



## РЕФЕРАТ

Отчет содержит 114 стр., 104 форм., 96 рис., 17 табл., 32 ист., 4 прил.

Ключевые слова: ЛАЗЕРНЫЙ РАЗРЯД, ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД, МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ, ДВУХТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ, РАВНОВЕСНАЯ МОДЕЛЬ, ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ, ВОЗДУШНАЯ ПЛАЗМА, АРГОНОВАЯ ПЛАЗМА, ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ, СЕЧЕНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ, ОЦЕНКА РАВНОВЕСНОСТИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ГАЗОВЫЙ ПОТОК, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД, ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА, ИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР, НЕПРЕРЫВНЫЙ ЛАЗЕР.

Разрабатываются математические модели непрерывного оптического разряда, поддерживаемого лазерным излучением. На основе полученных моделей и результатов предлагается проект стенда для проведения экспериментов. Результатами работы являются: одномерная равновесная модель лазерного разряда в высокоскоростном газовом потоке; предложенная математическая модель неравновесного (двухтемпературного) разряда; методика экспериментального исследования исследуемой темы, позволяющая проверить результаты моделирования; оптические схемы установки для регистрации пробоя и заведения излучения, а также представлена компоновка всех элементов в лаборатории.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ</b> .....	5
<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	6
1 Теоретическая справка .....	9
2 Математическая модель равновесного стационарного разряда в высокоскоростном газовом потоке.....	13
2.1 Методика расчета .....	14
2.2 Выбор параметров.....	16
2.3 Первоначальная оценка равновесности плазмы .....	17
2.4 Аппроксимационные формулы.....	19
2.4.1 Коэффициент поглощения.....	19
2.4.2 Молекулярный вес и энтальпия.....	28
2.4.3 Теплоемкость.....	30
2.4.4 Теплопроводность.....	31
2.5 Одномерная модель .....	33
2.6 Коды процедур .....	38
2.6.1 Расчет надежности программы.....	41
2.6.1.1 Метод Мусса.....	41
2.6.1.2 Расчет по методу Мусса.....	42
2.7 Выводы по пункту 2 .....	44
3 Моделирование неравновесного непрерывного оптического разряда в высокоскоростном газовом потоке в двухтемпературном приближении .....	45
3.1 Кулоново взаимодействие одиночного электрона с положительным ионом.....	46
3.2 Оценка равновесности .....	57
3.3 Математическая модель непрерывного лазерного разряда в высокоскоростном газовом потоке в двухтемпературном приближении ...	61

3.3.1	Уравнение энергии тяжелых частиц: .....	61
3.3.2	Уравнение энергии электронов:.....	66
3.4	Плазмохимические процессы .....	72
3.5	Выводы по пункту 3 .....	75
4	Методика экспериментального исследования .....	76
4.1	Оптическая схема .....	77
4.2	Источники лазерного излучения.....	81
4.3	Расчет коллиматоров .....	84
4.4	Техническое описание СХПК.....	88
4.4.1	Две подсистемы СХПК.....	89
4.4.2	Пневмогидравлическая система СВД.....	91
4.5	Погрешности измерительных приборов в ПГС .....	93
4.5.1	Манометры.....	93
4.5.2	Преобразователи давления .....	97
4.6	Вывод по пункту 4.....	102
5	Компоновка экспериментальной установки в лаборатории. ....	103
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....		107
<b>СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ</b> .....		108
<b>Приложение А</b> .....		111
<b>Приложение Б</b> .....		112
<b>Приложение В</b> .....		113
<b>Приложение Г</b> .....		114

## **ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ**

В настоящем отчёте о ВКР применяются следующие сокращения и обозначения:

СВЧ – сверхвысокая частота

ФРС – Free Pascal Compiler (бесплатно распространяемый компилятор языка программирования Pascal)

ЛС – лазерная система

СХПК – система хранения и подачи компонентов

ПГС – пневмогидравлическая система

СВД – система высокого давления

ПГГ – парогенератор

УВ – устройство воспламенения

ПЭК ДД – электропневмоклапан двойного действия

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время технические характеристики и требования к технике, которая связана с полетами со сверхзвуковой скоростью возрастают. Способы, которые дают возможность воздействовать на поток для улучшения аэродинамических характеристик, являются наиболее значимыми в данной области.

Актуальность и применимость работы. Существует множество способов подвода энергии в скоростном потоке, в большинстве случаев происходит формирование протяженной области неоднородности – теплового следа, который является основным элементом воздействия.

Результаты многочисленных исследований показали, что тепловой след может привести к перестройке ударно-волновой структуры, изменить аэродинамические моменты и способствовать снижению аэродинамического сопротивления. Наиболее технологичный и удобный для практического применения способ воздействия на сверхзвуковой поток - ввод энергии лазерного излучения. Организуется оптический пробой газа и поглощение энергии излучения созданной плазмой.

Поддержание оптического разряда в высокоскоростном газовом потоке позволит заменить применяемые в данный момент конструктивные элементы (из-за которых образуются в потоке скачки уплотнения) в гиперзвуковых летательных аппаратах, которые нужны для зажигания топлива, с помощью локализации плазмы и поддержания ее лазерным излучением появляется возможность управлять поджогом, а также влиять на сам поток, тем самым увеличив существующие пределы скоростей.

Сам импульсный разряд и фундаментальная проблема взаимодействия лазерного излучения на атмосферный воздух, движущийся газ и др. были изучены в различных научных трудах, которые помогали в освоении данной темы.

Одним из направлений исследования фундаментальной задачи взаимодействия лазерного излучения с атмосферным воздухом является

влияние движения газа на образование оптического разряда, поглощение энергии в нем, взаимодействие оптического разряда с ударной волной [1-3]. Применение лазерного излучения для воздействия на структуру сверхзвукового потока газа является перспективной задачей [4-5], исследуемой и в рамках аэрокосмических разработок [6].

Основная цель работы – исследовать возможность непрерывного лазерного разряда, локализованного в высокоскоростном газовом потоке, предложить математические модели, а также проект экспериментального стенда, с помощью которого можно будет применять теорию на практике. В процессе углубления в данную тему возникали задачи, которые следовало решить, так основной задачей было предложить работающую математическую модель плазмы в равновесном (п. 2) и двухтемпературном (п. 3) приближениях. Данная задача делилась на множество подзадач, решения которым нужно было найти.

