

11

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

И Я Ф 58 - 72

И.Ф.Канаев, Э.П.Кругляков,

В.К.Малиновский

"ИМПУЛЬСНОЕ" ВОЗБУЖДЕНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ

СО₂ - ОКГ

Новосибирск

1972

Наибольшие плотности инверсной населенности достигаются при импульсном возбуждении ОКГ. Как следует из расчетов /1/, выполненных для случая CO_2 -лазеров, предельные плотности инверсной населенности могут быть получены при возбуждении активной смеси газов коротким импульсом тока, когда выполнено условие $\tau_{и} < \tau_{00\% \text{ CO}_2}$ ($\tau_{и}$ - время релаксации верхнего лазерного уровня, $\tau_{и}$ - длительность импульса возбуждения). В /2/ была предложена система, обеспечивающая стационарную генерацию при "импульсном" возбуждении. Ниже будут рассмотрены её основные характеристики.

Принцип, положенный в основу конструкции экспериментальной установки, весьма прост. Поток газа, движущийся со скоростью v_0 , проходит через разрядный промежуток размером l вдоль направления движения. Время пролета отдельных молекул через область разряда есть $\tau_l = l/v_0$ и для каждого малого элемента объема газа процесс возбуждения имеет импульсный характер.

При импульсном возбуждении основным параметром, определяющим величину максимальной инверсии и состояние газа, является произведение $N_e \tau_{и}$ (N_e - плотность электронов). На рис. 1, заимствованном из работы /1/, показана расчетная зависимость ΔN_{max} от длительности импульса $\tau_{и}$ при постоянных $N_e \tau_{и}$ и различных парциальных давлениях CO_2 . Видно, что при малых $\tau_{и}$ инверсия определяется только величиной $N_e \tau_{и}$. Если же $\tau_{и} > \tau_{00\% \text{ CO}_2}$, инверсия начинает падать с ростом длительности импульса тока. Авторы /1/ связывают это с тем, что при $\tau_{и} > \tau_{00\%}$ релаксация верхнего лазерного уровня оказывается существенной еще во время действия импульса тока и ограничивает инверсию.

На рис.2 схематически изображена конструкция экспериментальной установки^{х)}. Рабочая смесь газов $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ приготавливалась в камере 1. Быстродействующий клапан (см. приложение 1) открывал камеру (1), соединяя её с соплом (7). Газовая смесь, проходя через сопло, разгонялась до скорости $v_0 = 5 \cdot 10^4$ см/сек. После достижения установившегося режима течения на разрядные промежутки (8) длиной $l = 1$ см подавался прямоугольный импульс напряжения длительностью $\tau_{и} = (5 + 20) \cdot 10^{-8}$ сек. Максимальная длительность этого импульса определяется геометрическими разме-

х) В наших первых опытах были сделаны попытки разжечь ленточный разряд поперек потока при больших расстояниях между электродами. Они оказались неудачными несмотря на различные экспериментальные усовершенствования (использование плазменных электродов, стабилизация положения разряда с помощью градиентов плотности и т.д.). Уже при давлениях $p > (2+3)$ тор разряд стягивался в шнур.

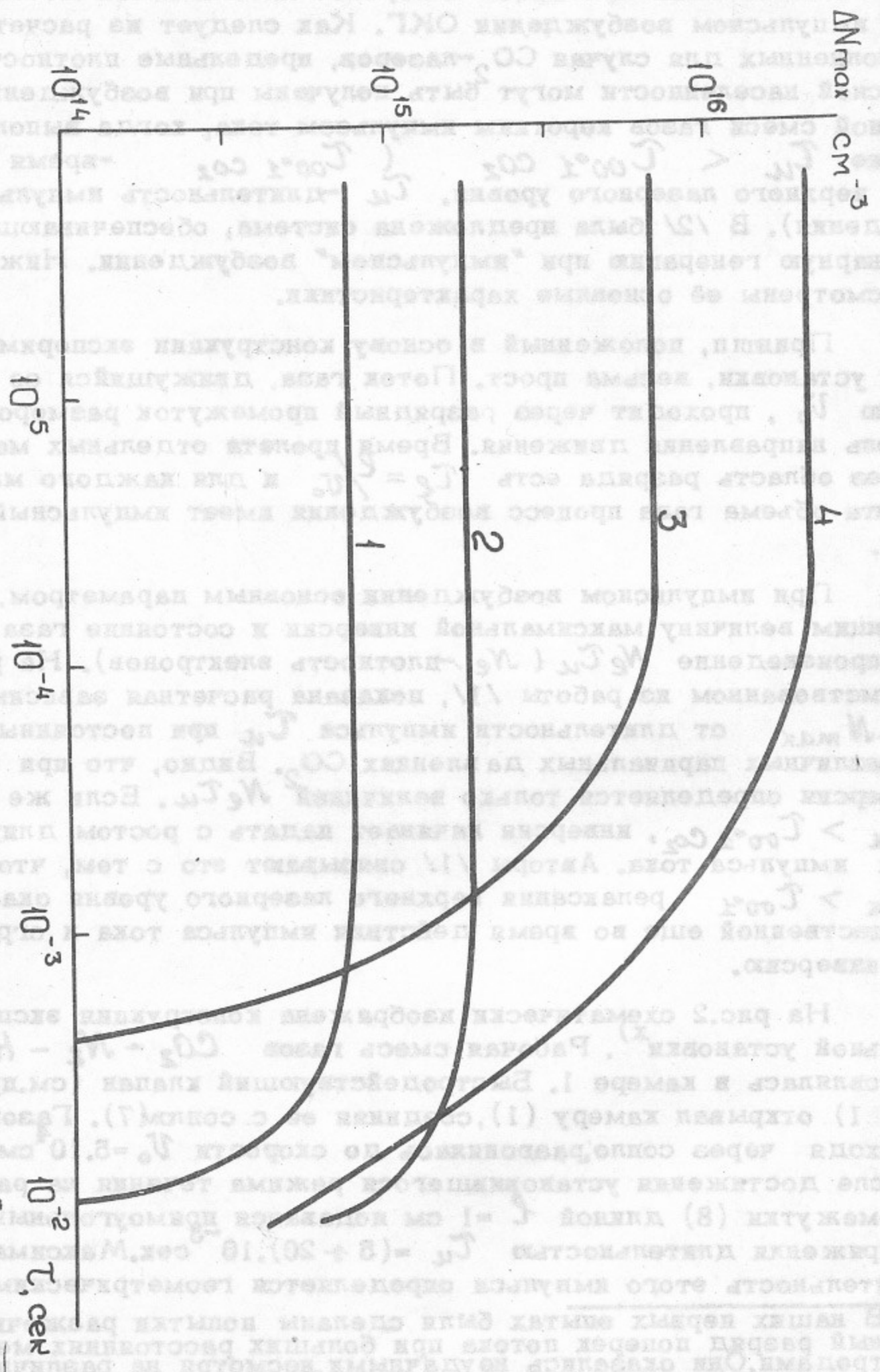


Рис. 1. Зависимость максимальной инверсии от длительности импульса тока \bar{I}_a при $N_{e\bar{I}_a} = \text{const}$ и различных парциальных давлениях CO_2 . $N_{e\bar{I}_a}$ равно 10 сек/см (1,3); 3.10⁷ сек/см (2,4). Давление CO_2 равно 1 тор (1,2), 10 тор (3,4). Смесь CO_2 :He = 1:3, $T_0 = 300^\circ\text{K}$.

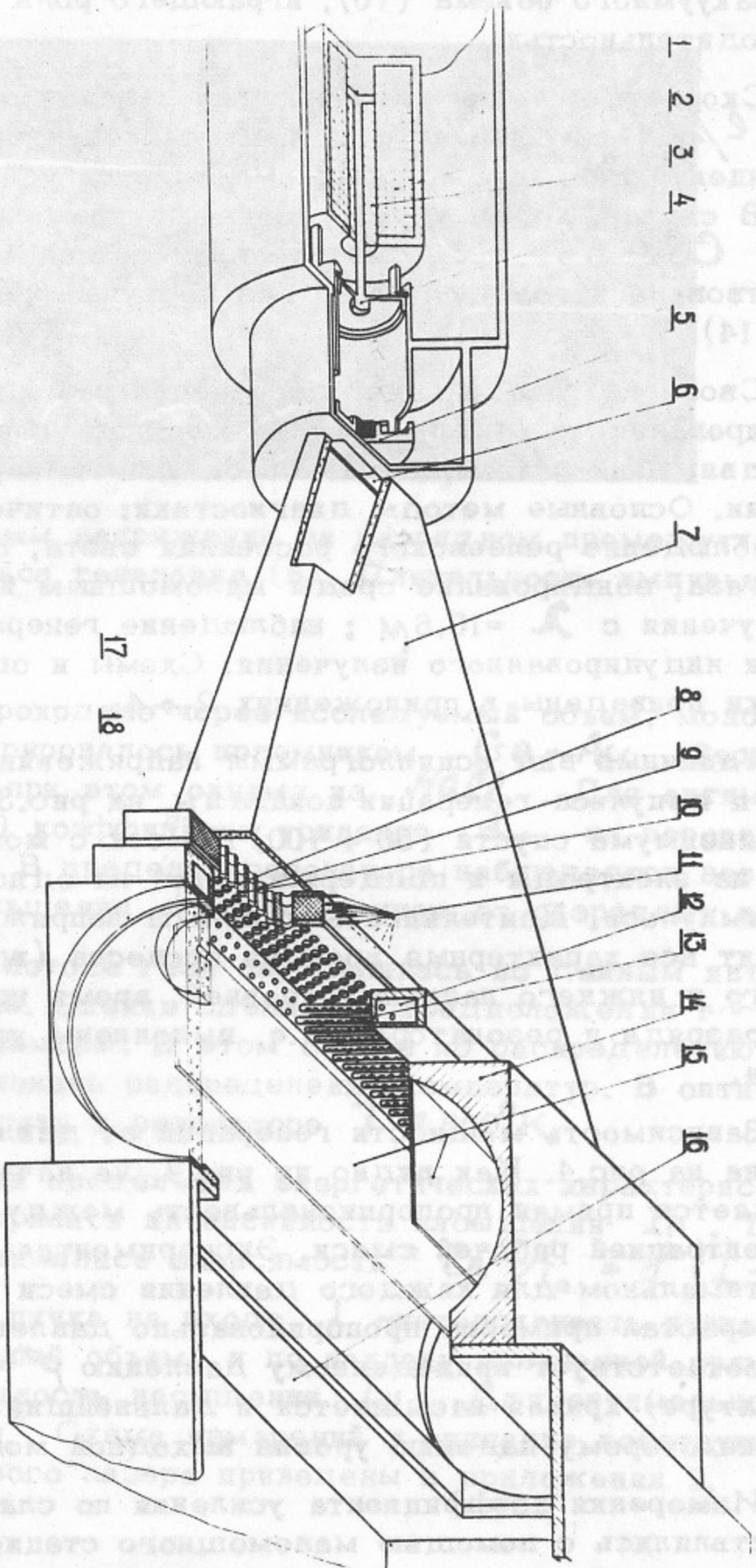


Рис.2. Конструкция экспериментальной установки. 1 : 5 - детали импульсного клапана; 6 - критическое сечение сопла 7; 8-10 - электроды; 9 - изолятор; 11 - подводы напряжения к разрядным электродам; 12 - распределительная камера смесительной системы; 13 - трубки смесительной секции; 14 - камера для исследования состояния инверсной среды; 15 - направляющие для ограничения потока газа; 16 - буферный объем; 17 - зеркало резонатора; 18 - окно из *NaCl*.

