

ДИФРАКЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

А. Я. Бирман, Е. А. Петрухин, А. Ф. Савушкин
и Е. Н. Тропкин

Проведены экспериментальные исследования потерь основного собственного колебания оптического резонатора, возникающих в результате дифракции на щелевой диафрагме и на цилиндрической микронеоднородности. Проведено сравнение полученных значений с оценками, выполненными методом возмущений, и с результатами численного решения интегрального уравнения резонатора. Показано, что геометрическое приближение при оценке дифракционных потерь приводит к удовлетворительному результату в случае дифракции на микронеоднородности и может существенно исказить значение потерь в случае щелевой диафрагмы.

Наиболее простым способом оценки потерь оптического резонатора, связанных с дифракцией на микро- или макронеоднородности, является метод возмущений, который в первом порядке приводит к элементарному результату, соответствующему геометрикооптическому приближению — потери основного колебания резонатора описываются интегралом по освещенной поверхности неоднородности от квадрата модуля амплитуды невозмущенного дифракцией распределения [1]. Вместе с тем неоднократно указывалось на то, что применение такого рода оценок может существенно исказить действительное значение потерь, в частности, при дифракции на апертуре отражателей конфокального резонатора [2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по определению дифракционных потерь оптического резонатора, поставленных с целью сравнения оценок, получаемых в геометрикооптическом приближении, с истинными значениями потерь для широкого класса конфигураций резонатора и различных типов неоднородностей. Вопросы, затронутые в работе, представляют интерес при анализе селекции типов колебаний оптического резонатора и при исследовании нелинейных дифракционных явлений в кольцевом лазере.

В том случае, когда источником дифракции является диафрагма, помещенная внутрь резонатора, экспериментальное определение дифракционных потерь его основного собственного колебания проводится известным методом, основанным на измерении ширины резонансной кривой при внешнем возбуждении резонатора [3]. В эксперименте использовался двухзеркальный оптический резонатор, сформированный плоским и сферическим отражателями. В качестве источника зондирующего излучения был выбран He—Ne лазер, работающий на длине волны 0.63 мкм. Внутри резонатора помещалась щелевая диафрагма, ширина которой устанавливалась при помощи оптического микроскопа с точностью 5 мкм. Потери основного колебания невозмущенного дифракцией резонатора составляли величину $(0.6 \pm 0.06)\%$. Параметр конфигурации резонатора $g = 1 - (2L/R)$ варьировал в диапазоне 0—0.8. Грубое изменение g осуществлялось заменой сферического отражателя (использовались отражатели с радиусами кривизны 1, 2 и 4 м). Плавное изменение g достигалось изменением расстояния между отражателями L (характерное значение 50 см, точность установки $\pm 0.2\%$). Ширина диафрагмы устанавли-

ливалась таким образом, чтобы ее отношение с к диаметру распределения невозмущенного собственного колебания в плоскости диафрагмы сохранялось неизменным в резонаторах с различной конфигурацией. Параметр s составлял величину 2.125, что соответствует дифракционным потерям 0.2—2% в экспериментах с различными резонаторами.

На рис. 1 представлены дифракционные потери ($\Delta\sigma$) основного собственного колебания двухзеркального оптического резонатора в зависимости от параметра конфигурации (g). Сравнение экспериментально определенных величин с оценками, полученными в геометрикооптическом приближении, показывает, что заметное отличие подобных оценок от действительных значений потерь является скорее правилом, чем исключением, и характерно не только для близких к конфокальной конфигу-

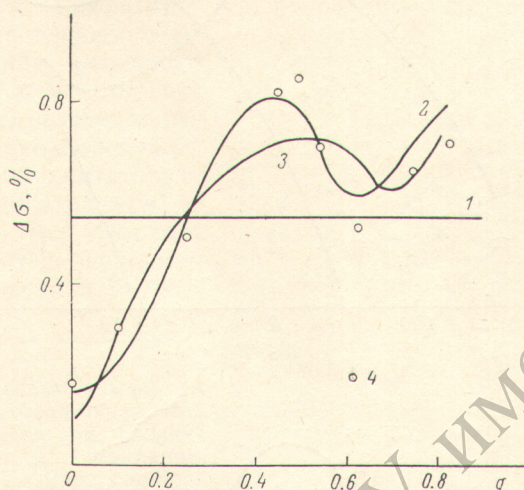


Рис. 1. Дифракционные потери $\Delta\sigma$ двухзеркального резонатора, содержащего диафрагму, в зависимости от параметра конфигурации g .