Апробация результатов. Результаты работы были опубликованы в научных журналах:

– «Интернаука» 22 (198), часть 2 (ISSN: 2687-0142), стр. 92-95 (DOI:10.32743/26870142.2021.22.198.288416). Статья: Определение траекторий движения одиночного электрона вокруг иона в полностью ионизированной плазме,

– «Студенческий вестник» 21 (166), часть 8 (ISSN: 2686-9810), стр. 99-103. Статья: Одномерная равновесная модель непрерывного оптического разряда в высокоскоростном газовом потоке,

– Сборник научных статей по материалам V – международной научно-практической конференции «Вестник науки», фундаментальные и прикладные исследования: инноватика в современном мире, К-196-0, стр. 8-19. Статья: Разработка одномерной модели непрерывного оптического разряда в высокоскоростном равновесном потоке воздуха.

В настоящей работе были исследованы возможности получения стационарного оптического разряда в высокоскоростном газовом потоке.

Сформулирована математическая модель стационарного разряда (для воздуха в условиях равновесия, для аргона приведена неравновесная двухтемпературная модель), приведены оценки параметров лазерного излучения, необходимого для поддержания стационарного разряда. По полученным математическим моделям написаны коды процедур для получения всех значений параметров, нужных для описания данного процесса. Приведена принципиальная оптическая схема для регистрации теневой картины. Представлена обстановка эксперимента, предложен подвод непрерывного излучения.



## 1 Теоретическая справка

Эффект оптического пробоя был обнаружен еще в 1963 году такими учеными, как П.Мейкер, Р.Терхун и У.Сэвидж [7]. Само обнаружение данного эффекта стало доступным благодаря созданию лазера с модулированной добротностью, который дает очень мощный импульс (длительность  $\pm 30$  нс, энергия 1 Дж, пиковая мощность 30 МВт). Луч данного рубинового лазера был сфокусирован линзой, в комнатном воздухе в области фокуса вспыхнула искра и там образовалась плазма.

В последствии, был теоретически предсказан и получен на опыте в 1970 году непрерывный оптический разряд [8]. По сравнению с традиционными способами поддержания плазмы с температурой примерно 10000 К при помощи дугового, индукционного, СВЧ-разрядов, для подвода энергий к плазме оптическим способом не требуется конструктивных элементов: электродов, индуктора, волновода. Световая энергия свободно передается на расстояние световым лучом. Это открывает возможность зажигания плазмы на расстоянии от лазера и в любых, даже труднодоступных местах. Если продувать холодный газ через горящий непрерывный оптический разряд, подобно тому, как это делается в дуговых и прочих генераторах непрерывной плазменной струи - плазмотронах, получается оптический плазмотрон (рис. 1)

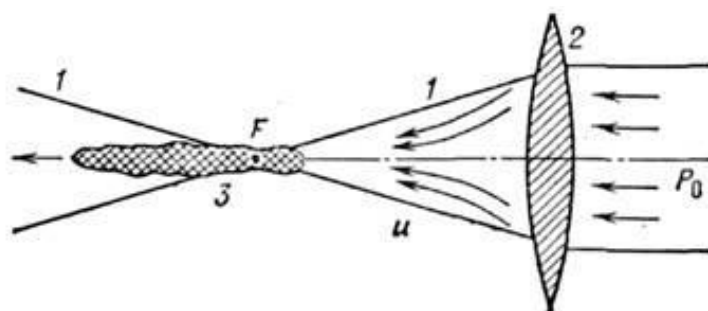


Рисунок 1 - Принципиальная схема оптического плазмотрона: 1 - контуры светового канала; 2 - линза; 3 - плазма; F - точка фокуса; u - газовый поток;  $P_0$  - лазерное излучение. [9]

Оптический разряд – вид высокочастотного разряда в газах, который наблюдается в воздухе или других газах, в частотах излучения оптического диапазона. Инициирование оптического разряда обычно создается мощным лазерным излучением. Различают два основных вида оптического разряда:

- Оптический пробой (лазерная искра) – этот эффект может наблюдаться при фокусировки достаточно мощных лазерных импульсов. Величина интенсивности порядка  $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> является необходимой для получения данного эффекта в воздухе. Происходит бурное нарастание ионизации ранее не ионизированного газа. [10]

- Непрерывный оптический разряд – стационарный газовый разряд, который с помощью лазерного излучения поддерживается в созданной ранее относительно плотной плазме, то есть существующее ионизированное состояние газа поддерживается под действием светового излучения. [11]

Пороговое поле, при котором наблюдается оптический разряд, зависит от многих факторов, таких как:

- Род газа
- Давление
- Длительность импульса
- Размер фокусного пятна

И др.

Пороговая интенсивность снижается при не очень больших давлениях.

Основой для оптического пробоя является эффект развития электронной лавины, однако при этом затравочные электроны появляются в результате многофотонной ионизации молекул или атомов газа. При взаимодействии лазерного излучения с атомом происходит поглощение нескольких (порядка 10—20) фотонов, сопровождающееся вырыванием электрона. Электрон ускоряется в поле лазерной волны и при соударении с другими атомами производит их ионизацию, рождая ещё один электрон. Затем уже два электрона ускоряются полем и при столкновениях с атомами рожают ещё два

электрона. Таким образом происходит лавинообразное нарастание числа свободных электронов. [10]

Для того, чтобы произошёл пробой необходимо, чтобы за время действия лазерного импульса родилось достаточно большое количество электронов.