рами вакуумного объема (16), играющего роль насоса с большой производительностью.

Скорость течения газа и длина каналов определяют время $\tau_e = l/v_0$ пребывания отдельных молекул в разряде и диапазон концентраций, для которых выполняется условие $\tau_e < \tau_{00} \cdot 2$.

В случае, когда через разрядные промежутки прогонялась смесь $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$, смесительная секция (12) с трубками (13) отсутствовала и возбужденный газ поступал непосредственно в камеру (14).

Свойства газа, прошедшего через разрядные промежутки, анализировались в камере (14). Измерялась плотность газа, скорость движения потока, делались оценки температуры и состояния инверсии. Основные методы диагностики: оптическая интерферометрия; наблюдение релеевского рассеяния света, проходящего через поток газа; зондирование среды маломощным и мощным источниками излучения с $\lambda = 10,6 \mu$; наблюдение генерации и измерение энергии индуцированного излучения. Схемы и описание методов диагностики приведены в приложениях 2 + 4.

Типичный вид осциллограммы напряжения на разрядном промежутке и импульса генерации показаны на рис.3. Генерация достигает максимума спустя $(50 + 100) 10^{-6}$ сек с момента подачи напряжения на электроды и поддерживается на одном уровне в течение всего импульса. Длительность импульса напряжения значительно превосходит все характерные времена процесса (времена релаксации верхнего и нижнего лазерных уровней, время пролета газа через область разряда и резонатора), т.е. выполнены условия стационарного режима.

Зависимость мощности генерации от давления рабочей смеси показана на рис.4. Как видно из рис.4, на начальном участке кривой наблюдается прямая пропорциональность между выходом генерации и концентрацией рабочей смеси. Экспериментальные точки получены при оптимальном для каждого давления смеси токе разряда, который возрастал примерно пропорционально давлению. При $N_2 \approx 1,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (что соответствует приведенному давлению $p^* = 40$ тор при комнатной температуре) кривая насыщается и дальнейший рост плотности приводит к некоторому падению уровня выходной мощности.

Измерения коэффициента усиления по слабому сигналу (d_0) осуществлялись с помощью маломощного стационарного CO_2 -лазера,

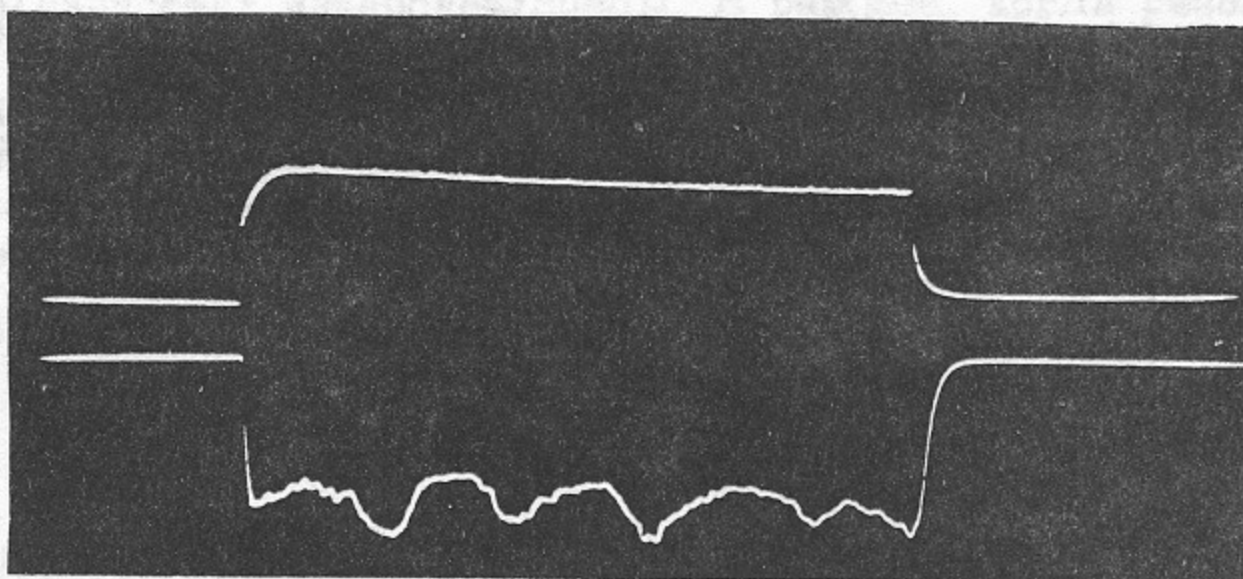


Рис.3. Осциллограммы напряжения на разрядном промежутке (а) и импульса генерации (б). Длительность импульса $2 \cdot 10^{-2}$ сек.

излучение которого проходило через исследуемый объем, монохроматор ИКМ-1 и регистрировалось приемником Ge-Au. Зеркала резонатора заменялись при этом окнами из NaCl. Для оптимального режима ($\rho^* = 40$ тор) коэффициент усиления α_0 на переходе P20 равен $1,3 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹. В пределах резонатора наблюдается незначительное ($\sim 3\%$) уменьшение α_0 с удалением от разрядных каналов.

Температура в потоке газа определялась по данным интерферометрических измерений. Оценки сделаны в предположении постоянства $N_2 T$ по сечению камеры. В этом случае по распределению концентрации можно восстановить распределение температур. В оптимальном режиме температура газа в резонаторе $T \approx 500^\circ \text{K}$.

Для определения предельных энергетических характеристик возбужденной среды измерялась интенсивность насыщения I_H . Так же как и в работе [3] снималась зависимость $\ln \frac{I}{I_0} = f(I - I_0)$ (I_0 - интенсивность пучка на входе, I - интенсивность пучка, прошедшего через активный объем) и по наклону полученной прямой определялась интенсивность насыщения I_H . Для оптимального режима $I_H = 2,8$ квт/см². Схема измерений и описание конструкции зондирующего одномодового лазера приведены в приложении 2.

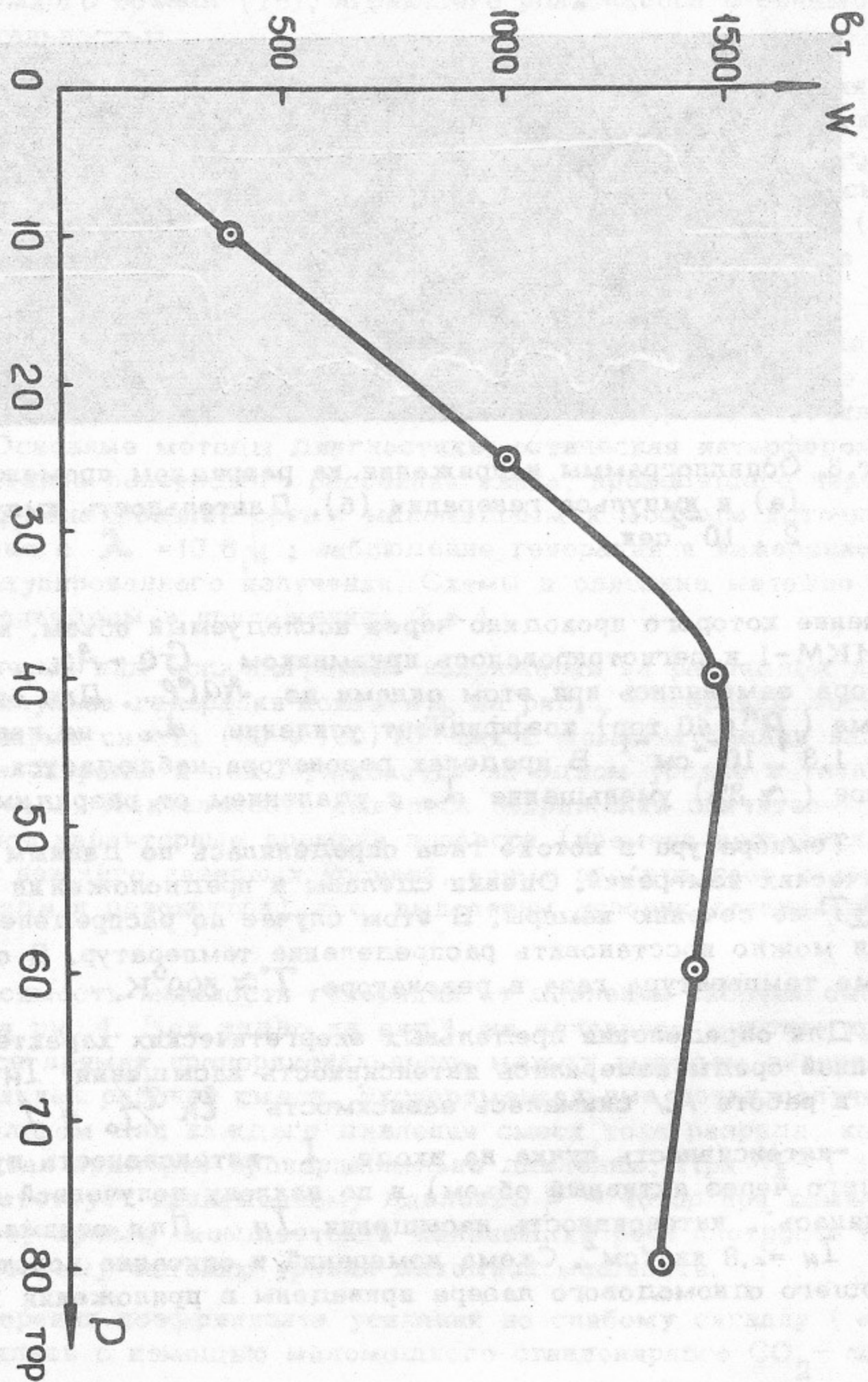


Рис.4. Зависимость выходной мощности генерации от давления рабочей смеси. Соотношение компонент CO_2 : N_2 : $\text{He} = 1 : 3 : 6$.

Результаты экспериментов позволяют сделать некоторые выводы о свойствах инверсной среды. В режиме, когда резонатор излучает максимальную мощность, $\alpha_0 = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, $T_r = 500^\circ \text{ К}$. Температура газа находится в равновесии с вращательной температурой, и приведенных параметров достаточно для того, чтобы найти распределение молекул инверсной среды по колебательным и вращательным уровням.

Поскольку коэффициент усиления α_0 определяется для перехода P_{20} , заселенности n_{00^1} и n_{01^0} связаны соотношением

$$\left[n_{v'j'} - \frac{39}{41} n_{vj} \right] = \frac{8\pi\alpha_0}{\lambda_0^2 S(\nu_0) A_{vj'}} = 1,33 \cdot 10^8 \frac{\alpha_0}{S(\nu_0)}$$

Здесь $S(\nu_0)$ — форм-фактор для центра линии. Для рассматриваемого случая вклад доплеровского уширения мал и форм-фактор определяется ударным уширением

$$S(\nu_0) = \frac{1}{\pi (\delta^{\circ} \nu_{\text{CO}_2} \rho_{\text{CO}_2} + \delta^{\circ} \nu_{\text{N}_2} \rho_{\text{N}_2} + \delta^{\circ} \nu_{\text{He}} \rho_{\text{He}})} = 1,9 \cdot 10^{-9}$$

здесь $\delta^{\circ} \nu_i$ — величина полуширины на один тор газа i . Нами использованы значения полуширин, приведенные в /8/. Сумма по состояниям Q_v равна

$$Q_v = 1 + 2 \exp\left[-\frac{hc\nu_{01^0}}{kT}\right] + \exp\left[-\frac{hc\nu_{02^0}}{kT}\right] + \exp\left[-\frac{hc\nu_{10^0}}{kT}\right] + \frac{N_{00^1}}{N_{\text{CO}_2}}$$

Ввиду того, что вклад члена N_{00^1}/N_{CO_2} значителен, оценки распределения заселенностей делались методом последовательных приближений.