1 — геометрикооптическое приближение, 2 — численный расчет, 3 — метод возмущений с учетом второго приближения, 4 — эксперимент. $s = 2.125$, $z = 0$.

раций резонатора. На этом же рисунке представлены результаты численного расчета потерь, полученные при решении интегрального уравнения резонатора методом, описанным в [4-7]. Эти результаты, как нетрудно убедиться, хорошо согласуются с экспериментальными. Отметим, что уточнение результатов расчета, выполненного методом возмущений, с учетом второго приближения существенно сближает эти результаты с истинными значениями потерь.

Несмотря на то что степень соответствия оценок, полученных методом возмущений, и реальных значений потерь исследована экспериментально лишь при фиксированном значении параметра s , сформулированные выводы на самом деле справедливы для широкого интервала изменения этого параметра в области слабой дифракции. Так, на рис. 2 представлена относительная погрешность при расчете потерь в геометрикооптическом приближении (рис. 2, а) и с учетом второго порядка метода возмущений (рис. 2, б) в зависимости от величины дифракционных потерь (метод расчета изложен в [7]). Как нетрудно убедиться, по мере уменьшения потерь погрешность геометрикооптического приближения растет, а учет второго порядка метода возмущений, улучшая согласие приближенного расчета с истинными значениями, также не обеспечивает уменьшения погрешности по мере ослабления дифракции.

Изображенные на рис. 1 зависимости соответствуют размещению диафрагмы вблизи плоского отражателя. На рис. 3 представлены полученные экспериментально зависимости дифракционных потерь от продольной координаты z диафрагмы (значение $z = 0$ соответствует координате плоского отражателя, $z = 50$ см — сферического) для различных значений

параметра конфигурации g . Как нетрудно убедиться, при помещении диафрагмы в симметричную относительно отражателей плоскость потери максимальны: такое расположение диафрагмы соответствует наибольшему интервалу между двумя диафрагмами в развернутой схеме резонатора. При совмещении диафрагмы с отражателем потери минимальны, что

