично относительно его оптического центра помещается активный элемент. В этом случае динамическая линза в активном элементе, наводимая накачкой, приводила к возникновению угловой селективности резонатора.

Список литературы

- [1] *Siegman A. E.* // IEEE J. Quant. Electron. 1973. Vol. QE-9. № 2. P. 247—250.
- [2] *Vanherzeele H., van Eck J. L., Siegman A. E.* // Appl. Opt. 1981. Vol. 20. N 20. P. 3484—3486.
- [3] *Bchert J. M., Basa D. V., Tzu C., Alfano R. R.* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. № 1. P. 683—684.
- [4] *Прохоренко В. И., Тихонов Е. А., Яцкив Д. Я.* // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 14. С. 804—810.
- [5] *Дерингас А., Кабелка В., Миллуска А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 73—75.
- [6] *Прохоренко В. И., Суровцев Д. В., Тихонов Е. А., Яцкив Д. Я.* // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 3. С. 288—291.
- [7] *Ананьев Ю. А.* Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979. 328 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
20 декабря 1989 г.