Электронная лавина - нарастающий процесс размножения электронов в результате ионизации атомов и молекул, как правило, электронным ударом; является главнейшим элементом электрического пробоя газов. В большинстве случаев электронная лавина развивается в электрическом или электромагнитном поле, хотя возможно лавинное размножение электронов чисто тепловой природы, например в ударной волне. [10]

Для создания ионизированного поля (плазмы) стоит упомянуть, что для процессов ионизации и диссоциации молекул необходимо добиться высокой энергии, которая достигается путем нагрева среды сфокусированным лазерным пучком. Для получения пробоя газа (оптического разряда) с помощью короткого импульса нужно достичь высоких температур в короткий промежуток времени, при которых возникает процесс образования ионов из нейтральных атомов и молекул. Положительно заряженный ион образуется, если электрон в молекуле получает достаточную энергию для преодоления потенциального барьера, равного наименьшей энергии, необходимой для удаления электрона от свободного атома в его низшем энергетическом (основном) состоянии на бесконечность. Отрицательно заряженный ион, наоборот, образуется при захвате дополнительного электрона атомом с высвобождением энергии.

Классифицировать разрядные процессы можно на 3 категории:

1. Пробой газа, развитие в нем бурной лавинной ионизации под действием приложенного внешнего поля, превращение неионизованного вначале газа в плазму. (Оптический разряд)

2. Поддержание полем неравновесной плазмы, в которой температура электронов, обеспечивающих ионизацию, достаточно высока, а газ атомов,

молекул, ионов остается холодным. Обычно это — слабоионизованная плазма при не слишком высоких давлениях, ниже сотни Торр. Степень ионизации при этом гораздо меньше равновесной величины, отвечающей температуре электронов.

3. Поддержание полев равновесной плазмы, в которой температуры электронов и тяжелых частиц близки друг к другу, а степень ионизации близка к термодинамически равновесной. Это — так называемая низкотемпературная плазма с температурами порядка 10000 К, обычно при давлениях порядка атмосферного. (Непрерывный оптический разряд) [11].

2 Математическая модель равновесного стационарного разряда в высокоскоростном газовом потоке.

В данном пункте рассмотрена равновесная модель непрерывного оптического разряда. Равномерный стационарный поток воздуха набегаёт на неподвижное фокальное пятно непрерывного лазерного излучения; исследуется возможность получения непрерывного оптического разряда в высокоскоростном потоке в одномерном приближении. Была получена математическая модель стационарного разряда, при определенных параметрах лазерного излучения, необходимых для достижения поставленной цели.

Основаниями построения равновесной модели послужили первоначальные оценки равновесности, которые показали, что в данном случае плазму можно считать равновесной.

## 2.1 Методика расчета

В работе рассмотрена одномерная геометрия взаимодействия изобарического потока воздуха с фокальным пятном лазерного излучения. В данном приближении параметры излучения и потока зависят только от продольной координаты. Было принято, что только теплопроводность осуществляет теплоотвод от горячей зоны пробоя. Тогда уравнение энергии будет иметь следующий вид:

$$\rho v \frac{dh}{dx} = \alpha I + \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} \quad (2.1)$$

где  $\rho$  – плотность потока;  $v$  – скорость потока  $h$  – энтальпия единицы массы  $x$  – координата  $\alpha$  – коэффициент поглощения  $I$  – интенсивность излучения  $\lambda$  – теплопроводность  $T$  – температура.

Было принято, что параметры потока, после прохождения лазерного пятна, в данной одномерной задаче остаются постоянными, следовательно на выходе из потока были поставлены граничные условия и введено численное интегрирование навстречу потоку.

$$x = x_{out}: T = T_{out}; \frac{dT}{dx} = 0 \quad (2.2)$$

Физическим параметром, определяющий решение, является температура на выходе  $T_{out}$ .

Зная, что  $dh = c_p(T)dT$  можно записать уравнение (1) в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \lambda Y &= \rho v c_p Y - \alpha I \\ \frac{dT}{dx} &= Y \end{aligned} \quad (2.3)$$

Система уравнений (3) интегрируется навстречу потоку, от  $x = x_{out}$  до  $x = x_{in} < x_{out}$  с «начальными» условиями (2).

В (3) входят параметры воздушной плазмы:  $c_p \equiv dh/dT$ ,  $\alpha$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$ . Теплоемкость  $c_p$  для равновесной воздушной плазмы можно определить дифференцированием энтальпии по температуре при постоянном давлении, а энтальпия до 20кК вычисляется по процедуре, описанной в [13]. Молекулярный вес  $\mu$  входит в уравнение состояния:  $\rho = \mu P / (R_0 T)$  и также для равновесной плазмы вычисляется в зависимости от температуры и давления согласно [13].

## 2.2 Выбор параметров

Были рассмотрены следующие варианты параметров набегающего потока:

№ варианта			1	2	3
Высота	H=	km	10	16	20
Давление	P=	atm	0,265	0,10353	0,05529
Температура	T=	K	223,3	216,7	216,7
Плотность	$\rho$ =	kg/m <sup>3</sup>	0,4139	0,1666	0,08900
Число Маха	M=		4	5	7
Скорость потока	v=	m/s	1198	1475	2064
Температура торможения	T0=	K	937,9	1300	2340
Полное давление	P0=	atm	40,20	54,78	228,9
Параметры за прямым скачком	$\lambda$ ^=		0,4677	0,4472	0,4285
	v^=	m/s	262,0	295,0	379,2
	$\rho$ ^=	kg/m <sup>3</sup>	1,892	0,8332	0,4845
	T^=	K	903,7	1257	2269
	P^=	atm	4,903	3,002	3,152
	P0^=	atm	5,583	3,380	3,514

Таблица 1 – Выбор параметров

Все значения параметров (давление температура), которые были изначально взяты, соответствуют стандартной земной атмосфере на соответствующей высоте. Предполагается, что перед стационарным лазерным разрядом в набегающем потоке возникает ударная волна, параметры за которой приведены в таблице с пометкой «^». Рабочий вариант, в данной работе был взят по варианту 2. Для получения одномерной модели при параметрах 1 атм, 10 м/с, 300 К и 1 атм, 300 м/с, были вручную изменены значения параметров  $\rho$ ^,  $v$ ^,  $T$ ^, после чего получена модель при таких параметрах.



