



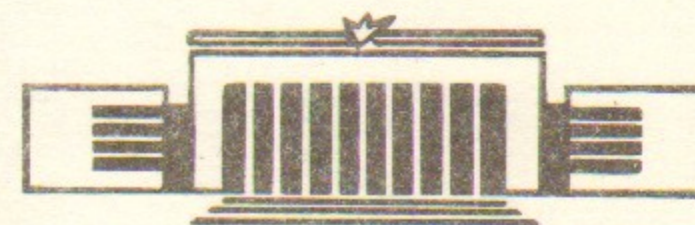
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

26

В.В. Кубарев, В.В. Мишагин

СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЙ  
МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

ПРЕПРИНТ 86-45



НОВОСИБИРСК

1986

## АННОТАЦИЯ

Описан субмиллиметровый многоканальный интерферометр для измерения пространственного распределения плотности плазмы в установке ПСП-2. Приводится методика расчета, оптическая схема и описание отдельных элементов интерферометра.

## ВВЕДЕНИЕ

Информация о пространственном распределении плотности плазмы необходима для определения многих параметров плазменной установки (например,  $\tau_e$  и  $Q$ ), а также для расчетов устойчивости плазмы и ее эволюции во времени. В частности, для установки ПСП-2 представляет интерес динамика заполнения ловушки плазмой и влияние распределения плазмы на ее контакт с торцевыми электродами. Другим примером применения многоканального интерферометра может служить косвенное определение степени «загрязненности» плазмы металлическими примесями [1]. Для случаев «чистой» (водородной) и сильно «загрязненной» металлом плазмы ее распределения по радиусу должны быть существенно различными.

Описываемый ниже интерферометр состоит из двух частей: 1) интерферометра, измеряющего среднюю по радиусу плотность в четырех точках между центральной плоскостью ловушки и ее пробкой (Z-интерферометр) и 2) шестиканального хордового интерферометра, по измерениям которого восстанавливается распределение плотности плазмы по радиусу при помощи преобразования Абеля (R-интерферометр).

## ВЫБОР ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Для каждого интерферометра, измеряющего распределение плотности плазмы в конкретной установке, существует оптимальная длина волны  $\lambda$ . Это связано с тем, что, с одной стороны, для

того чтобы увеличить чувствительность, выгодно выбрать  $\lambda$  как можно больше. Если чувствительность определяется шумами источника или детектора, то она увеличивается  $\sim \lambda$ , если вибрациями элементов интерферометра  $\sim \lambda^2$  (обычно имеет место последний случай). Однако увеличивать  $\lambda$  можно до определенного предела, который обусловлен дифракцией (растет  $\sim \lambda$ ) и рефракцией ( $\sim \lambda^2$ ) зондирующего пучка. Дифракция приводит либо к нарушению локальности, либо, если «вырезается» центральная часть пучка, к уменьшению сигнала. Кроме этого, может возникнуть «паразитная» связь между соседними каналами. На рис. 1 схематично показаны разрез в центральной плоскости (а) и половина осевого разреза (б) установки ПСП-2 [1]. Там же изображены зондирующие пучки R- и Z-интерферометров. Как будет показано ниже, излучение внутри установки распространяется в виде гауссова пучка  $I = I_0 \exp - [r/r_0(l)]^2$ . Если  $d_0 = 2r_0(0)$  — характерный размер пучка в перетяжке, то дальше  $d(l)$  изменяется как (см. Приложение)

$$d(l) = \left( d_0^2 + \frac{4\lambda^2 l^2}{\pi^2 d_0^2} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Как нетрудно видеть, существует оптимальный  $d_0$ , при котором  $d(l_1)$  минимален (рис. 1, а)

$$d_0^{\text{опт}} = \left( \frac{2\lambda l_1}{\pi} \right)^{1/2} \text{ и } d(l_1) = \sqrt{2} d_0^{\text{опт}}. \quad (2)$$

Для того чтобы гауссов пучок проходил через окно без существенных потерь и искажений, диаметр окна  $\varnothing_{\text{ок}}$  должен быть не меньше  $2d(l_1)$ . В табл. 1 приводятся значения  $\varnothing_{\text{ок}}$  для различных длин волн стандартных источников и  $l_1 = 50$  см. Если принять во внимание, что радиальный размер плазмы равен 20 см, то ясно, что разместить шесть каналов (по меньшему количеству точек трудно восстановить реальное  $n(r)$ ) возможно, только используя субмиллиметровый источник.

Для Z-интерферометра (рис. 1, б) дифракционное ограничение связано с тем, что конструктивно трудно сделать размер излучателя больше 1 см (соответствующий  $d_0 \approx 5$  мм). В табл. 1 приводятся диаметры сферических зеркал, необходимые для отражения пучка назад без существенных потерь  $\varnothing_3 \approx 2d(l_2)$  для  $d_0 = 5$  мм,  $l_2 = 100$  см. Видно, что изготовить необходимое зеркало возможно только для субмиллиметрового источника ( $\lambda = 0,337$  мм).