Заселенности определялись из уравнений:

$$N_{10^{\circ}} = \frac{N_{\text{CO}_2}}{Q_v} \exp \left[-\frac{h\nu_{10^{\circ}}}{kT} \right];$$

$$N_{10^{\circ}}^{20} = N_{10^{\circ}} \frac{2h\nu}{kT} (2j+1) \exp \left[-\frac{h\nu}{kT} j(j+1) \right];$$

$$N_{00^{\circ}1}^{19} = \frac{2j'+1}{2j+1} N_{10^{\circ}}^{20} + \frac{8\pi d_0}{\lambda_0^2 S(\nu_0) A \frac{\nu'^j}{\nu^j}};$$

$$N_{00^{\circ}1}^{19} = \frac{N_{00^{\circ}1}^{19}}{\frac{2h\nu}{kT} (2j'+1) \exp \left[-\frac{h\nu}{kT} j'(j'+1) \right]};$$

Учитывая, что масштаб времени передачи возбуждения от N_2^* ($\nu=1$) к CO_2 ($00^{\circ}0$) в рассматриваемом случае порядка нескольких микросекунд, а время пролета через резонатор $d/\nu_0 = 80 \cdot 10^{-6}$ сек, можно считать, что существует равновесие между возбужденными молекулами N_2 и CO_2 , т.е.

$$\frac{N_{N_2^*}}{N_{N_2} - N_{N_2^*}} \approx \frac{N_{\text{CO}_2^*}}{N_{\text{CO}_2}}$$

Полученные в результате расчета по приведенной схеме значения заселенностей основных рабочих уровней представлены в таблице 1.

ΔN /см ⁻³	$N_{00^{\circ}1}^{19}$ /см ⁻³	$N_{10^{\circ}}^{20}$ /см ⁻³	$N_{00^{\circ}1}$ /см ⁻³	$N_{10^{\circ}0}$ /см ⁻³	$N_{\text{CO}_2^{\circ}}$ /см ⁻³	$N_{N_2^*}$ /см ⁻³	$\frac{N_{00^{\circ}1}}{N_{\text{CO}_2}}$
$9,1 \cdot 10^{14}$	10^{15}	$9,3 \cdot 10^{13}$	$1,7 \cdot 10^{16}$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$8,6 \cdot 10^{16}$	$6,45 \cdot 10^{16}$	0,2

Значительная часть энергии колебательного возбуждения молекул ($N_2^* (v=1) + CO_2 (00^0 1)$) преобразуется в излучение в пределах резонатора. В этом убеждает тот факт, что при работе с двумя резонаторами, разнесенными на 25 см, мощность, излучаемая вторым (дальним) резонатором снижается на порядок при включении первого резонатора. Плотность возбужденных молекул, которые могут принять участие в генерации $N_2^* + NCO_2 (00^0 1) = 8,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Если предположить, что энергия всех этих молекул преобразуется в стимулированное излучение в пределах резонатора, то можно оценить максимальную мощность, которую способна развить инверсная среда:

$$P_{\max} = 10^{-7} h\nu_0 dL\nu_0 (N_{N_2^*} + N_{CO_2 (00^0 1)}) = 9,4 \cdot 10^3 \text{ Вт}$$

Обычно предельную мощность, отдаваемую системой, принято характеризовать произведением $d_0 I_H V$ (V - объем активной среды). Величина мощности, рассчитанная через измеренные d_0 и интенсивность насыщения I_H равна $P_{d_0 I_H} = 14,10^3 \text{ Вт}$.

Превышение $P_{d_0 I_H}$ над P_{\max} связано с тем, что при расчете $P_{d_0 I_H}$ предполагается неизменность параметров среды. В действительности распределение плотности инверсной среды в резонаторе по направлению движения существенно неоднородно из-за сильного взаимодействия среды с полем излучения.

Как видно из рис.4 максимальная мощность, зарегистрированная в эксперименте, составляет 1,5 квт. С учетом реальных потерь в резонаторе предельная мощность, которая может быть выведена из ОКГ, равна

$$W_{\text{пред}} = \frac{\pi d^2 I_H \tau}{4(2-\tau)} \left[\frac{d_0 L}{e\eta [(1-\tau)(1-\eta)]^{1/2}} - 1 \right];$$

здесь η - суммарные диссипативные потери в резонаторе ($\eta \sim 0,1$)

τ - коэффициент пропускания выходного зеркала резонатора

($\tau \sim 0,2$).

Коэффициент $(2-\tau)$ учитывает два направления распространения излучения.

При указанных выше параметрах резонатора $W_{\text{чр}} \approx 5,4 \cdot 10^3$ вт. Различие между $W_{\text{чр}}.$ и $W_{\text{экс}}$ связано с тем, что расчет $W_{\text{чр}}.$ не учитывает значительного изменения инверсии при движении среды через резонатор.

Разумное соответствие между экспериментом и приведенными оценками даёт возможность назвать в качестве предельной плотности мощности, которую способна отдать данная среда, величину $W_{\text{max}} = 25$ вт/см³.

Уместно сравнить здесь описанный выше способ возбуждения с методом независимой инжекции холодного CO_2 в струю возбужденного азота /4/. Преимущества последнего способа возбуждения очевидны: в этом случае исчезает опасность диссоциации молекул CO_2 и можно повысить вклад мощности в разряд, увеличив тем самым концентрацию колебательно возбужденного азота. В отсутствие углекислого газа потери колебательной энергии возбужденным азотом пренебрежимо малы, вследствие чего можно транспортировать на значительные расстояния.

Инжекция холодного CO_2 была осуществлена в описанной выше схеме. Принцип действия использовавшейся системы смешения понятен из рис.2. Азот с добавкой или без добавки гелия возбуждался в каналах (8). CO_2 нагнетался в трубки (13) и через отверстия, в них (диаметр отверстий 1 мм) вытекал в камеру. Струя возбужденного азота всасывала CO_2 , и передача возбуждения осуществлялась при движении смеси газов вниз по потоку.

В таблице 2 приведены основные характеристики оптимальных режимов работы модели с совместной и независимой инжекцией CO_2 .

Инжекция CO_2	Концентрация /см ⁻³ /			Мощность /см ⁻¹ / подводи- мая к раз- ряду/вт/	d_d	I_n /квт/ см ² /	$d_0 I_n$ /квт/ см ³ /
	CO_2	N_2	He				
Совмест.	$1,3 \cdot 10^{17}$	$5,2 \cdot 10^{17}$	$7,8 \cdot 10^{17}$	$2,7 \cdot 10^5$	0,39	2,8	36
Независ.	$1,5 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{17}$	-	$2,7 \cdot 10^5$	0,59	2,15	50
Независ.	$3 \cdot 10^{17}$	$8 \cdot 10^{17}$	-	$4 \cdot 10^5$	0,41	2,8	36

Как видно из таблицы, оптимальные режимы довольно близки по своим параметрам. Следует отметить однако, что в случае независимого смещения гелий не является необходимым компонентом рабочей смеси.

Максимальное значение произведения $\lambda_0 I_H$ достигается при сравнительно малых плотностях. С ростом плотности интенсивность насыщения несколько возрастает, но снижение коэффициента усиления по слабому сигналу приводит в среднем к уменьшению произведения $\lambda_0 I_H$. Добавление гелия к возбуждаемому разрядом азоту увеличивает коэффициент усиления по слабому сигналу, но интенсивность насыщения при этом уменьшается и произведение $\lambda_0 I_H$ меньше, чем без гелия.

Возникает вопрос - являются ли предельными параметры, достигнутые в схеме с независимым смещением газов? Имеющиеся экспериментальные данные приводят к отрицательному ответу. Эффективность передачи возбуждения колебательной энергии оказывается довольно низкой из-за плохого смещения газов.

Присутствие плохо перемешивающихся струй газов с различными показателями преломления приводит к возникновению рефракционных эффектов, которые легко обнаруживаются при исследовании генерации.

Несмотря на значительное усиление среды, в большинстве режимов генерация не наблюдается в первом резонаторе и наблюдается во втором (дальнем). Если известны τ , λ_0 , I_H , то по измеренной мощности генерации можно оценить величину эффективных распределенных потерь, обусловленных рефракцией. Для режима, соответствующего строке 3 таблицы 2 уровень потерь $\delta \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ в области дальнего резонатора.

Присутствие неоднородностей вследствие плохого перемешивания наиболее наглядно проявляется при больших давлениях. На рис. 5 показана зависимость усиления по слабому сигналу от расстояния до выхода из разрядных каналов для струи с $p = 1$ атм. Наличие максимума на кривой усиления связано с конкуренцией двух процессов: смещение струй, приводящее к росту инверсии и совместная релаксация молекул возбужденного азота и CO_2 . Оценки времени релаксации смеси ($\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 1$) показывают /57/, что инверсия должна исчезнуть

на расстоянии нескольких миллиметров от выпускных отверстий. Существование значительного усиления на расстоянии $l \sim 3$ см свидетельствует о крайне плохом перемешивании. Отметим, что при значительном коэффициенте усиления d_0 ($d_0 \approx 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$) генерация в этом случае вообще не наблюдается. Отсутствие генерации можно объяснить только наличием больших градиентов плотности, приводящих к расстройке резонатора. При характерном размере струй $2R \approx 0,3$ см отклонение луча за счет разности показателей преломления CO_2 и N_2 на длине $L = 20$ см $\varphi = \frac{(n_{\text{CO}_2} - n_{\text{N}_2})L}{R}$ может достигать одного градуса ($n_{\text{CO}_2}, n_{\text{N}_2}$ — показатели преломления CO_2 и N_2 , R — масштаб неоднородности).

Из приведенных выше данных следует, что в системах с независимым смещением не удастся полностью использовать запас колебательной энергии возбуждения из-за плохого взаимопроникновения струй. Для улучшения энергетической эффективности следует стремиться к уменьшению диаметра исходных струй и турбулизации перемешивания.