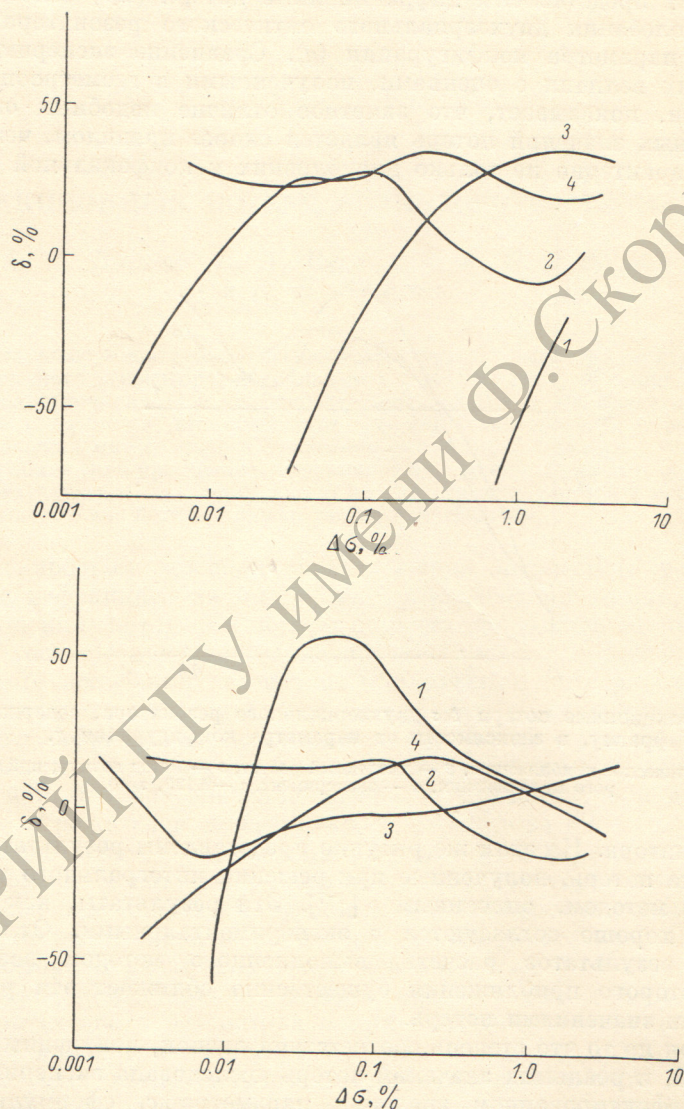


Рис. 2. Относительная погрешность $\delta = (\Delta\sigma - \Delta\sigma_{\text{мв}}) / \Delta\sigma$ при расчете потерь в геометрикооптическом приближении (а) и с учетом второго порядка метода возмущений (б) в зависимости от величины дифракционных потерь $\Delta\sigma$ для различных значений параметра конфигурации g .

1 — 0, 2 — 0.25, 3 — 0.5, 4 — 0.75.

соответствует «слиянию» двух диафрагм в развернутой схеме в одну. Геометрооптическое приближение приводит к П-образной зависимости потерь от продольной координаты диафрагмы — лишь полное совмещение диафрагмы с плоскостью отражателя способно уменьшить (ровно вдвое) дифракционные потери в этом приближении. Отметим, что в геометрикооптическом приближении потери не зависят от параметра конфигурации при фиксированном значении s .

Неудовлетворительное описание дифракционных потерь оптического резонатора в первом порядке метода возмущений связано со спецификой

используемой здесь неоднородности в виде щелевой диафрагмы. Реальное значение поля основного собственного колебания резонатора в области края диафрагмы значительно отличается от невозмущенного, так как при формировании основной моды существенную роль играют наиболее сильно возмущаемые высшие типы колебаний, в особенности в вырожденных резонаторах. В то же время роль высших типов колебаний полностью игнорируется в первом порядке метода возмущений, что и приводит к значительному искажению при расчете потерь в этом приближении.

Иной результат можно ожидать в том случае, когда источником дифракции является микронеоднородность, локализованная вблизи оптической оси резонатора, а диафрагма предназначена лишь для селекции основного типа колебаний и снятия вырождения. Из-за сильной расходимости излучения, дифрагированного на микронеоднородности, распределение основного типа колебаний вдали от нее (в частности, распределение падающего на неоднородность излучения) можно считать несущественно отличающимся от невозмущенного. При этом первый порядок метода возмущений должен приводить к удов-

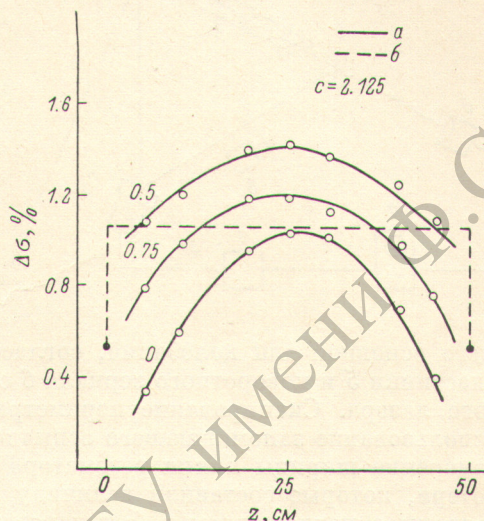


Рис. 3. Дифракционные потери $\Delta\sigma$ двухзеркального резонатора в зависимости от продольной координаты диафрагмы z для различных значений параметра конфигурации g . a — эксперимент, $б$ — метод возмущений.