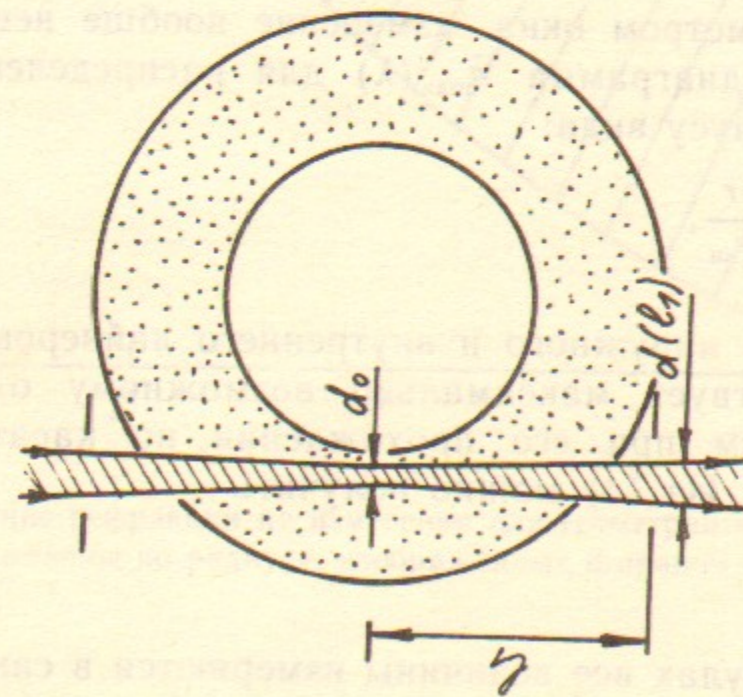
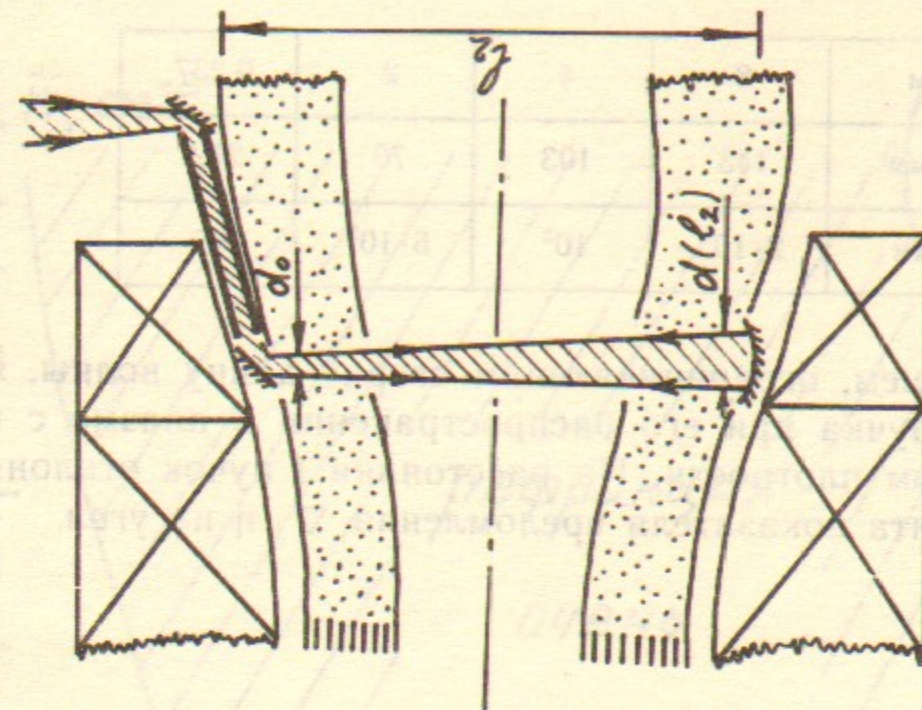


Рис. 1. Зондирующие пучки R-интерферометра (а) и Z-интерферометра (б).

Таблица 1

$\lambda$ , мм	8	4	2	0,337
$\varnothing_{ок}$ , мм	143	103	70	27,5
$\varnothing_3$ , мм	$2 \cdot 10^3$	$10^3$	$5 \cdot 10^2$	86

Другим явлением, ограничивающим сверху длину волны, является рефракция пучка при его распространении в плазме с поперечным градиентом плотности. На расстоянии  $l$  пучок отклоняется в сторону градиента показателя преломления  $\nabla_{\perp} \eta$  на угол

$$\varphi \simeq \int_0^l \nabla_{\perp} \eta \, dl, \quad (3)$$

А соответствующее этому отклонению смещение пучка равняется

$$s \simeq \int_0^l dl \int_0^l \nabla_{\perp} \eta \, dl. \quad (4)$$

Подобное отклонение вызывает уменьшение амплитуды зондирующего пучка и, так как набег фазы из-за присутствия плазмы обычно составляет долю полосы, приводит к некорректным измерениям плотности плазмы. В том случае, когда отклонение становится сравнимым с диаметром окна, измерение вообще невозможно. На рис. 2 показана диаграмма  $\bar{n}_{\max}(\lambda)$  для распределения плотности плазмы по радиусу вида:

$$n(r) = 2\bar{n}_{\max} \cdot \frac{r_{нар} - r}{r_{нар} - r_{вн}}, \quad (5)$$

где  $r_{нар}$ ,  $r_{вн}$  — радиусы наружного и внутреннего лайнеров. Граничная линия соответствует максимально возможному отклонению пучка  $s \simeq \varnothing_{ок}/2 = 1$  см при его прохождении по касательной к внутреннему лайнеру. Из (4) можно получить

$$s \simeq 1,8 \cdot 10^{-11} \lambda^2 \bar{n}_{\max}. \quad (6)$$

В числовых формулах все величины измеряются в сантиметрах. Из диаграммы видно, что измерения неоднородных распределений при помощи миллиметровых генераторов весьма ограничены. Пере-