В случае, когда заранее приготовленная смесь прогоняется через разрядные промежутки, ситуация существенно упрощается, поскольку $\text{N}_2^* (v=1)$ и $\text{CO}_2 00^0 1$ находятся в равновесии в любой

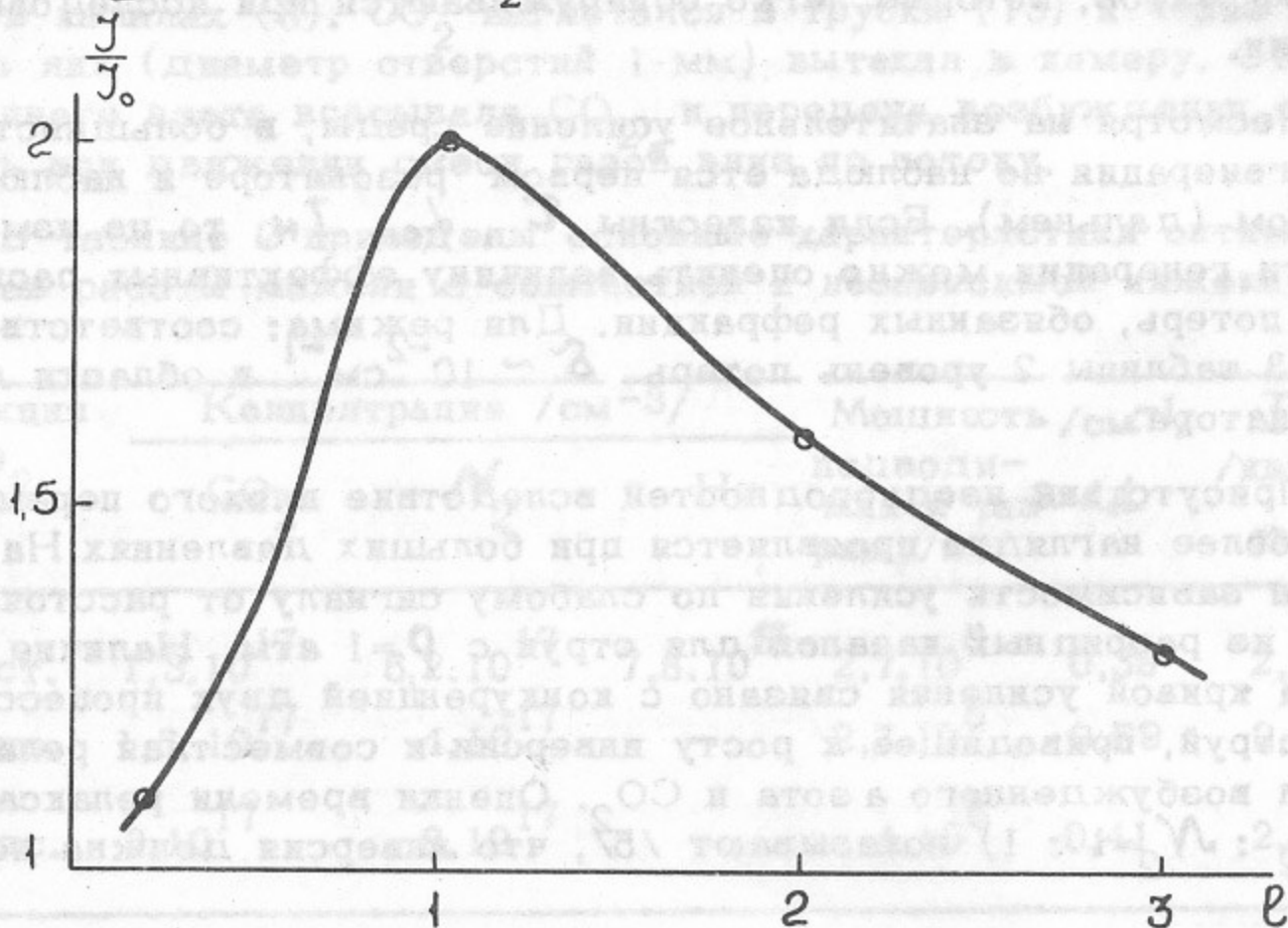


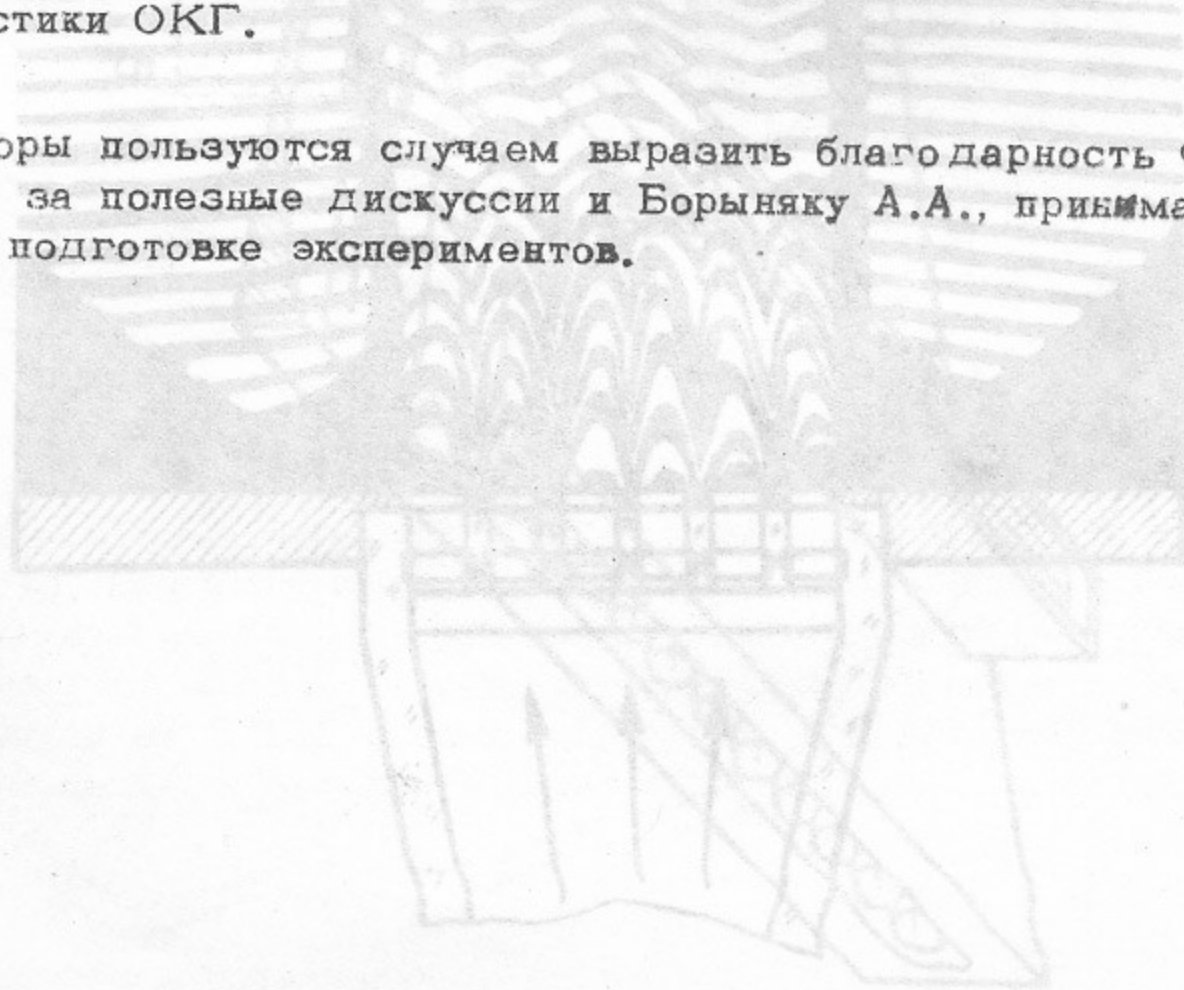
Рис. 5. Зависимость усиления по слабому сигналу от расстояния до выхода из разрядных каналов при независимом смещении $P = 1$ атм.

точке среды. Следует однако обратить внимание на трудность другого рода, возникающую при возбуждении смеси в разрядных каналах конструкции, изображенной на рис.2. Эта трудность связана с неравномерностью распределения тока по радиусу канала.

На рис.6 приведена интерферограмма, иллюстрирующая неоднородность распределения плотности на выходе из разрядных промежутков. Плотность газа по оси канала примерно вдвое выше, чем по периферии, что свидетельствует о более низкой температуре на оси. Такой вид распределения плотности газа заставляет предположить, что разряд горит преимущественно в пристеночной области, вследствие чего теплопередача на стенки может быть значительной, а эффективность возбуждения смеси уменьшается. Как показывают оценки, отношение полной энергии, содержащейся в газе (колебательной, вращательной и тепловой), к энергии, подведенной к разряду, составляет в этом случае примерно 50%.

Наличие неоднородности распределения тока по сечению канала не является принципиальным эффектом. Он отсутствует в конструкции, изображенной на рис.7, которая была использована при больших давлениях с выходом газовой струи непосредственно в атмосферу. Применение подобной конструкции при умеренных давлениях ($p \sim 0,1$ атм) должно существенно улучшить энергетические характеристики ОКГ.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность Федорову В.М. за полезные дискуссии и Борыняку А.А., принимавшему участие в подготовке экспериментов.