### 2.3 Первоначальная оценка равновесности плазмы

Если лазерный разряд формируется в фокусе лазерного пучка, то время пребывания высокоскоростного потока в пределах фокального пятна достаточно мало. Возникает вопрос: насколько существенны неравновесные эффекты в такой плазме и насколько правомерно применение модели равновесной плазмы для описания стационарного лазерного разряда в высокоскоростном воздушном потоке? Энергия лазерного излучения воспринимается электронами плазмы и передается ионам через электрон-ионные столкновения. Оценим характерное время установления равновесия между электронами и ионами. Пусть газокINETический диаметр ионов составляет  $d = 3\text{ \AA}$ . Тогда сечение электрон-ионных столкновений  $\sigma = \pi d^2 / 4 = 7.1 \times 10^{-20} \text{ м}^2$ . В действительности сечение больше из-за действия дальнедействующих кулоновых сил, так что приведенную оценку можно рассматривать как нижнюю. Средняя длина свободного пробега электронов между столкновениями с ионами:  $\lambda = 1/(n\sigma)$ , где  $n = P/(2kT)$  – концентрация ионов в полностью однократно ионизированной равновесной плазме. Для давления  $P = 3 \text{ атм}$  (вариант 2 таблицы 1), согласно [12], температура полной однократной ионизации – около 20кК. Для этих условий  $n = 5.4 \times 10^{23} \text{ 1/м}^3$ ,  $\lambda = 2.6 \times 10^{-5} \text{ м}$ . Среднеквадратическая скорость теплового движения равновесных электронов  $v_e = \sqrt{3kT/m_e} = 9.5 \times 10^5 \text{ м/с}$ , частота электрон-ионных столкновений  $f_e = v_e/\lambda = 3.7 \times 10^{10} \text{ Гц}$ . Если диаметр фокального пятна  $d = 40 \text{ мкм}$ , то при скорости потока за скачком уплотнения  $v = 295 \text{ м/с}$  (вариант 2) число электрон-ионных столкновений за то время, пока газ находится в пределах фокального пятна, составляет  $N = f_e d/v = 5000$ . При каждом столкновении от электрона к иону передается часть энергии, пропорциональная соотношению масс электрона и иона  $m_e/M$ , а число столкновений, необходимое для того, чтобы энергия горячих электронов уменьшилась в  $e$  раз, составляет  $N_{1/e} = M/(4m_e) = 6670$ . Тогда число Дамкеллера, определяемое как  $Da = N_{1/e}/N$ , т.е. отношение между числом

столкновений, необходимым для установления равновесия, и действительно имеющим место числом столкновений, равно  $\approx 1.3$ . Принимая во внимание, что размер области разряда должен быть больше размера фокального пятна, получаем, что в описанных условиях плазму стационарного лазерного разряда можно приближенно считать равновесной. Во всяком случае, для оценок возможности осуществления стационарного лазерного разряда в высокоскоростном воздушном потоке такой подход можно принять за основу.

## 2.4 Аппроксимационные формулы

### 2.4.1 Коэффициент поглощения

Расчет коэффициента поглощения производился по точкам из [13]. Первоочередно, выбраны данные при частотах 9250 и 9500 см<sup>-1</sup>.

Для более точной аппроксимации был выбран диапазон давлений, при котором аппроксимации будут хорошо работать, так в таблице (2) можно видеть выделенные значения коэффициента поглощения из [13] для частоты 9250 см<sup>-1</sup>, по которым была сделана аппроксимация. При температуре  $T \leq 10000$  К аппроксимационная зависимость была построена в диапазоне давления от 0,003 до 10 атм, а при температуре  $T \geq 10000$  К от 0,1 до 10. Таким образом были получены графики (2-19), на которых есть аппроксимационные уравнения для коэффициентов поглощения в зависимости от выше указанных диапазонов давлений при  $T = \text{const}$ .

После получения формул коэффициента поглощения от давления для каждой температуры, был определен общий вид уравнения, как формула (2.4)

$$\alpha(p, T) = A(T) \times p^{B(T)} \quad (2.4)$$

где  $\alpha(p, T)$  – коэффициент поглощения, зависящий от давления и температуры,  $A(T)$  – коэффициенты, полученные при аппроксимации коэффициента поглощения по давлению при  $T = \text{const}$ , умножающийся на давление в степени  $B(T)$ , зависит от температуры,  $p$  – давление,  $B(T)$  – коэффициент степени при давлении, которые были так же получены при аппроксимации коэффициента поглощения по давлению при  $T = \text{const}$ .

Далее были аппроксимированы  $A(T)$  и  $B(T)$ , рисунки (20-21). Эти аппроксимационные формулы используются в основной формуле (2.4).

p\T	2000	2500	3000	3500	4000	5000	6000	7000	8000	9000	10000	11000	12000	13000	14000	16000	18000	20000
1,00E-04	1,00E-13	2,00E-11	2,40E-10	6,60E-10	2,80E-09	2,10E-08	6,10E-08	5,40E-07	4,40E-06	1,70E-05	2,70E-05	2,20E-05	1,40E-05	8,80E-06	5,70E-06	2,70E-06	1,50E-06	1,10E-06
1,00E-03	1,10E-12	2,90E-10	1,90E-10	2,00E-08	8,00E-08	4,00E-07	1,30E-06	6,30E-06	5,10E-05	5,50E-04	7,00E-04	1,10E-03	1,10E-03	8,00E-04	5,50E-04	2,70E-04	1,40E-04	9,10E-05
3,00E-02	3,40E-12	9,80E-10	6,50E-09	1,10E-07	4,00E-07	1,80E-06	5,70E-06	2,20E-05	1,60E-04	8,10E-04	2,60E-03	5,40E-03	8,80E-03	6,20E-03	4,60E-03	2,40E-03	1,30E-03	7,70E-04
1,00E-01	1,20E-11	3,80E-09	3,40E-08	6,90E-07	2,40E-06	9,60E-06	2,80E-05	9,20E-05	5,60E-04	2,90E-03	1,00E-02	2,40E-02	4,00E-02	4,70E-02	4,30E-02	2,50E-02	1,40E-02	8,30E-03
3,00E-01	4,20E-11	1,40E-08	2,10E-07	3,80E-06	1,30E-05	4,80E-05	1,20E-04	3,60E-04	1,80E-03	9,20E-03	3,20E-02	8,50E-02	1,80E-01	2,40E-01	2,70E-01	2,00E-01	1,20E-01	7,30E-02
1,00E+00	1,60E-10	6,20E-08	1,10E-06	2,40E-05	7,80E-05	2,70E-04	6,60E-04	1,70E-03	7,10E-03	3,30E-02	1,20E-01	3,20E-01	6,80E-01	1,20E+00	1,50E+00	1,70E+00	1,20E+00	7,80E-01
3,00E+00	5,40E-10	2,60E-07	6,50E-06	3,10E-04	4,10E-04	1,40E-03	3,20E-03	7,90E-03	2,60E-02	1,10E-01	3,80E-01	1,10E+00	2,30E+00	4,40E+00	6,80E+00	1,00E+01	9,20E+00	6,60E+00
1,00E+01	1,90E-09	1,30E-06	3,30E-05	8,10E-04	2,50E-03	7,70E-03	1,90E-02	4,50E-02	1,20E-01	4,20E-01	1,40E+00	3,90E+00	8,80E+00	1,70E+01	2,90E+01	5,70E+01	6,90E+01	6,10E+01
3,00E+01	6,00E-09	6,00E-06	2,00E-04	4,20E-03	1,30E-02	3,60E-02	9,60E-02	2,30E-01	5,40E-01	1,50E+00	4,70E+00	1,30E+01	3,00E+01	6,00E+01	1,10E+02	2,10E+02	3,10E+02	3,30E+02
1,00E+02	2,00E-08	3,30E-05	1,00E-03	2,50E-02	8,00E-02	1,70E-01	5,50E-01	1,40E+00	3,00E+00	7,30E+00	1,90E+01	5,10E+01	1,20E+02	2,00E+02	3,80E+02	8,40E+02	1,40E+03	1,80E+03