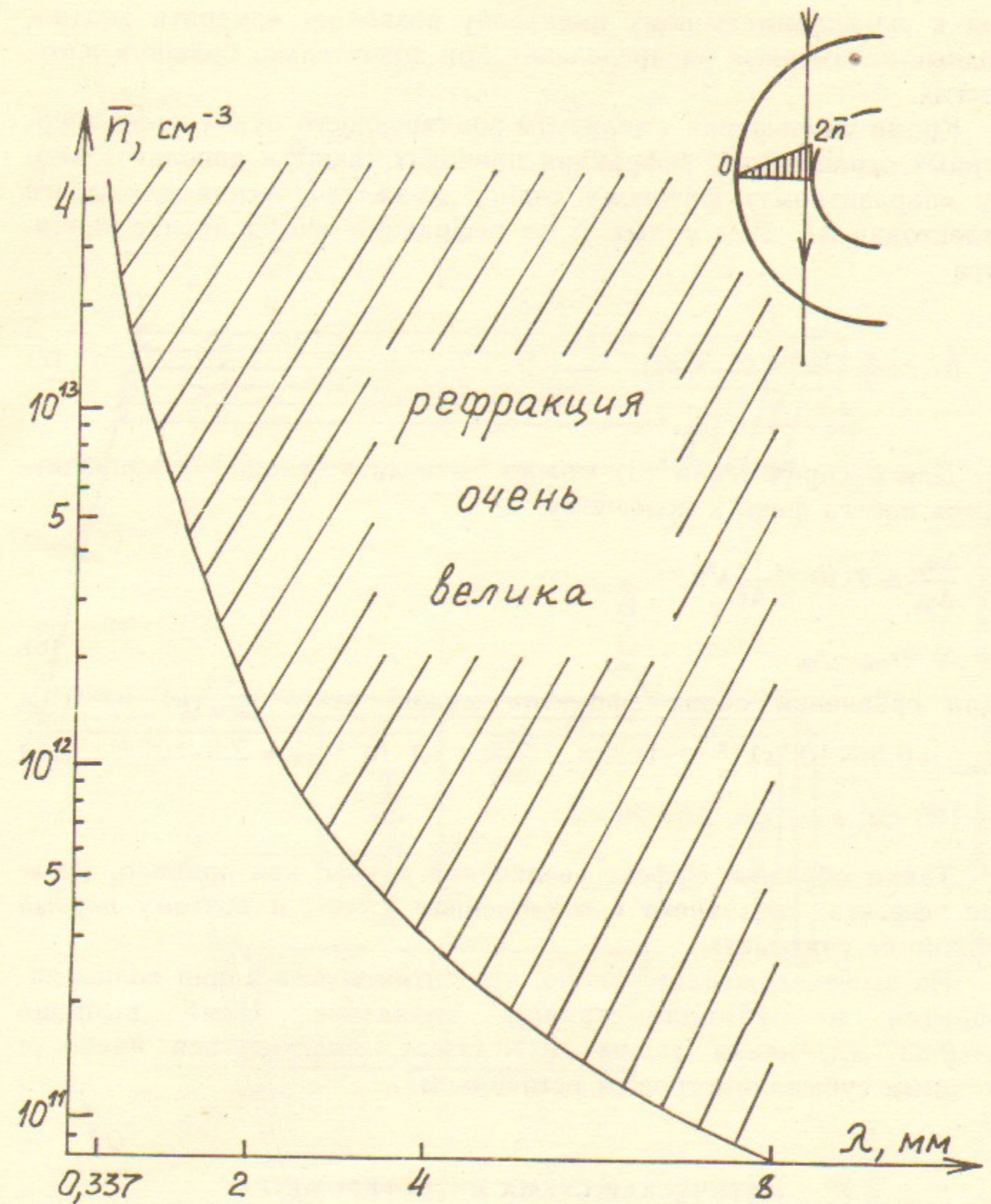


Рис. 2. Влияние рефракции на измерения для геометрии и распределения плотности плазмы по радиусу, изображенных в правом верхнем углу.

ход к субмиллиметровому диапазону позволяет измерять неоднородные плазменные распределения при значительно больших плотностях.

Кроме уменьшения амплитуды зондирующего пучка из-за апертурных ограничений, рефракция приводит также к дополнительному «паразитному» фазовому сдвигу из-за увеличения длины его траектории  $\Delta L$ . Для малых углов рефракции это удлинение равняется

$$\Delta L \approx \frac{1}{2} \int_0^l dt \left( \int_0^l \nabla_{\perp} \eta dt \right)^2. \quad (7)$$

Для распределения (5) можно вычислить отношение «паразитного» набега фазы к полезному:

$$\frac{\Delta\varphi_{\text{ш}}}{\Delta\varphi_{\text{с}}} \approx 2 \cdot 10^{-14} \frac{l^2}{\Delta r} \lambda^2 \bar{n},$$

$$\Delta r = r_{\text{нар}} - r_{\text{вн}}. \quad (8)$$

Для сравнения обоих эффектов можно взять  $\bar{n}_{\text{max}}(\lambda)$  из (6):  $\bar{n}_{\text{max}} = 0,56 \cdot 10^{11} s \lambda^{-2}$ . Тогда  $\frac{\Delta\varphi_{\text{ш}}}{\Delta\varphi_{\text{с}}} = 1,1 \cdot 10^{-3} \frac{l^2 s}{\Delta r^2} = 2,8 \cdot 10^{-2}$ , для  $l = 100$  см,  $s = 1$  см,  $\Delta r = 20$  см.