летворительным результатам при оценке потерь резонатора, связанных с дифракцией на микронеоднородности.

Экспериментальное определение потерь резонатора в данном случае целесообразно проводить, используя модуляционный метод и осуществляя режим генерации при помещении внутрь резонатора активного элемента, поперечная неоднородность усиления которого служит также целям селекции. Этот метод заключается в изменении координаты микронеоднородности в поперечной плоскости резонатора и регистрации возникающей при этом временной зависимости интенсивности генерации. Измеряя величину максимального изменения интенсивности генерации (ΔI), определяя интенсивность волны в лазере с невозмущенным неоднородностью резонатором (I), а также измеряя превышение ($\mathfrak{N}$) усиления активной среды (α) над потерями невозмущенного резонатора (σ), можно рассчитать относительное изменение потерь резонатора (t), связанных с дифракцией на микронеоднородности, исходя из следующего соотношения:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\mathfrak{N}}{\mathfrak{N} - 1} \frac{t}{1 + t}. \quad (1)$$

Определяя дополнительно ширину полосы невозмущенного резонатора, можно, таким образом, найти не только относительное (t), но и абсолютное ($\Delta\sigma$) изменение потерь.

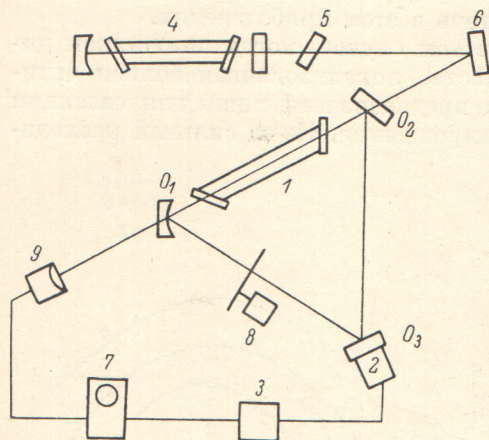
При реализации изложенного метода определения дифракционных потерь использовалась экспериментальная установка, схема которой изображена на рис. 4.

He—Ne лазер 1 генерировал излучение с длиной волны 3.39 мкм. Периметр треугольного кольцевого резонатора, сформированного сферическим (O_1 , радиус кривизны $R=200$ см) и двумя плоскими (O_2, O_3) от-

ражателями, составлял величину $L=87$ см. Компоненты газового разряда постоянного тока были выбраны следующим образом:

$$\text{Ne}^{20} : \text{Ne}^{22} : \text{He}^3 = 3 : 3 : 10$$

при общем давлении $p_0=0.8$ тор. Газоразрядная трубка с кварцевыми брестеровскими окнами имела диаметр $D=3.5$ мм, длина разрядного промежутка составляла величину $l=14$ см.



Отражатель O_3 был укреплен на пьезокерамике 2, на которую с помощью блока 3 подавалось либо пилообразное напряжение с частотой 20—100 Гц и амплитудой до 200 В, либо постоянное напряжение до 250 В. Излучение двухзеркального He—Ne лазера 4 ($\lambda=3.39$ мкм), генерирую-

Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

щего основной тип колебаний, согласовывалось при помощи наклонной пластинки 5 и поворотного зеркала 6 с резонатором исследуемого кольцевого лазера. Сканирование периметра резонатора кольцевого лазера и использование запоминающего осциллографа С8-11 7 позволили провести измерение ширины линии резонатора и определить, таким образом, его потери, которые составили величину $(18 \pm 2) \%$. Эти потери в основном связаны с поглощением в брестеровских окнах.