Таблица 2 – значения коэффициента поглощения для частоты 9250 см<sup>-1</sup>. [13]

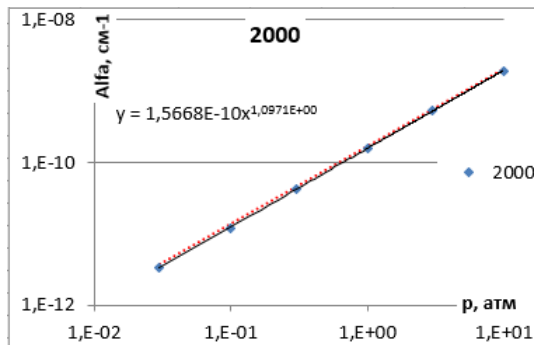


Рисунок 2 -  $\alpha(p)$  при T=2000 К

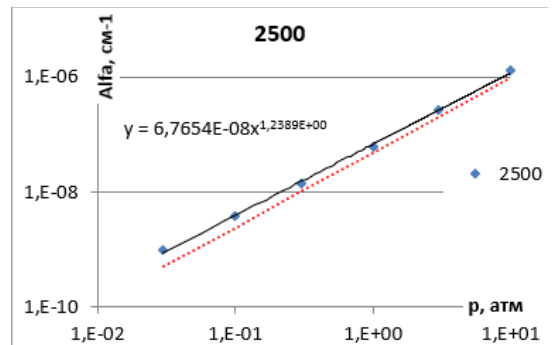


Рисунок 3 -  $\alpha(p)$  при T=2500 К

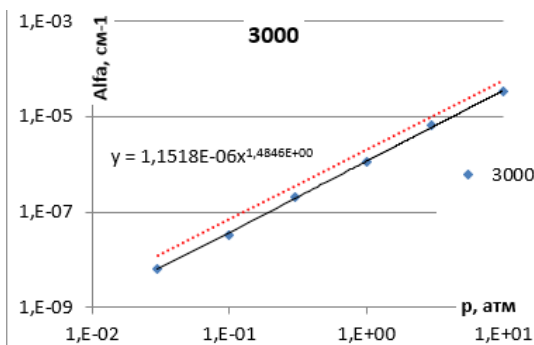


Рисунок 4 -  $\alpha(p)$  при T=3000 К

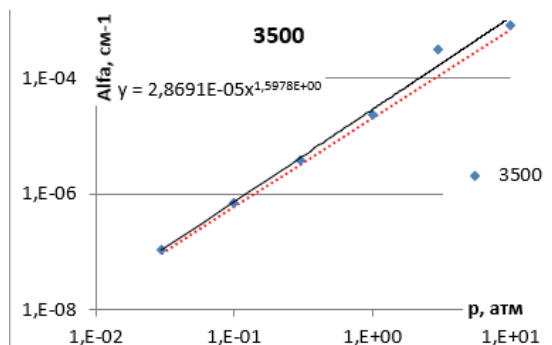


Рисунок 5 -  $\alpha(p)$  при T=3500 К

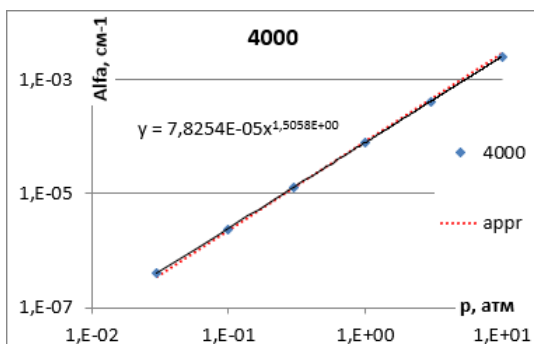


Рисунок 6 -  $\alpha(p)$  при T=4000 К

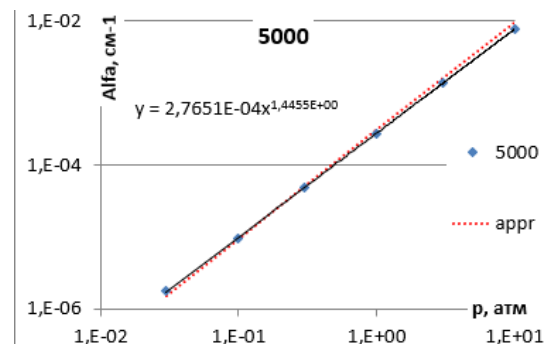


Рисунок 7 -  $\alpha(p)$  при T=5000 К

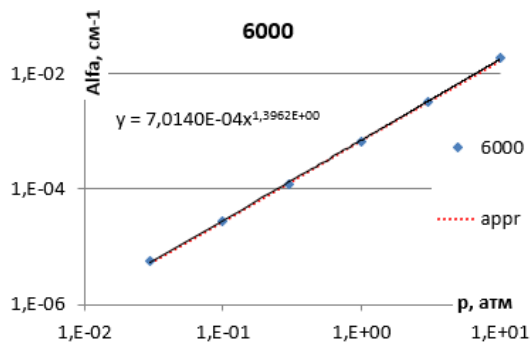


Рисунок 8 -  $\alpha(p)$  при  $T=6000$  К

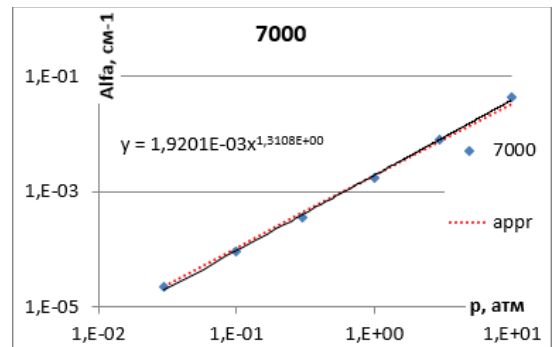


Рисунок 9 -  $\alpha(p)$  при  $T=7000$  К

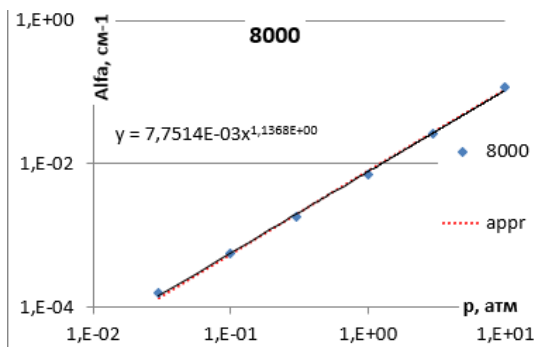


Рисунок 10 -  $\alpha(p)$  при  $T=8000$  К

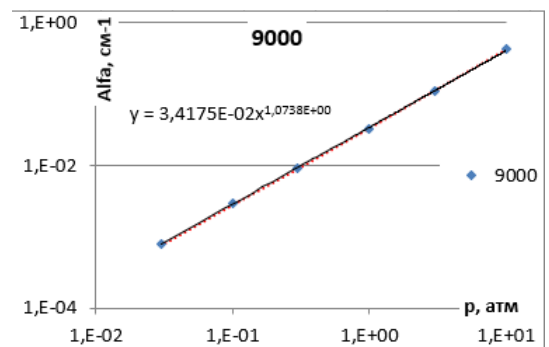


Рисунок 11 -  $\alpha(p)$  при  $T=9000$  К

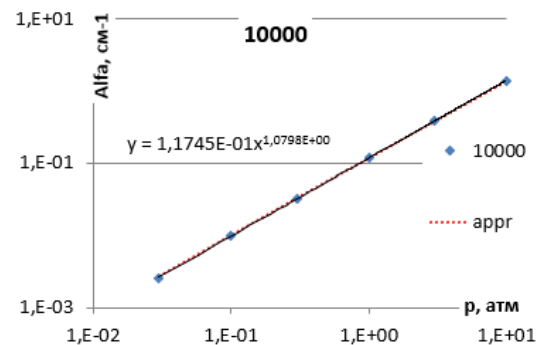


Рисунок 12 -  $\alpha(p)$  при  $T=10000$  К

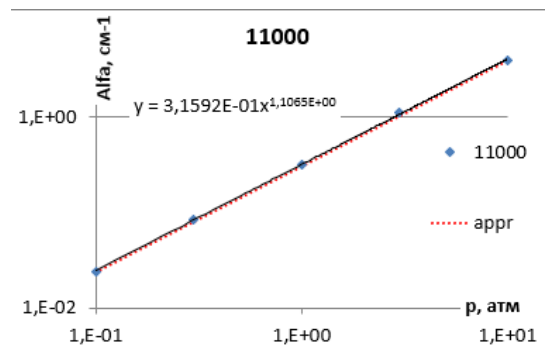


Рисунок 13 -  $\alpha(p)$  при  $T=11000$  К