Таким образом, эффект увеличения длины, как правило, меньше эффекта, связанного с отклонением пучка, и поэтому первый можно не учитывать.

Из вышеизложенного видно, что оптимальная длина волны находится в субмиллиметровом диапазоне. Нами выбрана  $\lambda = 0,337$  мм — длина волны HCN-лазера, являющегося наиболее мощным субмиллиметровым источником.

### ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ИНТЕРФЕРОМЕТРА

На рис. 3 показаны оптические схемы R- и Z-интерферометров. Излучение HCN-лазера транспортируется к установке по полую диэлектрическому каналу (стеклянная труба  $l = 6,5$  м;  $\varnothing_{\text{вн}} = 56$  мм). Далее при помощи делителя оно разветвляется на R- и Z-интерферометр. R-интерферометр, построенный по схеме Маха-Цандера, позволяет производить одновременное зондирова-

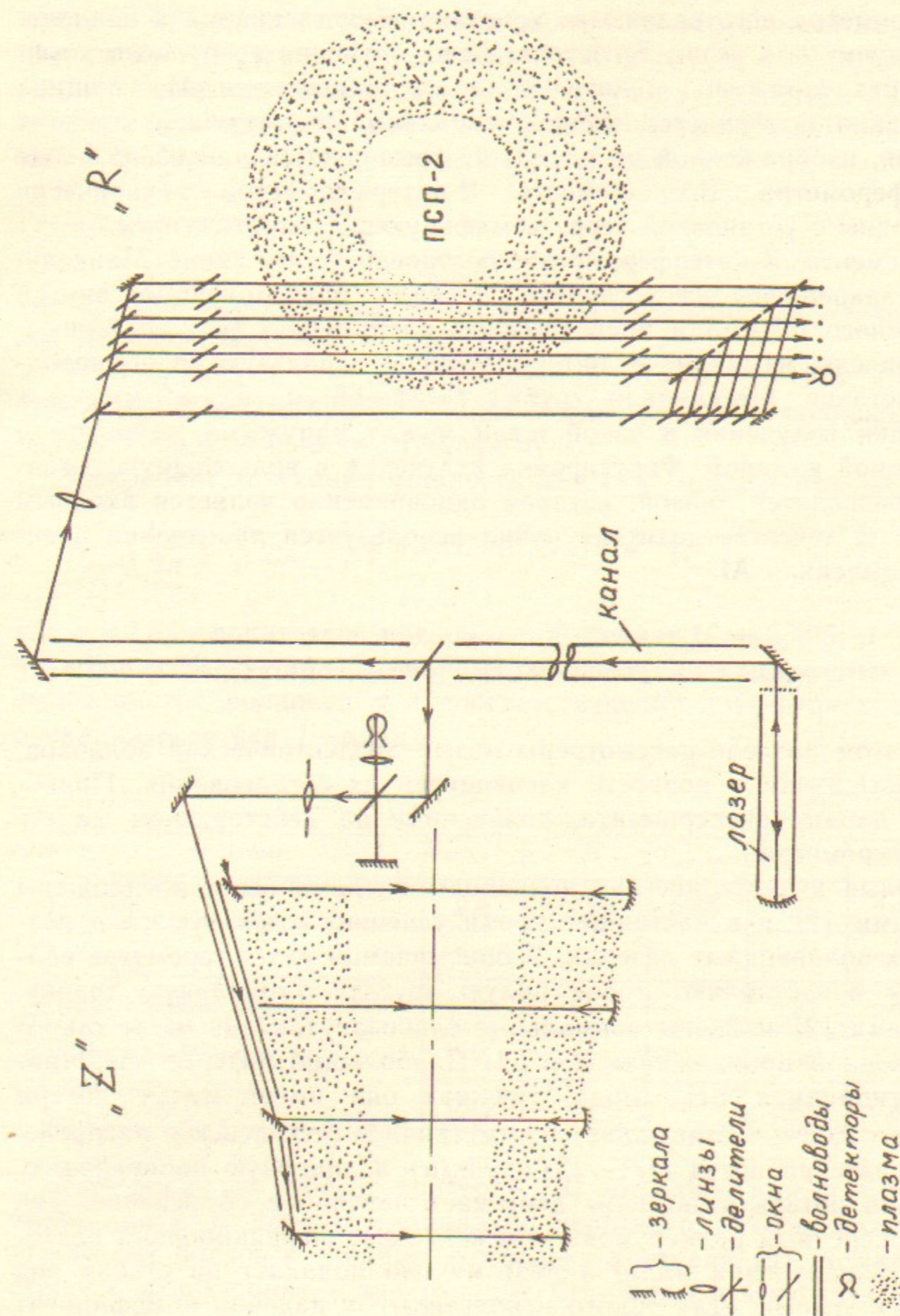


Рис. 3. Оптическая схема интерферометра.