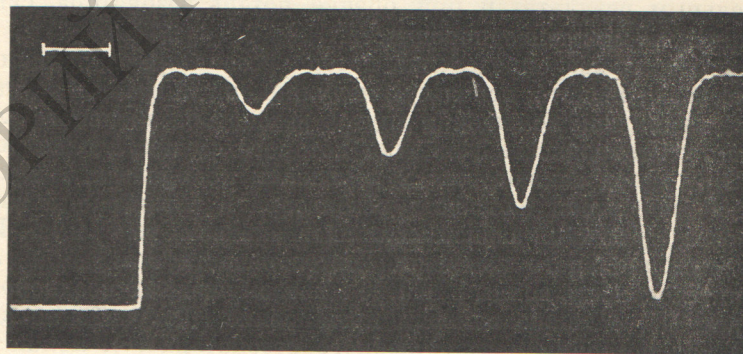


Рис. 5. Временная зависимость интенсивности генерации.

В качестве модельной неоднородности использовалась вольфрамовая нить, диаметр которой выбирался в интервале 5—40 мкм. Нить закреплялась на диске модулятора 8, вращаемого со скоростью 10 об./с в поперечной плоскости резонатора. Аналогичный модулятор мог устанавливаться перед фотоприемником 9 для анализа поперечного распределения генерируемого излучения. Анализ показал, что при перемещении нити в поперечной плоскости резонатора кольцевого лазера сохраняется одномодовый характер генерации.

Перейдем к описанию результатов эксперимента. На рис. 5 представлена типичная временная зависимость интенсивности генерации. Провалы соответствуют увеличению потерь резонатора при последовательном

пересечении четырьмя неоднородностями (диаметр 5, 10, 20, 40 мкм) его оси.

На рис. 6 представлены интенсивность генерации (I) и максимальное изменение интенсивности в результате дифракции (ΔI) в зависимости от тока разряда (j) при различных значениях диаметра неоднородности (d). Нетрудно убедиться в линейном характере этих зависимостей в широком диапазоне изменения тока разряда, что является необходимым условием справедливости соотношения (1) (линейность связи усиления

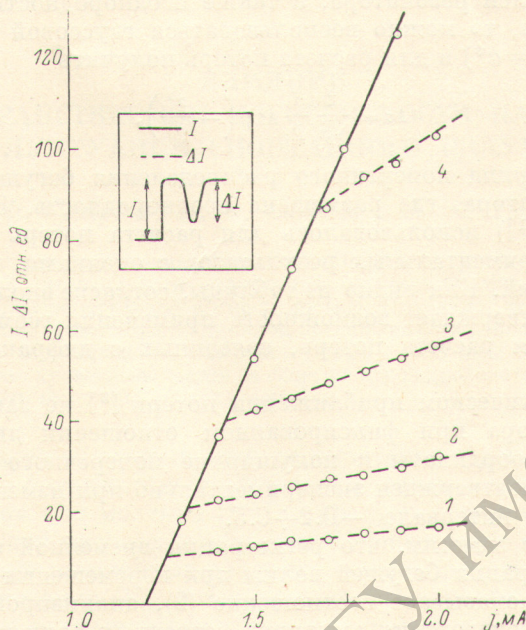


Рис. 6. Интенсивность генерации I и максимальное изменение интенсивности в результате дифракции ΔI в зависимости от тока разряда j при различных значениях диаметра неоднородности d .

1 — 5, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 40 мкм.

активной среды с током разряда, как показал дополнительный эксперимент, обеспечивалась с точностью 10%). Отметим, что общепринятая нелинейная зависимость интенсивности генерации от превышения типа $I \propto (1 - N^{-1})$, справедливая в случае среды с кубической нелинейностью [8-10], оказалась неадекватной реальной ситуации, причем использование этой зависимости в изложенном методе определения потерь приводит к существенному искажению результатов.