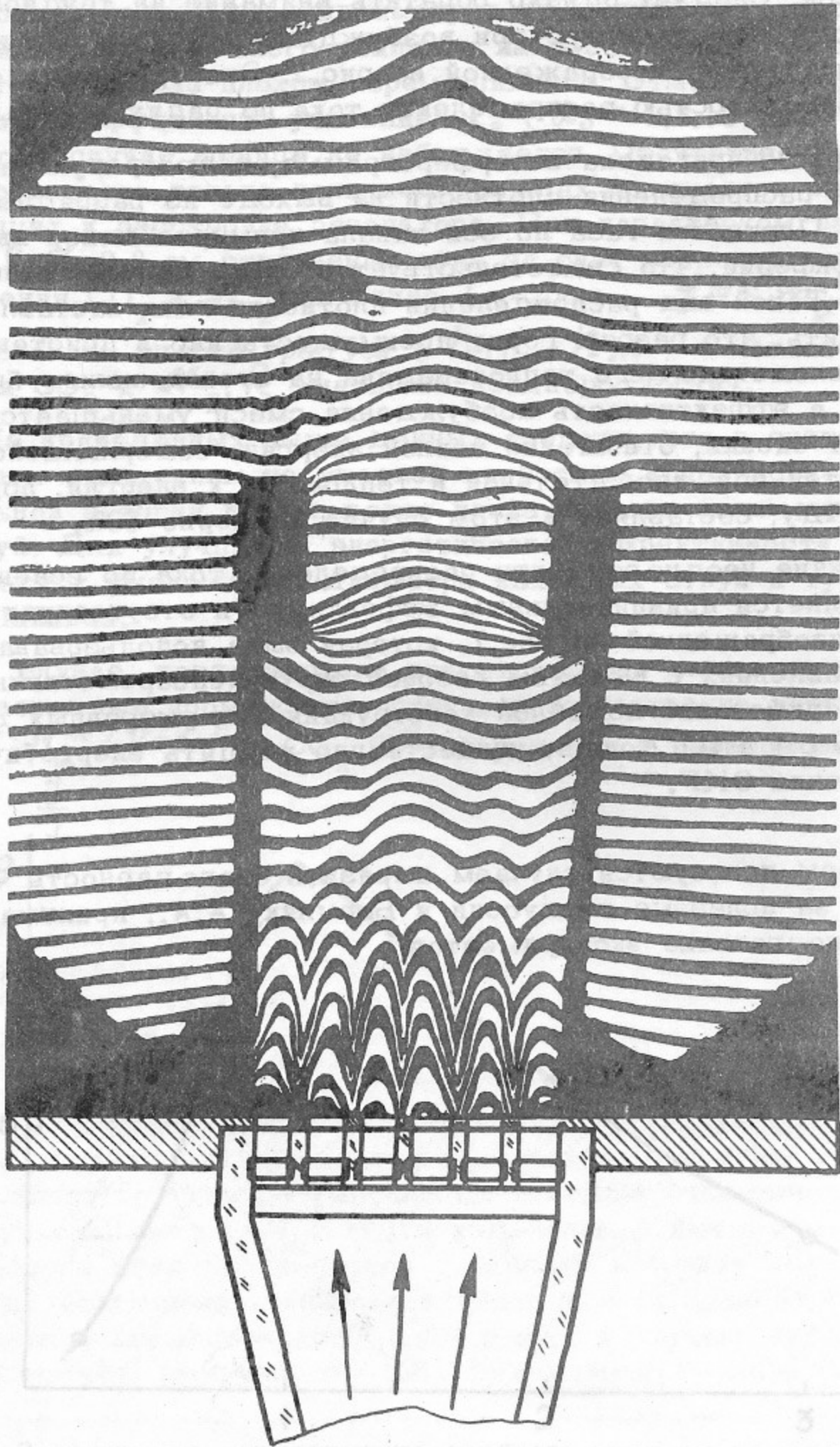
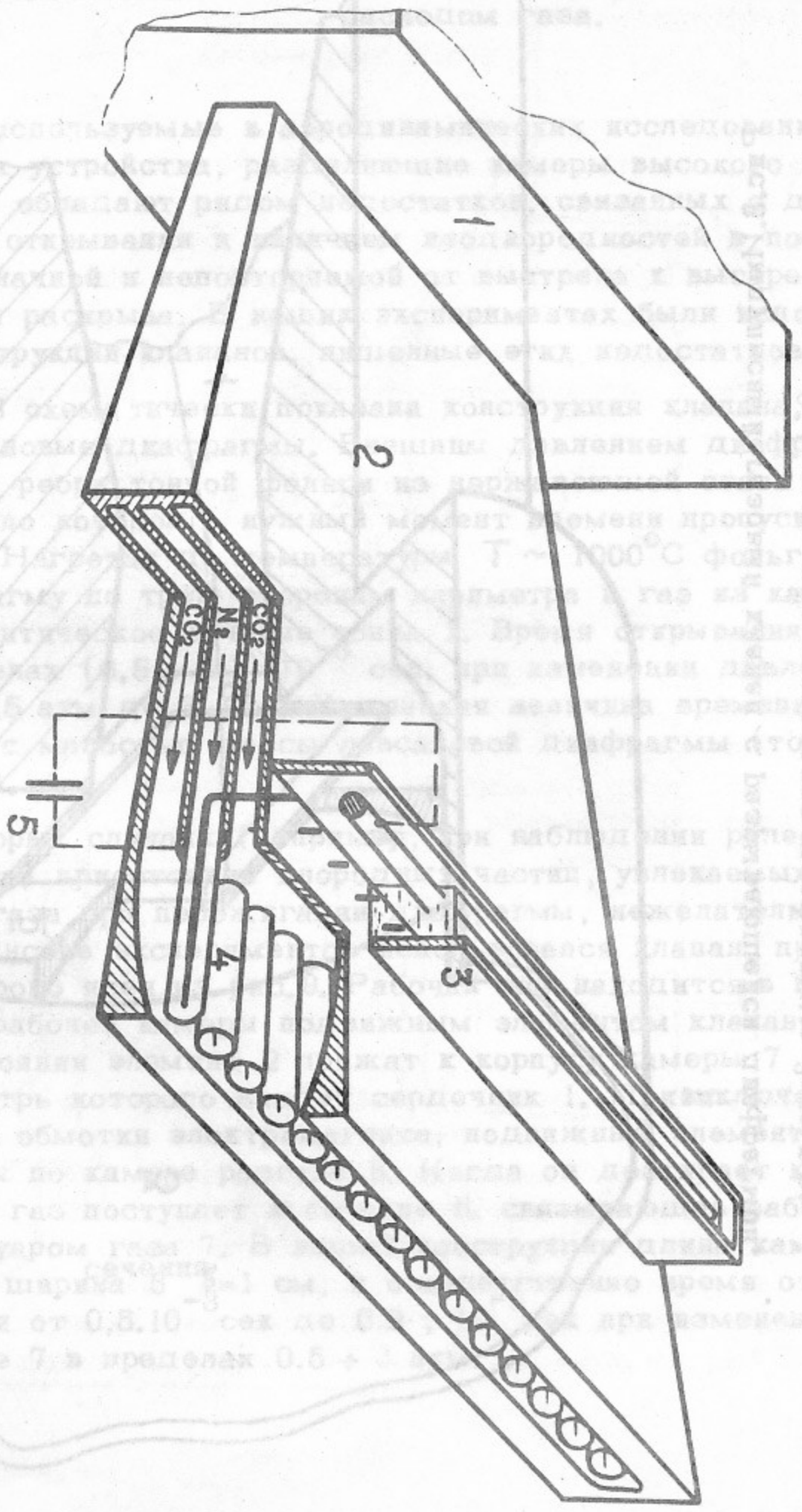


Рис. 6. Интерферограмма поля течения для смеси газов $\rho^* = 40 \text{ г/см}^3$. Слева схематически изображены разрядные каналы.

Рис. 5. Зависимость усиления до слабого сигнала от расстояния до выхода из разрядных каналов при независимом смешении $P = 1 \text{ атм.}$

Рис. 7. Конструкция системы для независимого смещения газов. 1-резервуары газа; 2-разгонные участки; 3-объемное водянное сопротивление для разрывки отдельных каналов; 4-разрядные электроды; 5-система питания разрядных каналов.



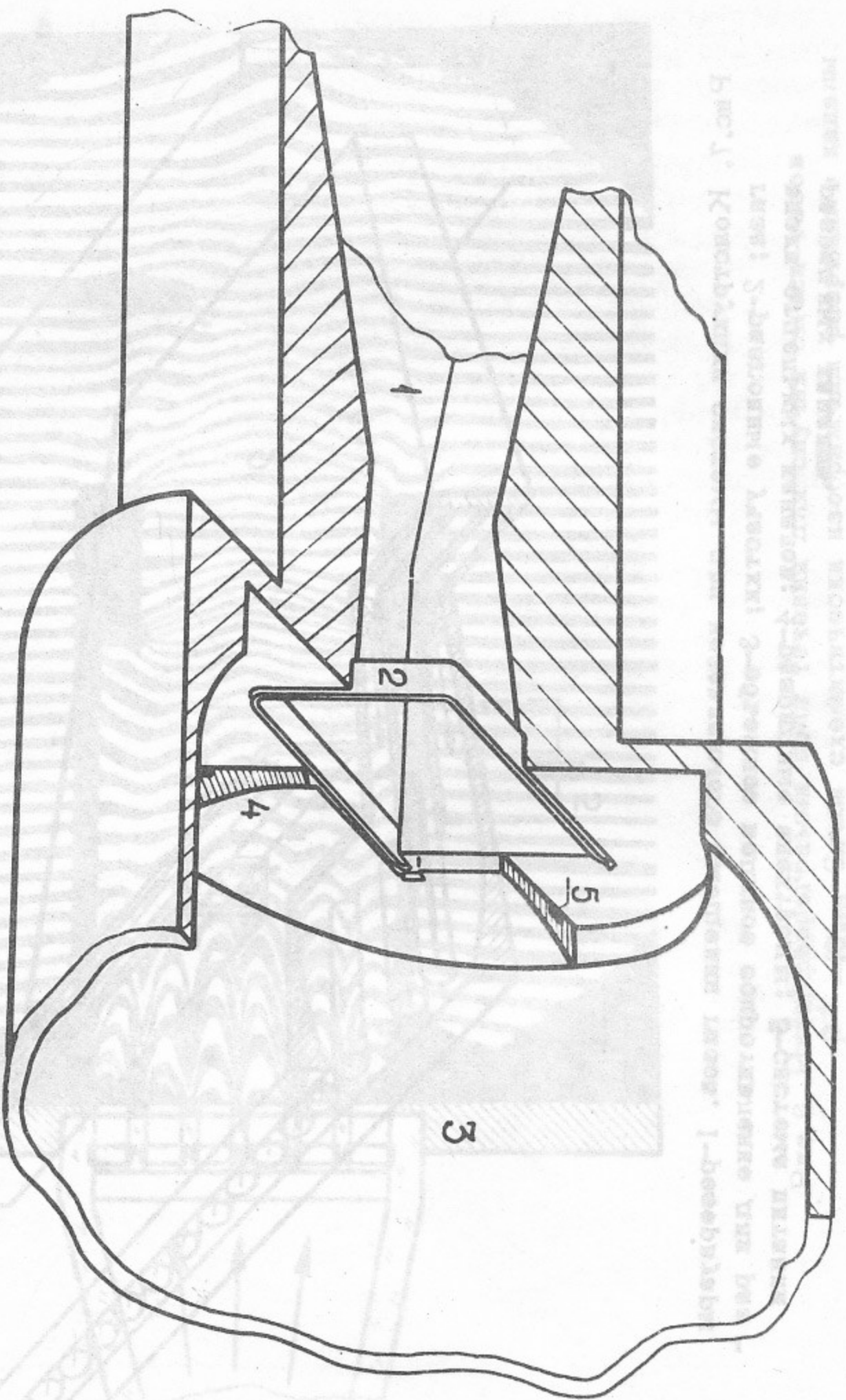


Рис. 8. Импульсный газовый клапан с разрывающейся диафрагмой.

1—сопло; 2—фольга для прорезания диафрагмы; 3—камера, в которой находится смесь газов; 4, 5—элементы крепления диафрагмы.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Быстродействующие клапаны с большим расходом газа.

Обычно используемые в аэродинамических исследованиях и ударных трубах устройства, разделяющие камеры высокого и низкого давлений, обладают рядом недостатков, связанных с длительным временем открывания и наличием неоднородностей в потоке из-за неоднозначной и неповторяемой от выстрела к выстрелу величины сечения раскрыва. В наших экспериментах были использованы две конструкции клапанов, лишенные этих недостатков.

На рис.8 схема тически показана конструкция клапана, использующего лавсановые диафрагмы. Внешним давлением диафрагма прижимается к ребру тонкой фольги из нержавеющей стали ($d \sim 100$ мк), по которой в нужный момент времени пропускается импульс тока. Нагретая до температуры $T \sim 1000^\circ\text{C}$ фольга прорезает диафрагму по трем сторонам периметра и газ из камеры 3 поступает в критическое сечение сопла 1. Время открывания изменяется в пределах $(0,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$ сек. при изменении давления в камере 3 от 0,5 атм до 3 атм. Маленькая величина времени открывания связана с малостью массы лавсановой диафрагмы (толщина пленки ~ 20 мк).

В некоторых случаях (например, при наблюдении релеевского рассеяния света) присутствие инородных частиц, увлекаемых потоком рабочего газа при пережигании диафрагмы, нежелательно. Поэтому в большинстве экспериментов использовался клапан, принцип действия которого ясен из рис.9. Рабочий газ находится в камере 7 и отделен от рабочей камеры подвижным элементом клапана 2. В исходном состоянии элемент 2 прижат к корпусу камеры 7 электромагнитом, внутрь которого входит сердечник 1. При включении тока, питающего обмотки электромагнита, подвижный элемент 2 начинает двигаться по камере разгона 6. Когда он достигает конца камеры разгона, газ поступает в сечение 6, связывающее рабочую камеру с резервуаром газа 7. В нашей конструкции длина камеры разгона $a = 8$ см, ширина сечения $b = 1$ см, и соответственно время открывания изменяется от $0,5 \cdot 10^{-3}$ сек до $0,2 \cdot 10^{-3}$ сек при изменении давления в камере 7 в пределах $0,5 \pm 3$ атм.