ние плазмы вдоль шести хорд. Входные окна и делители этого интерферометра изготовлены из кристаллического кварца и наклонены к пучку под углом Брюстера. Для получения требуемого коэффициента отражения делителей на них напыляется Al; толщина напыления подбирается экспериментально. Зондирующие пучки с формой, изображенной на рис. 1, а, формируются линзой на входе интерферометра. Все элементы R-интерферометра механически развязаны с установкой через демпфирующие амортизаторы.

Элементы Z-интерферометра, построенного по схеме Майкельсона, закреплены на установке. Зеркала, расположенные внутри вакуумного объема и подверженные распылению (и напылению), изготовлены из меди. В интерферометре используются волноводные вставки (стеклянная трубка  $l=24 \div 65$  см,  $\varnothing_{\text{вн}}=9$  мм) для проводки излучения в узкой щели между наружным лайнером и вакуумной камерой. Фокусировка излучения в волноводную вставку производится линзой, которая одновременно является входным окном. В качестве делителя пучка используется лавсановая пленка, напыленная Al.

#### РАСЧЕТ ИНТЕРФЕРОМЕТРА И ЕГО ИСПЫТАНИЕ

В этом разделе рассмотрены полый диэлектрический волновод, гауссовы пучки и вопросы, касающиеся их согласования. Приводятся данные эксперимента, полученные на действующем макете интерферометра.

Полые диэлектрические волноводы впервые были предложены авторами [2] и в настоящее время успешно используются в различных волноводных лазерах. В описываемом интерферометре волноводы представляют собой полую круглую стеклянную трубку. Авторами [2] найдены нормальные слабозатухающие моды такого волновода в приближении  $\lambda/a \ll 1$ . Наибольший интерес представляет гибридная  $EH_{11}$  мода, так как она имеет малые потери (при  $\eta < 2,02$  — наименьшие), симметричное бesselовское распределение интенсивности  $I(r) \sim J_0^2(2,405r/a)$  и линейную поляризацию. Малость потерь этой моды допускает наглядное объяснение. Так как поперечный размер моды  $\sim a$  и  $\lambda/a \ll 1$ , дифракционная расходимость излучения мала, и поэтому оно попадает на стенку под малыми углами. Для такого «скользящего» падения коэффициент отражения близок к  $\exp(i\pi) = -1$ , поэтому излучение распространяется в основном внутри волновода. Такие «скользящие» пучки и

формируют слабозатухающие волноводные моды. Однако когда отношение  $\lambda/a$  становится слишком малым, то дифракцией на конечном расстоянии можно пренебречь. В этом случае стенка волновода не оказывает никакого влияния на пучок. Очевидным критерием формирования волноводных мод из оптимального гауссова пучка ( $d_0 \simeq a$ ; см. ниже), может служить условие

$$\pi N \lesssim 1; \quad N = \frac{a^2}{\lambda l} \simeq \frac{d_0^2}{\lambda l}, \quad (9)$$

где  $d_0$  — диаметр гауссова пучка;  $a$  — радиус волновода;  $l$  — его длина;  $N$  — число Френеля.

Из выражений (1), (3) Приложения можно получить, что критерий (9) соответствует ситуации, когда на стенку волновода попадает  $\sim 40\%$  мощности гауссова пучка.

Инкремент затухания мощности для  $EH_{11}$  моды равен [2]

$$\alpha_p = \left( \frac{U_{11}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{\eta^2 + 1}{(\eta^2 - 1)^{1/2}} = 5,322 \cdot 10^{-4} / a^3 \text{ [см}^{-1}\text{]}, \quad (10)$$

где  $\eta = 2,55$  — показатель преломления стекла;  $U_{11} = 2,405$ ;  $a$  — радиус волновода. В табл. 2 приводятся размеры используемых в интерферометре волноводов и соответствующие коэффициенты пропускания  $K_b = \exp[-\alpha_p l]$ .

Таблица 2

Назначение	$a$ , см	$l$ , см	$l_{\text{эфф}}$ , см	$\pi N$	$K_b$
Лазер	2,8	$2 \times 230$	5780	0,12	0,99
Канал	2,8	650		1,1	0,98
Волноводные вставки	0,45	65		0,23	0,68
Z-интерферометра	0,45	45		0,33	0,77
	0,45	24		0,61	0,87

Как видно из табл. 2, критерий (9) выполнен для всех волноводов, хотя в случаях канала и короткого узкого волновода ( $l=24$  см) близок к границе. Поскольку критерий (9) не является строгим, формирование волноводной  $EH_{11}$  моды в этих двух случаях нуждается в экспериментальной проверке. В результате проведенных экспериментов выяснилось, что на выходе канала и корот-

кого узкого волновода  $EH_{11}$  мода уже сформирована. Эти эксперименты подтвердили, что критерий (9) является достаточно сильным.