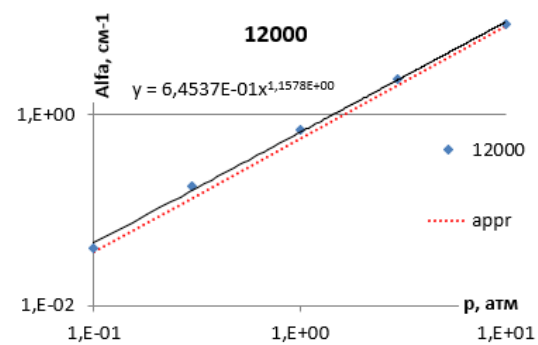


Рисунок 14 -  $\alpha(p)$  при  $T=12000$  К

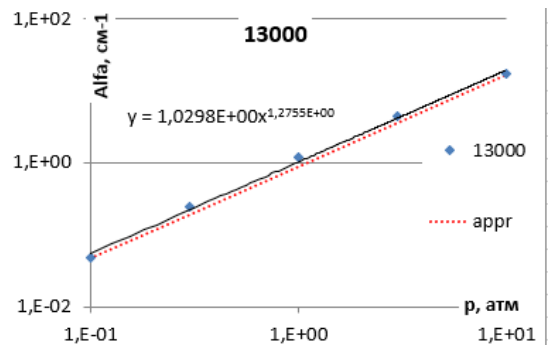


Рисунок 15 -  $\alpha(p)$  при  $T=13000$  К

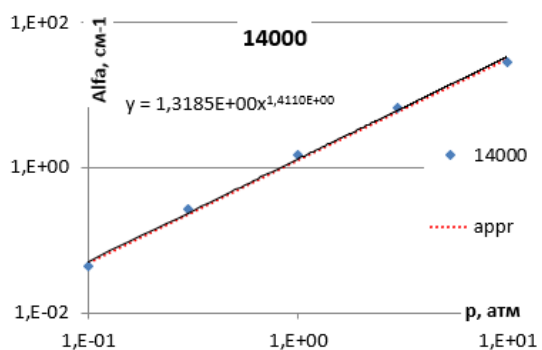


Рисунок 16 -  $\alpha(p)$  при  $T=14000$  К

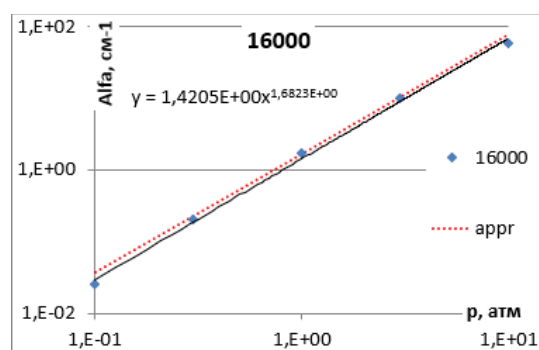


Рисунок 17 -  $\alpha(p)$  при  $T=16000$  К

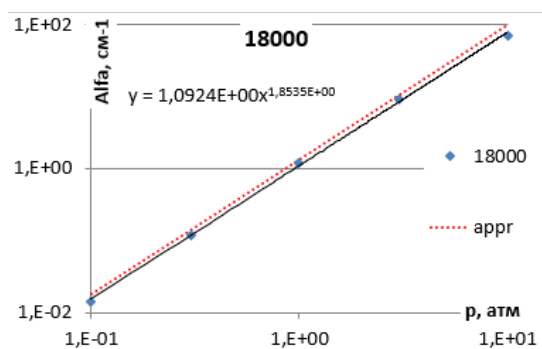


Рисунок 18 -  $\alpha(p)$  при  $T=18000$  К

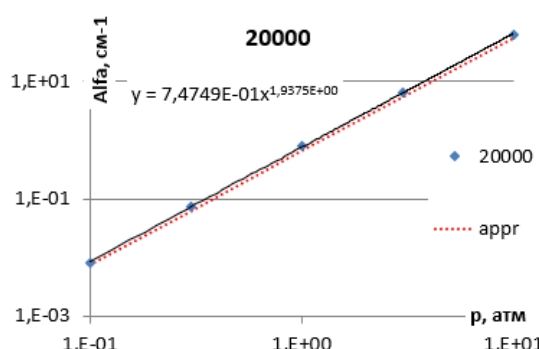


Рисунок 19 -  $\alpha(p)$  при  $T=20000$  К

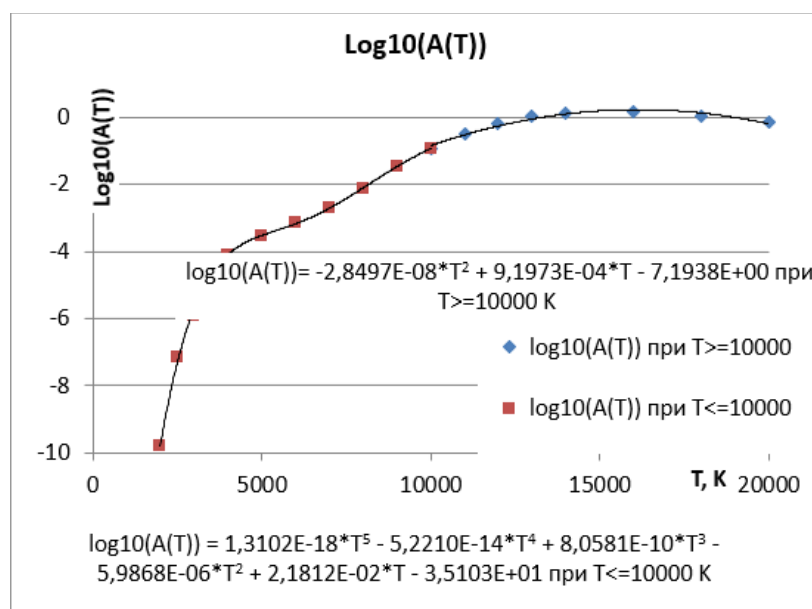


Рисунок 20 –  $\log_{10}A(T)$  для температур от 2000 до 20000 К

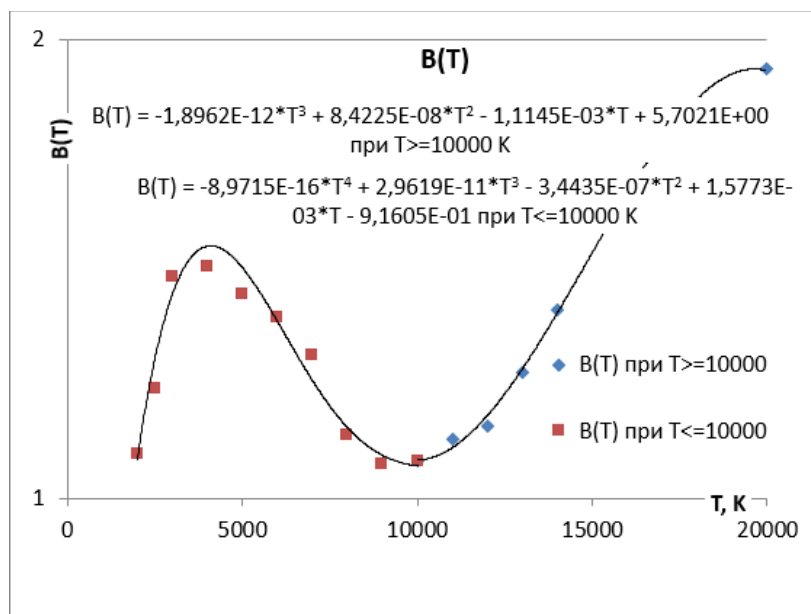


Рисунок 21 –  $B(T)$  в диапазоне температур от 2000 до 20000 К

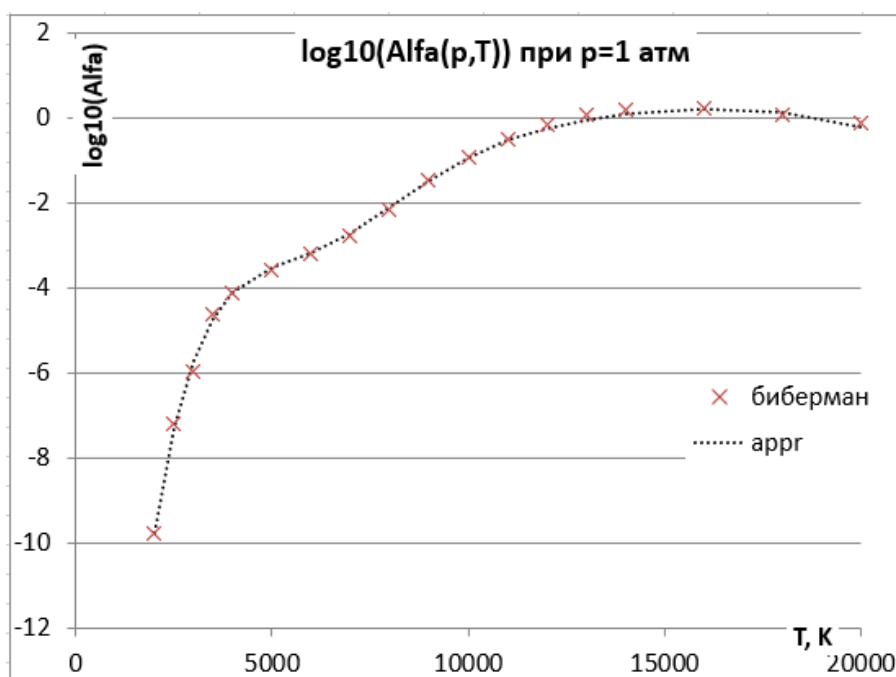


Рисунок 22 – Наложённые значения из [13] и работающей аппроксимацией для данных значений.

Таким образом, мы можем посчитать коэффициент поглощения для частоты  $9250 \text{ см}^{-1}$  в диапазоне давлений от 0,03 до 10 атм при  $T \leq 10000$  К и в диапазоне от 0,1 до 10 атм при  $T \geq 10000$  К. Выше приведен график (22), где наглядно показаны значения коэффициента поглощения для фиксированной 1