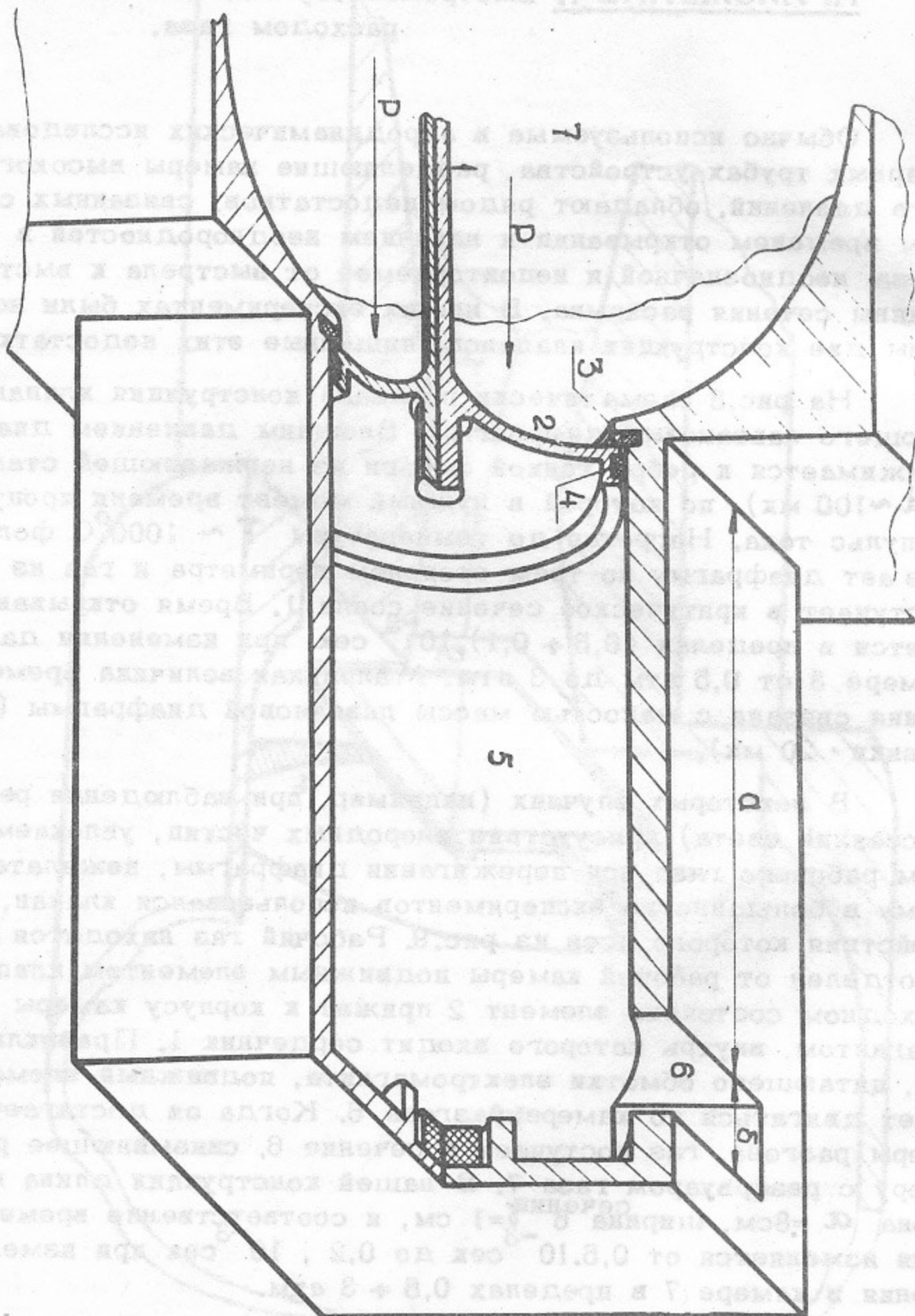


Рис. 9. Электромагнитный импульсный газовый клапан. 1—шток из мата-
 рилла с большим M ; 2—шторка клапана; 3, 4—уплотнения; 5—камера
 разгона; 6—сечение, связывающее клапан с соплом; 7—камера для ис-
 ходной смеси газов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Измерение интенсивности насыщения и коэффициента усиления активной среды по слабому сигналу.

Предельная плотность стимулированного излучения, которую способна создать инверсная среда, характеризуется двумя параметрами: коэффициентом усиления по слабому сигналу α_0 для рабочего перехода и интенсивностью насыщения I_H . При произвольной интенсивности I_0 на входе в систему соотношение между I_0 и интенсивностью I после прохождения через усиливающую среду длиной L для случая однородного уширения определяется уравнением

$$\ln \frac{I}{I_0} = \alpha_0 L - \frac{1}{I_H} (I - I_0) \quad /6/$$

Схема измерений α_0 и I_H показана на рис.10.

Луч зондирующего одномодового CO_2 -лазера (1) мощностью ~ 60 Вт пройдя расстояние ~ 10 м поступал в телескопическую систему (4) и сжимался до диаметра 2 мм. На зеркале 7 осуществлялось деление сформированного параллельного пучка на два. Один из них диафрагмировался, проходил через исследуемый объем и регистрировался затем детектором 11, другой ослаблялся предварительно аттенюатором 8 и после прохождения через активную среду поступал на детектор 12. Часть света с соляной пластинки 7 отвечала на детектор 6, сигнал с которого использовался в качестве опорного. Интерференционный фильтр 10 защищал детекторы 11, 12 от спонтанного излучения $4,3 \mu$.

Измерения величины интенсивности насыщения и коэффициента усиления по слабому сигналу осуществлялись одновременно в каждом цикле работы установки. Максимальная плотность мощности излучения в измерительных каналах достигала соответственно $3 \cdot 10^3$ Вт/см² и 1 Вт/см² и могла изменяться в соответствии с требованиями эксперимента. Для увеличения плотности мощности или диаметра пучка применялся импульсный режим работы зондирующего лазера. Его конструкция схематически показана на рис. 11.

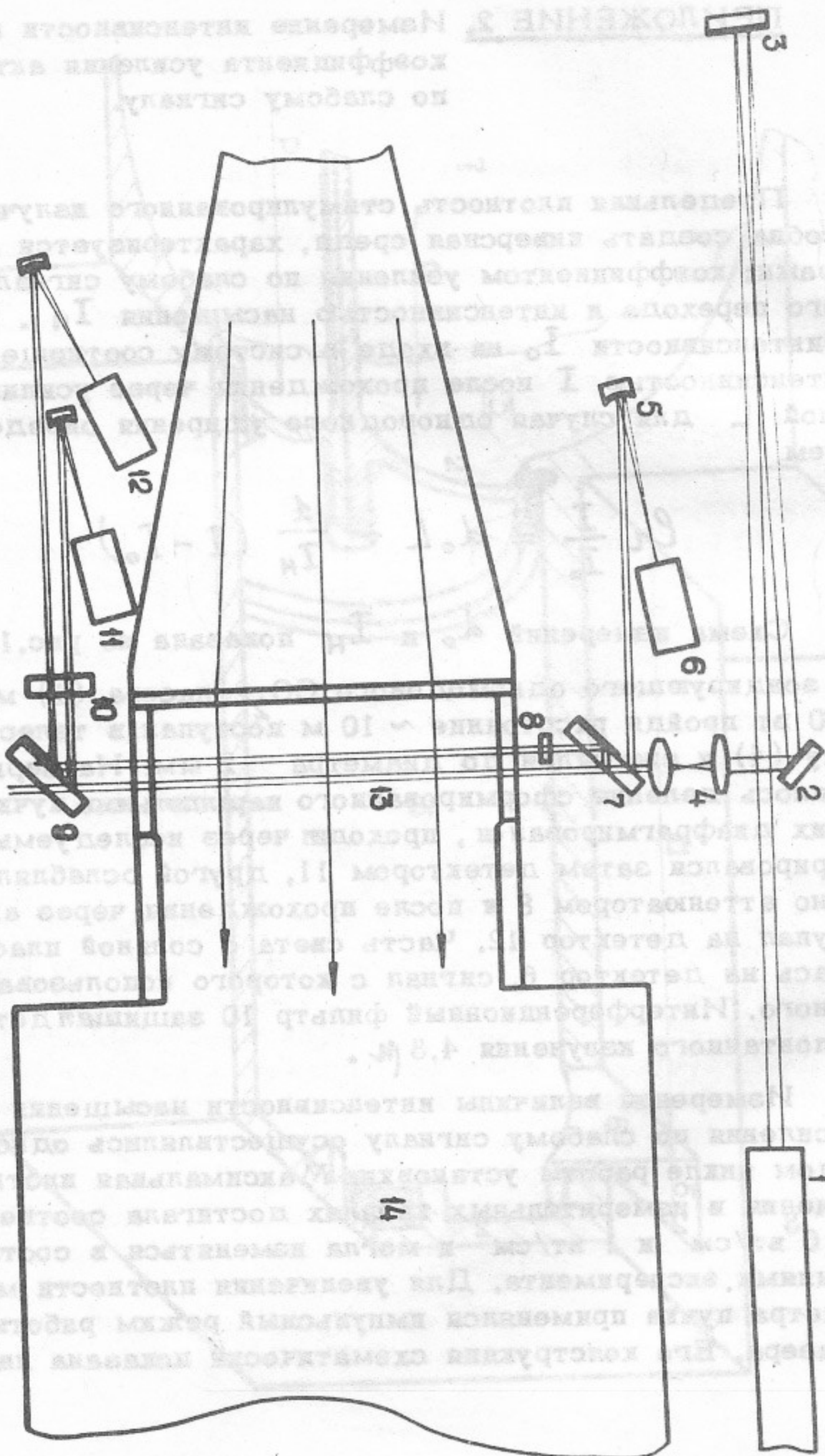
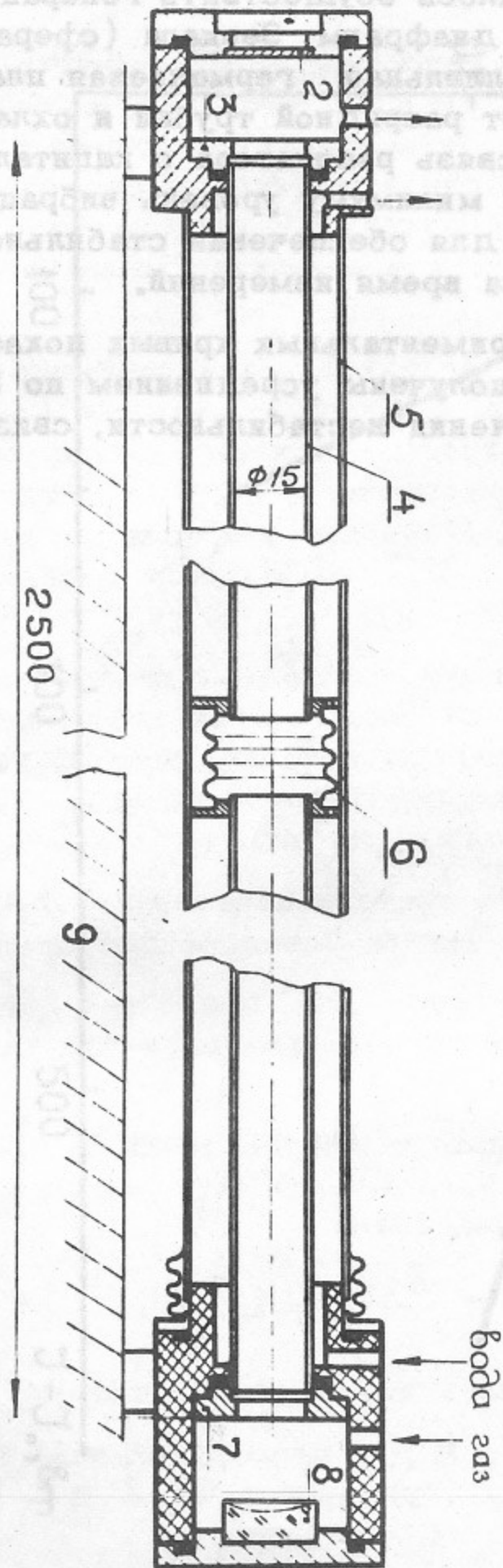