Первая строчка таблицы соответствует лазеру [3, 4]. Величина  $l_{эфф} = 2l/\gamma_{\Sigma}$  где  $l$  — длина волновода лазера;  $\gamma_{\Sigma} \approx 0,08$  — величина суммарных потерь мощности лазера за один проход резонатора. Поскольку для лазера критерий (9) заведомо выполнен, он работает в волноводном режиме. Характер распределения интенсивностей, волновые числа и поляризация генерируемых лазером мод находятся в хорошем соответствии с теорией [5, 3, 4, 2].

Для канала, по которому излучение транспортируется от лазера к установке, волноводные потери также невелики ( $\approx 2\%$ ). Экспериментально измеренный коэффициент пропускания канала оказался равным 0,75. Основная доля потерь ( $\approx 16\%$ ) обусловлена поглощением субмиллиметровых волн в атмосфере [6]. Оставшиеся 7% — это потери на четырех поворотных зеркалах (на схеме показано одно из них), а также потери из-за непрямолинейности волновода [2].

Для узких волноводов потери  $EH_{11}$  моды становятся заметными (13, 23, 32%). Экспериментально измеренные коэффициенты пропускания этих волноводов с точностью до ошибок измерений соответствуют расчетным. Следует отметить, что эти потери превышают потери в волноводах с теми же размерами, но изготовленных из меди, для  $TE_{11}$  волны (3; 6; 9% соответственно). Однако применение металлических волноводов нецелесообразно, так как потери преобразования гауссова пучка в  $TE_{11}$  моду велики. Преобразование же гауссова пучка в моду  $EH_{11}$  диэлектрического волновода может быть осуществлено с большой эффективностью. Измеренные потери этого преобразования не превышают 10%.

Вопрос преобразования  $EH_{11}$  моды в гауссов пучок исследовался теоретически в работе [7] и экспериментально в [8, 5, 3]. В частности экспериментально показано, что излучение волноводного лазера, настроенного на  $EH_{11}$  моду, на некотором расстоянии  $l$  ( $l \approx 200$  см [5] и  $l \approx 50$  см [3, 4] для  $\varnothing \approx 5$  см,  $\lambda = 0,337$  мм) от выходного окна представляет собой гауссов пучок  $I \approx I_0 \exp[-(d/d_0)^2]$  [5, 8, 3, 4]. При этом эффективный размер гауссова пучка на выходном окне равнялся:  $d_0 = 0,41\varnothing$  [5];  $d_0 = 0,35\varnothing$  [8];  $d_0 = 0,44\varnothing$  [3, 4]. Экспериментальные данные хорошо соответствуют расчетному значению  $d_0 = 0,45\varnothing$  [7], которое получается, если бесселевское распределение волноводной  $EH_{11}$  моды раскладывается по нормальным гауссовым модам свободного

пространства, а характерный размер нулевой моды ( $TEM_{00}$  или гауссов пучок) выбирается таким, чтобы коэффициент разложения для этой моды был максимален. В этом случае коэффициент преобразования по мощности  $EH_{11}$  моды в гауссов пучок равняется 0,98 [7].

Теория гауссовых пучков хорошо известна и описана в ряде работ [9, 10]. В Приложении приводятся наиболее важные расчетные формулы.

Описанные выше преобразования мод изображены на рис. 4. На участке  $l < l_1$  пучок гауссов. Далее от  $l_1$  до  $l_2$  происходит формирование волноводных мод. Основная часть энергии пучка распространяется в волноводе в виде  $EH_{11}$  моды на участке  $l_2 l_3$  и за-

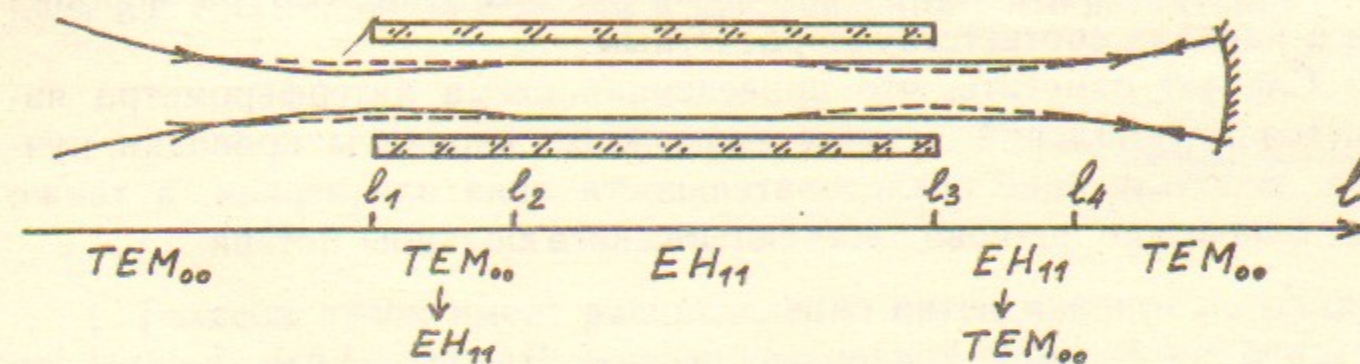


Рис. 4 Преобразование мод. Огибающая пучка — уровень  $e^{-1}$  по мощности. Пунктиром показан обратный пучок, отраженный от сферического зеркала. Наименование мод на оси  $l$  относится к прямому пучку, распространяющемуся слева направо.