атм по [13], а также значения, полученные с помощью аппроксимационных формул.

Процесс получения модели расчетов для частоты  $9500 \text{ см}^{-1}$  аналогичен, ниже (23-42) приведены все аппроксимации по данной частоте.

Значения коэффициента поглощения брались в диапазоне давлений от 0,03 до 10 атм при  $T < 12000 \text{ К}$ , и при температуре  $T \geq 12000 \text{ К}$  от 0,3 до 10 атм.

T, K(p, атм)	0,0001	0,001	0,03	0,1	0,3	1	3	10	30	100
2000	1,20E-13	1,20E-12	3,90E-12	1,40E-11	4,70E-11	1,80E-10	6,00E-10	2,20E-09	6,60E-09	2,20E-08
2500	2,20E-11	3,20E-10	1,10E-09	4,60E-09	1,70E-08	8,20E-08	3,60E-07	1,90E-06	8,90E-06	5,00E-05
3000	2,40E-10	2,20E-10	7,80E-09	4,40E-08	2,90E-07	1,60E-06	9,90E-06	5,10E-05	3,20E-04	1,60E-03
3500	1,00E-09	2,50E-08	1,20E-07	7,80E-07	4,40E-06	2,80E-05	1,50E-04	1,00E-03	5,20E-03	3,10E-02
4000	6,10E-09	1,20E-07	5,20E-07	2,80E-06	1,40E-05	8,70E-05	4,50E-04	2,80E-03	1,50E-02	9,10E-02
5000	5,20E-08	8,80E-07	3,40E-06	1,60E-05	6,80E-05	3,40E-04	1,60E-03	8,70E-03	3,90E-02	1,90E-01