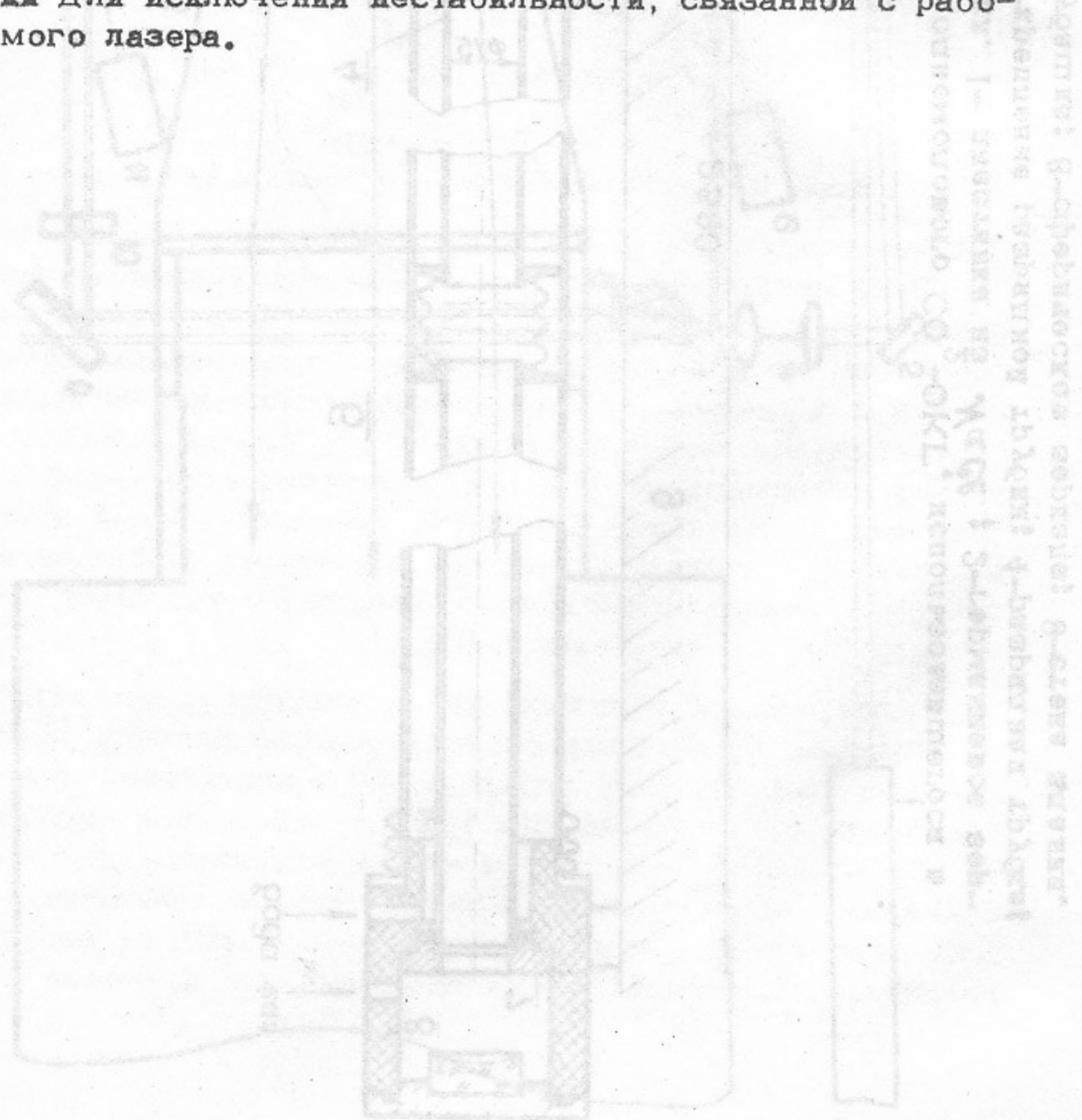
Рис. 10. Схема измерений d_0 и Γ_n . 1-одномодовый CO_2 -ОКТ; 2,3,9-поворотные зеркала; 4-телескоп из NaCl ; 5-сферическое собирающее зеркало; 6,11,12-детекторы инфракрасного излучения; 7-светоделительная пластина из NaCl ; 8-аттенуатор; 10-интерференционный фидур; 13-инверсная среда; 14-бустерный объем.

Рис. 11. Конструкция однолового CO_2 -ОКГ, использующегося в экспериментах. 1- пластинка из NaCl ; 2-германниевое зеркало; 3,6,7 -крепление разрядной трубки; 4-разрядная трубка; 5-вольтовая рубашка; 8-сферическое зеркало; 9-стена здания.



Геометрические размеры были подобраны таким образом, чтобы диаметр первой зоны Френеля был порядка диаметра разрядной трубки. В этом случае удалось осуществить генерацию на ТЕМ-моде без ограничивающих диафрагм. Зеркала (сфера $R=10\text{ м}$, покрытая золотом, плоскопараллельная германиевая пластина) были конструктивно развязаны от разрядной трубки и охлаждающей водяной рубашки. Жесткая связь резонатора с капитальной стеной здания позволила свести к минимуму уровень вибраций. Принятых мер оказалось достаточно для обеспечения стабильности параметров зондирующего пучка за время измерений.

Типичный вид экспериментальных кривых показан на рис. 12. Экспериментальные точки получены усреднением по 5 циклам работы установки для исключения неустойчивости, связанной с работой исследуемого лазера.



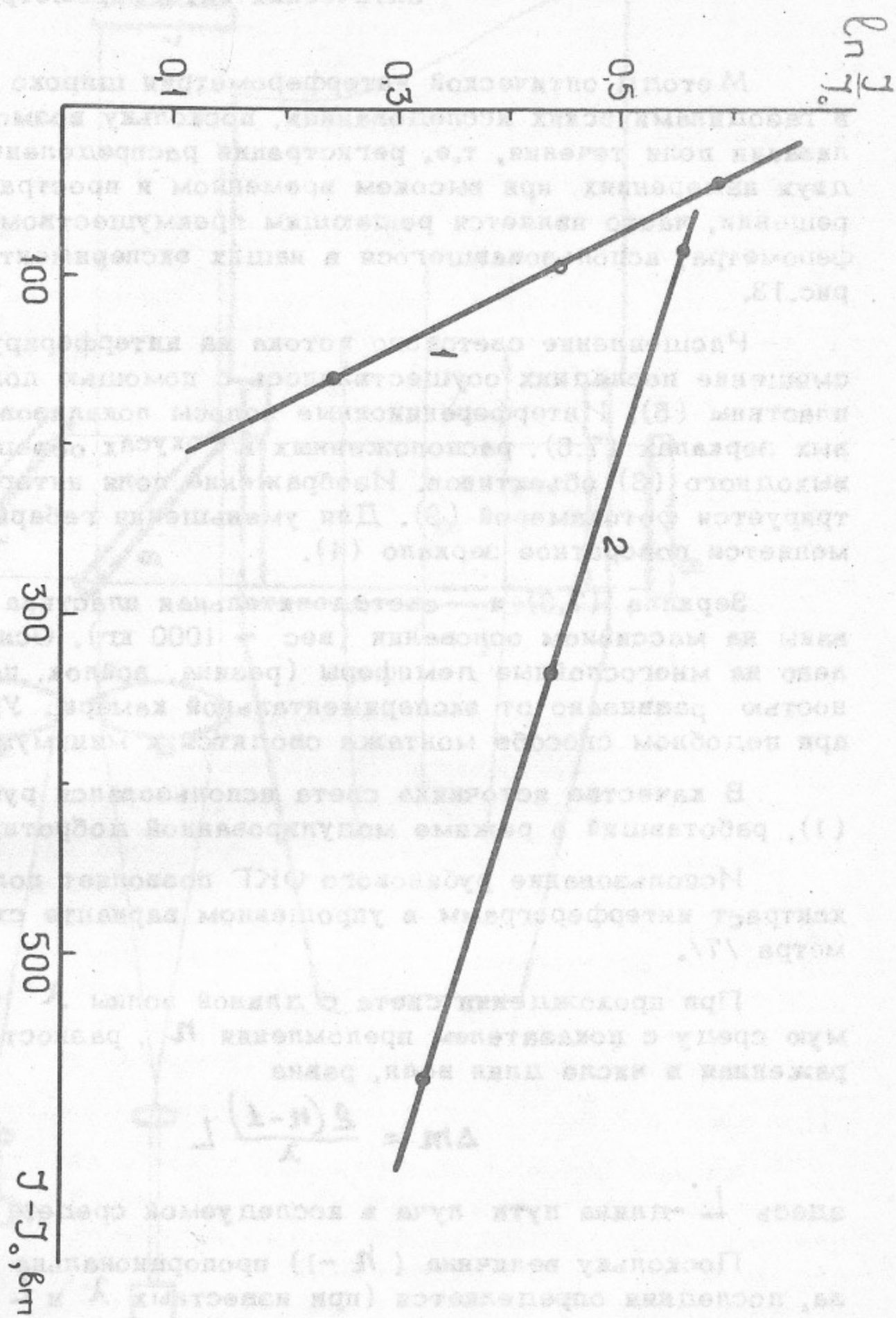


Рис.12. Экспериментальные кривые, из которых определялась интенсивность насыщения I_n .

1 - $N_2 = 2.10^{17} \text{ см}^{-3}$; He = $2.10^{17} \text{ см}^{-3}$; $\text{CO}_2 = 3.10^{17} \text{ см}^{-3}$.

2 - $N_2 = 4.10^{17} \text{ см}^{-3}$; $\text{CO}_2 = 1.5.10^{17} \text{ см}^{-3}$. Углекислый газ подается независимо, а возбуждается азот (2) или смесь азота с гелием (1).

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. Исследование поля течения с помощью оптических интерферометров.

Методы оптической интерферометрии широко используются в газодинамических исследованиях, поскольку возможность визуализации поля течения, т.е. регистрации распределения плотности в двух измерениях, при высоком временном и пространственном разрешении, часто является решающим преимуществом. Схема интерферометра, использовавшегося в наших экспериментах, показана на рис.13.

Расщепление светового потока на интерферирующие пучки и смещение последних осуществлялось с помощью полупрозрачной пластины (5). Интерференционные полосы локализованы на торцевых зеркалах (7,6), расположенных в фокусах освещающего (2) и выходного (3) объективов. Изображение поля интерференции регистрируется фотокамерой (9). Для уменьшения габаритов прибора применяется поворотное зеркало (4).

Зеркала (7,6) и светоделительная пластина (5) смонтированы на массивном основании (вес ~ 1000 кг). Основание установлено на многослойные демпферы (резина, войлок, пенопласт) и полностью развязано от экспериментальной камеры. Уровень вибраций при подобном способе монтажа сводится к минимуму.

В качестве источника света использовался рубиновый лазер (1), работавший в режиме модулированной добротности.

Использование рубинового ОКГ позволяет получить высокий контраст интерферограмм в упрощенном варианте схемы интерферометра /7/.