тем на выходе волновода снова преобразуется в гауссов пучок в переходной области  $l_3 l_4$ . На расстоянии  $l > l_4$  пучок снова гауссов. Несколько процентов энергии пучка при каждом преобразовании переходит в высшие моды. Однако последние не оказывают заметного влияния на работу интерферометра, так как система, изображенная на рис. 4, является одновременно хорошим фильтром. Высшие волноводные моды гасятся внутри волновода, так как их потери существенно больше, чем для  $EH_{11}$  моды [2], а аналогичные моды свободного пространства обрезаются апертурой сферического зеркала.

Исходя из вышеизложенного, выбрана следующая методика расчета интерферометра. Так как расстояние между каналом и интерферометром  $\approx 1,5$  м, пучок на выходе канала считается гауссовым с характерным размером  $d_{ок} = 0,44\varnothing_k = 25,7$  мм. Фокусное расстояние линзы (рис. 3), осуществляющей фокусировку гауссова пучка в узкий волновод, должно быть таким, чтобы характерный диаметр сфокусированного пучка на торце был равен оптимально-

му  $d_{\text{ов}} = 0,44 \varnothing_{\text{в}} = 4$  мм. Второе очевидное требование к этой системе состоит в том, чтобы перетяжка сфокусированного пучка (место, где волновой фронт плоский) находилась на входном торце волновода. Радиусы кривизны сферических зеркал выбраны примерно равными радиусам кривизны волнового фронта соответствующего гауссова пучка. Диаметры зеркал  $\varnothing_{\text{з}} \approx 2d(l_2)$ , при этом апертурные потери для гауссова пучка составляют 1,8%.

Фокусирующий элемент на входе R-интерферометра преобразует гауссов пучок с  $d_{\text{ок}} = 25,7$  мм на выходе канала в оптимальный с точки зрения прохождения пучок с кроссовером посередине установки (рис. 1, а) размером  $d_0^{\text{опт}} = 10,4$  мм.

Расчитанный по описанной методике интерферометр был собран в натуральную величину и успешно испытан. Потери мощности в каналах соответствуют расчетным.

Следует отметить, что приведенная схема интерферометра является оптимальной. Другие возможные варианты проводки пучков, использующие последовательности линз или зеркал, а также металлические волноводы имеют намного большие потери.

#### ЛАЗЕР И ДЕТЕКТОРЫ

В качестве источника в интерферометре используется волноводный HCN-лазер с ВЧ-накачкой [3, 4]. Лазер позволяет получать выходную мощность в  $\text{EH}_{11}$  моде до 180 мВт. Долговременная нестабильность мощности не превышает 5% за 6 часов работы. Основным источником шумов лазера — пульсации напряжения выпрямителей ВЧ-генератора, их величина  $\approx 0,1\%$ .

Необходимый для нормальной работы интерферометра угол линейной поляризации  $\text{EH}_{11}$  моды задается при помощи тонкой медной полоски, натянутой вблизи непрозрачного зеркала.

В работе главным образом использовались два типа приемников. Для настройки лазера и интерферометра применялись пироэлектрические детекторы. Их чувствительным элементом являются пластины  $\text{NiLiO}_3$  или  $\text{TaLiO}_3$ , напыленные Ge или Gg. Чувствительность детекторов  $P_{\text{мин}} \sim 10^{-6}$  Вт·Гц $^{-1/2}$ , постоянная времени  $\tau \sim 10^{-6}$  с. Эти детекторы также можно будет использовать при измерениях на установке, когда сигнал будет больше или порядка десятой доли полосы. Для более чувствительных измерений предназначен детектор на основе n-InSb фотосопротивления. Кристалл n-InSb помещен в специальный криостат, позволяющий охлаждать его до температуры

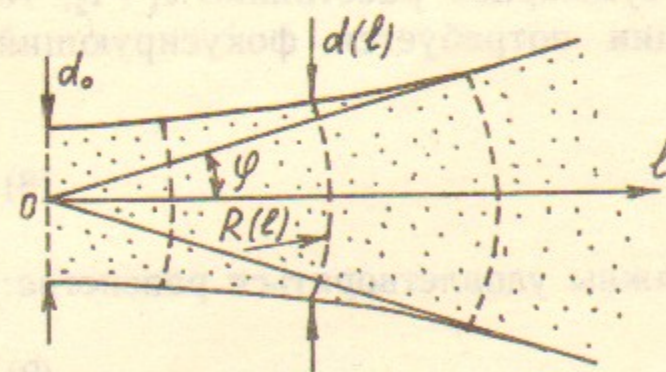
жидкого гелия (4,2 К). Время жизни гелия  $\sim 5$  суток. Детектор имеет чувствительность  $P_{\text{мин}} \sim 10^{-9}$  Вт·Гц $^{-1/2}$ , которая позволяет измерять набег фазы, равные  $0,7 \cdot 10^{-4}$  полосы (одной полосе соответствует  $n l = 0,663 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$ ). Шумы этого детектора определяются усилителем, но их уменьшение не имеет смысла, так как максимальная чувствительность интерферометра ограничена шумами лазера ( $\approx 1,6 \cdot 10^{-4}$  полосы). Чувствительность реального интерферометра, возможно, будет меньше из-за вибраций. Это относится прежде всего к Z-интерферометру, элементы которого жестко закреплены на установке.