В таблице приведены полученные в результате эксперимента значения потерь резонатора, связанных с дифракцией на неоднородности, в зависимости от ее диаметра. Здесь же представлены значения, рассчитанные методом возмущений. Предполагая, что неоднородность слабо возмущает собственное колебание резонатора, нетрудно получить (аналогично [11])

Дифракционные потери резонатора, содержащего цилиндрическую микрон неоднородность, в зависимости от ее диаметра

	d , мкм						
	5	8	10	15	20	30	40
$\Delta\sigma_{\text{теор.}}, \%$	0.85	1.4	1.7	2.6	3.4	5.1	6.8
$\Delta\sigma_{\text{эксп.}}, \%$	0.9	1.5	2.0	2.6	3.6	5.3	7.4

следующее соотношение, связывающее изменение потерь резонатора в результате дифракции на идеально проводящей неоднородности ($\Delta\sigma$) с распределениями встречных волн $a(x, z)$, $b(x, z)$ в невозмущенном резонаторе

$$\Delta\sigma = 2d \operatorname{Re} \left\{ \frac{a(x, z) b(x, z)}{\int dx a(x, z) b(x, z)} \right\}, \quad (2)$$

где x, z — соответственно поперечная и продольная координаты цилиндрической неоднородности. Если пренебречь амплитудной коррекцией и аберрацией отражателей резонатора, а также неоднородностью усиления активного элемента, то можно воспользоваться гауссовой аппроксимацией поля (при этом $b=a^*$) и для расчета потерь получить

$$\Delta\sigma = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{d}{p} \exp\left(-\frac{x^2}{p^2}\right), \quad (3)$$

где p — полуширина поперечного распределения бегущей волны в той плоскости резонатора, где размещена неоднородность. Это соотношение (приведенное в [1]) использовалось для расчета потерь резонатора при сравнении экспериментальных результатов с оценками, основанными на методе возмущений. Как видно из таблицы, согласие вполне удовлетворительное, что подтверждает возможность применения геометрооптического приближения для расчета потерь, связанных с дифракцией на микро-неоднородности.

В геометрооптическом приближении потери [3] не зависят от конфигурации резонатора при фиксированном отношении диаметра неоднородности и ее координаты к полуширине поперечного распределения. Этот вывод был подтвержден экспериментально при изменении параметра конфигурации в интервале $-0.2 \div 0.5$.

В заключение заметим, что регистрация временной зависимости интенсивности генерации бегущей волны при перемещении неоднородности позволяет, как показывает соотношение (2), анализировать поперечное распределение произведения амплитуд встречных волн кольцевого резонатора, содержащего дополнительные источники дифракции, например, в виде диафрагм, и, таким образом, использовать неоднородность в качестве анализирующего зонда при исследовании амплитудно-фазовых свойств распределения поля собственного колебания открытого резонатора.

Литература

- [1] Волновые и флуктуационные процессы в лазерах, под ред. Ю. Л. Климонтовича. «Наука», М., 1974.
- [2] Л. А. Вайнштейн. В сб.: Электроника больших мощностей, № 4. «Наука», М., 1965.
- [3] A. J. Rack, M. R. Biazzo. Bell Syst. Tech. J., 43, 1563, 1964.
- [4] М. М. Попов. Опт. и спектр., 36, 561, 1974.
- [5] М. М. Попов, Т. М. Попова. Опт. и спектр., 39, 719, 1975.
- [6] М. М. Попов, Т. М. Попова. Опт. и спектр., 39, 1157, 1975.
- [7] А. Я. Бирман, А. Ф. Савушкин, Е. Н. Тропкин, Н. Г. Цигуро. Опт. и спектр., 47, 948, 1979.
- [8] W. E. Lamb. Phys. Rev., 134, A1429, 1964.
- [9] F. Aronowitz. Phys. Rev., 139, A635, 1965.
- [10] Л. А. Мельников. Радиотехника и электроника, 23, 366, 1978.
- [11] А. Я. Бирман, А. Ф. Савушкин. Опт. и спектр., 37, 317, 1974.

Поступило в Редакцию 20 июня 1979 г.