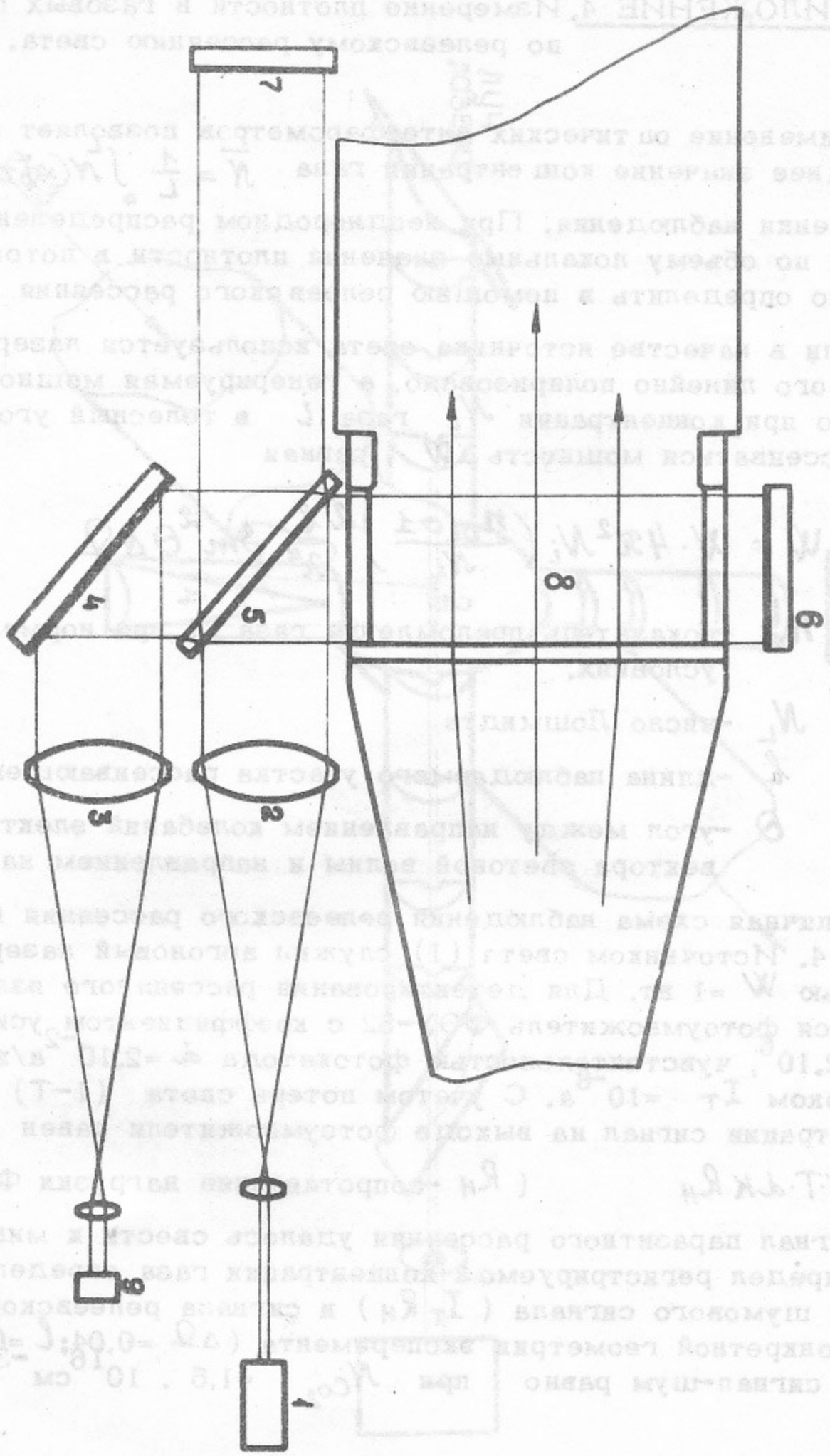
При прохождении света с длиной волны λ через исследуемую среду с показателем преломления n , разность хода Δm , выраженная в числе длин волн, равна

$$\Delta m = \frac{2(n-1)}{\lambda} L$$

здесь L -длина пути луча в исследуемой среде.

Поскольку величина $(n-1)$ пропорциональна концентрации газа, последняя определяется (при известных λ и L) по измеренной разности хода.

Рис. 13. Схема интерферометра. 1-рубиновый лазер; 2,3-объективы, 4-поворотное зеркало; 5-светораспределительная пластина; 6,7-горизонтальные зеркала, 8-исследуемая среда.



ПРИЛОЖЕНИЕ 4. Измерение плотности в газовых потоках по релеевскому рассеянию света.

Применение оптических интерферометров позволяет определить среднее значение концентрации газа $\bar{N} = \frac{1}{L} \int_0^L N(x) dx$ в направлении наблюдения. При неоднородном распределении концентрации по объему локальные значения плотности в потоках газов можно определить в помощью релеевского рассеяния света.

Если в качестве источника света используется лазер, излучение которого линейно поляризовано, а генерируемая мощность равна W , то при концентрации N_i газа i в телесный угол $\Delta\Omega$ будет рассеиваться мощность ΔW , равная

$$\Delta W = W \cdot 4\pi^2 N_i \left(\frac{n_{oi} - 1}{N_L} \right)^2 \frac{\ell}{\lambda^4} \sin^2 \theta \Delta\Omega$$

Здесь n_{oi} — показатель преломления газа при нормальных условиях.

N_L — число Лошмидта

ℓ — длина наблюдаемого участка рассеивающего объема

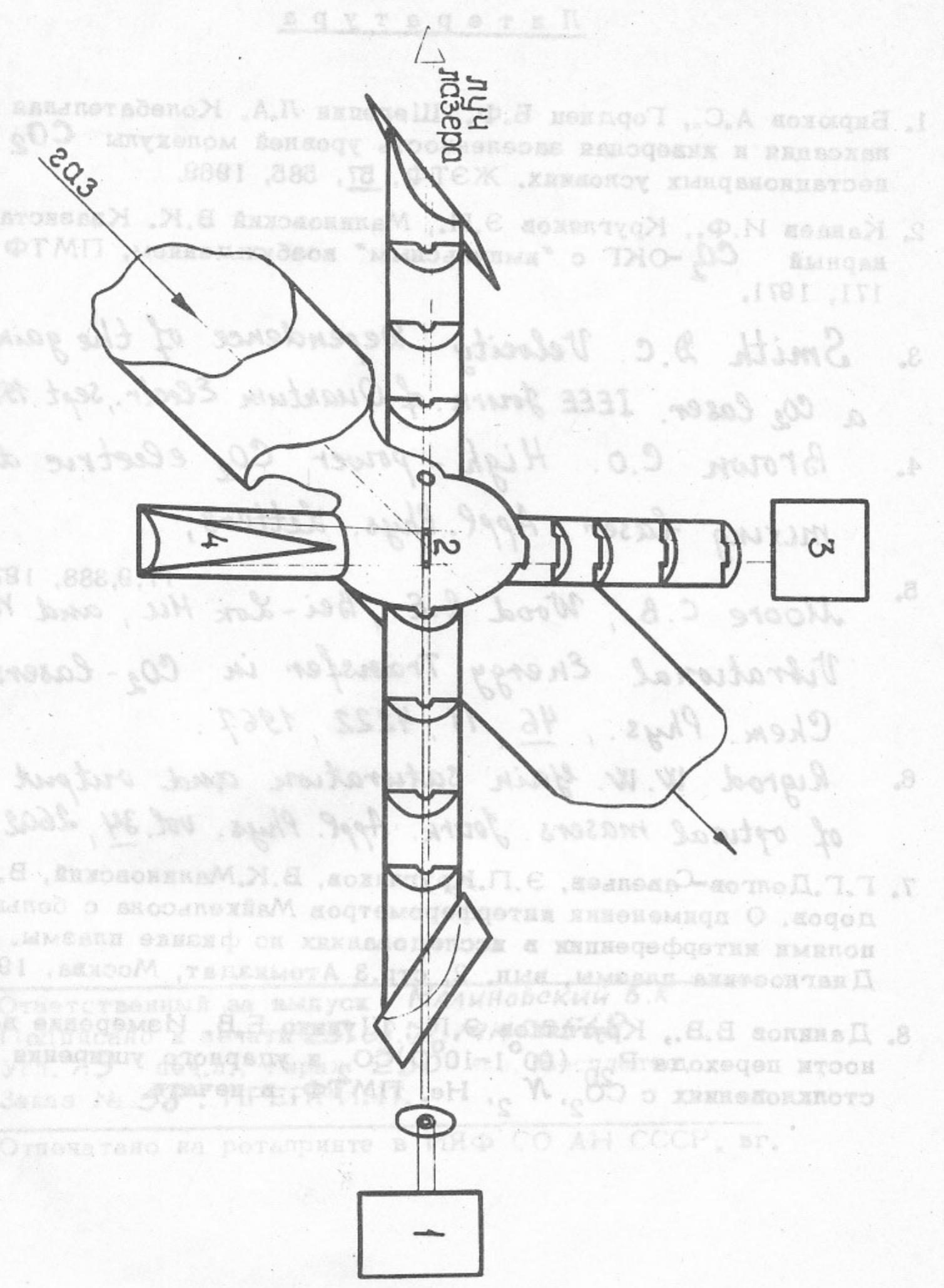
θ — угол между направлением колебаний электрического вектора световой волны и направлением наблюдения.

Типичная схема наблюдения релеевского рассеяния показана на рис. 14. Источником света (1) служил аргоновый лазер ($\lambda = 4880 \text{ \AA}$), мощностью $W = 1$ вт. Для детектирования рассеянного излучения применялся фотоумножитель ФЭУ-52 с коэффициентом усиления по току $K = 2 \cdot 10^6$, чувствительностью фотокатода $\alpha = 2 \cdot 10^{-2}$ а/вт и темповым током $I_T = 10^{-8}$ а. С учетом потерь света $(1 - T)$ в системе регистрации сигнал на выходе фотоумножителя равен

$$U = \Delta W \cdot T \cdot \alpha K R_H \quad (R_H \text{ — сопротивление нагрузки ФЭУ}).$$

Сигнал паразитного рассеяния удалось свести к минимуму и нижний предел регистрируемой концентрации газа определялся равенством шумового сигнала $(I_T R_H)$ и сигнала релеевского рассеяния. В конкретной геометрии эксперимента ($\Delta\Omega = 0,04$; $\ell = 0,3 \text{ см}$) отношение сигнал-шум равно 1 при $N_{CO_2} = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Рис. 14. Схема экспериментов по наблюдению релеевского рассеяния света.
 1-аргоновый лазер; 2-рассеивающий объем; 3-система регистрации
 рассеянного света; 4-"черный ящик".



Л и т е р а т у р а

1. Бирюков А.С., Гордиец Б.Ф., Шелепин Л.А. Колебательная релаксация и инверсная заселенность уровней молекулы CO_2 в нестационарных условиях. ЖЭТФ, 57, 585, 1969.
2. Канаев И.Ф., Кругляков Э.П., Малиновский В.К. Квазистационарный CO_2 -ОКГ с "импульсным" возбуждением. ПМТФ, 5, 171, 1971.
3. Smith D.C. Velocity Dependence of the gain of a CO_2 laser. IEEE Journ. of Quantum Electr., sept. 1971, 459.
4. Brown C.O. High-power CO_2 electric discharge mixing laser. Appl. Phys. Letters, 17, 9, 388, 1970.
5. Moore C.V., Wood R.E., Bei-Lok Hu, and Yardley J.T. Vibrational Energy Transfer in CO_2 -lasers. Journ. Chem. Phys., 46, 11, 4222, 1967.
6. Rigrod W.W. Gain saturation and output power of optical masers. Journ. Appl. Phys. vol. 34, 2602, 1963.
7. Г.Г.Долгов-Савельев, Э.П.Кругляков, В.К.Малиновский, В.М.Федоров. О применении интерферометров Майкельсона с большими полями интерференции в исследованиях по физике плазмы. В сб. Диагностика плазмы, вып. 2, стр.3 Атомиздат, Москва, 1968.
8. Данилов В.В., Кругляков Э.П., Шунько Е.В. Измерение вероятности перехода P_{20} ($00^0 1-10^0 0$) CO_2 и ударного уширения при столкновениях с CO_2 , N_2 , He. ПМТФ, в печати.

Ответственный за выпуск *Малиновский В.К.*
Подписано к печати *25.08.72* МН 00568
Усл. *1.3* печ.л., тираж *250* экз. Бесплатно.
Заказ № *58*. ПРЕПРИНТ.

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, вг.