Авторы признательны В. И. Волосову и Э. П. Круглякову за постоянное внимание к работе, А. В. Белобородову, Р. С. Притчину и Ю. С. Попову за помощь в изготовлении InSb-детектора.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

##### ГАУССОВЫ ПУЧКИ

1. Гауссов пучок имеет распределение интенсивности по радиусу  $I(r) = I_0 \exp[-(r/r_0)^2]$  и в произвольной точке  $l$  на оси его распространения характеризуется двумя параметрами: диаметром  $d(l) = 2r_0(l)$  и радиусом кривизны волнового фронта  $R(l)$ . Эти параметры связаны с диаметром пучка в перетяжке (место, где волновой фронт плоский) соотношениями:



$$d(l) = \left[ d_0^2 + \left( \frac{2\lambda l}{\pi d_0} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

$$R(l) = l \left[ 1 + \left( \frac{\pi d_0^2}{2\lambda l} \right)^2 \right], \quad (2)$$

$$\varphi = \frac{\lambda}{\pi d_0}. \quad (3)$$

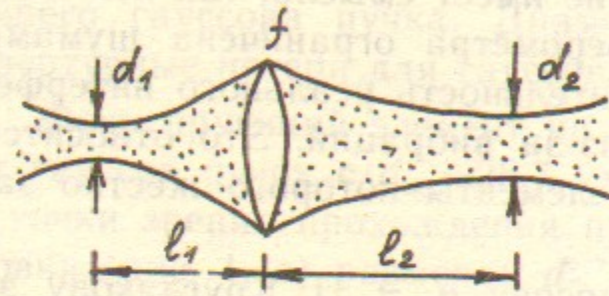
Справедливы также обратные равенства:

$$d_0^2 = \frac{d^2(l)}{1 + [\pi d^2(l)/2\lambda R(l)]^2}, \quad (4)$$

$$l = \frac{R(l)}{1 + [2\lambda R(l)/\pi d^2(l)]^2}. \quad (5)$$



2. Тонкая линза с фокусным расстоянием  $f$  преобразует гауссов пучок в гауссов же пучок с другим характерным диаметром в перетяжке:



$$\frac{1}{d_2^2} = \frac{1}{d_1^2} \left(1 - \frac{l_1}{f}\right)^2 + \frac{1}{4f^2} \left(\frac{\pi d_1}{\lambda}\right)^2, \quad (6)$$

$$l_2 = f + (l_1 - f) \frac{f^2}{(l_1 - f)^2 + (\pi d_1^2 / 2\lambda)^2}. \quad (7)$$

Для малых чисел Френеля  $N = \frac{d^2}{\lambda f} \ll 1$  формулы (6) и (7) упрощаются:

$$d_2 = \frac{l_2}{l_1} d_1, \quad (6.1)$$

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{f}. \quad (7.1)$$

Этот предельный переход, как нетрудно показать, соответствует приближению геометрической оптики.

3. Из пяти величин  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $f$ ,  $l_1$ ,  $l_2$  в соотношениях (6) и (7) любые три (или три независимые комбинации) могут быть выбраны произвольно. Чаще всего возникает потребность трансформировать характерный диаметр пучка в перетяжке  $d_1$  в  $d_2$ . Если при этом, кроме диаметров, задается суммарное расстояние  $l_1 + l_2$ , то для осуществления такой операции потребуется фокусирующий элемент с фокусным расстоянием

$$f = \frac{l_2 d_1^2 - l_1 d_2^2}{d_1^2 - d_2^2}. \quad (8)$$

Если же задано  $f$ , то для  $l_1$  и  $l_2$  должны удовлетворяться равенства:

$$l_1 = f \pm \frac{d_1}{d_2} \sqrt{f^2 - f_0^2}, \quad (9)$$

$$l_2 = f \pm \frac{d_2}{d_1} \sqrt{f^2 - f_0^2}, \quad (10)$$

где  $f_0 = \frac{\pi d_1 d_2}{\lambda}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абдрашитов Г.Ф., Бехтеев А.А., Волосов В.И., Кубарев В.В., Пальчиков В.Е., Юдин Ю.Н. Journal of Nuclear Materials, 128/129 (1984), p.445—451.
2. Marcatili E.A., Schmeltzer R.A. Bell. Syst. Tech. J., 1964, v.43, p.1783.
3. Кубарев В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-09 (1984).
4. Кубарев В.В. ПТЭ, 1986.
5. Belland D., Veron D., Whitbourn L.B. Appl. Phys. Lett., v.8, 1975, p.2113—2122.
6. Введенский Б.А., Колосов М.А., Соколов А.В. РиЭ, 1967, 12, № 11, с.1867.
7. Abrams R.L. IEEE J. Quant. Electr., v.QE-8, 1978, N 11, p.838.
8. Smith P.W. Appl. Phys. Lett., v.19, 1971, p.132—134.
9. Kogelnik H. Bell. Syst. Tech. J., v.44, 1965, p.455—494.
10. Kogelnik H. and H. Li. Appl. Optics, v.5, 1966, N 10, p.1550—1567.

В.В. Кубарев, В.В. Мишагин

### Субмиллиметровый многоканальный интерферометр

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 20 января 1986 г.

Подписано в печать 6.03. 1986 г. МН 11677

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 45

Набрано в автоматизированной системе на базе наборного автомата ФА100 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики СО АН СССР.

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.