6000	1,40E-07	2,70E-06	1,10E-05	5,20E-05	2,10E-04	1,00E-03	4,40E-03	2,30E-02	1,10E-01	6,00E-01
7000	1,60E-06	1,80E-05	5,70E-05	2,10E-04	7,40E-04	3,10E-03	1,20E-02	5,80E-02	2,70E-01	1,50E+00
8000	1,40E-05	1,50E-04	4,70E-04	1,60E-03	5,00E-03	1,70E-02	5,40E-02	2,00E-01	7,30E-01	3,60E+00
9000	5,30E-05	6,60E-04	2,50E-03	8,70E-03	2,70E-02	9,20E-02	2,80E-01	9,50E-01	2,90E+00	1,00E+01
10000	8,30E-05	2,10E-03	7,90E-03	3,00E-02	9,60E-02	3,40E-01	1,00E+00	3,60E+00	1,10E+01	3,60E+01
11000	6,60E-05	3,40E-03	1,60E-02	7,30E-02	2,60E-01	9,50E-01	3,00E+00	1,00E+01	3,20E+01	1,10E+02
12000	4,20E-05	3,20E-03	2,00E-02	1,20E-01	4,90E-01	2,00E+00	6,80E+00	2,40E+01	7,50E+01	2,60E+02
13000	2,60E-05	2,40E-03	1,80E-02	1,40E-01	7,10E-01	3,40E+00	1,20E+01	4,60E+01	1,50E+02	4,80E+02
14000	1,70E-05	1,60E-03	1,30E-02	1,20E-01	7,90E-01	4,60E+00	1,90E+01	7,60E+01	2,50E+02	8,30E+02
16000	7,60E-06	7,60E-04	6,70E-03	7,10E-02	5,70E-01	4,80E+00	2,60E+01	1,30E+02	4,60E+02	1,60E+03
18000	3,70E-06	3,90E-04	3,50E-03	3,80E-02	3,30E-01	3,30E+00	2,20E+01	1,50E+02	6,10E+02	2,40E+03
20000	1,70E-06	2,10E-04	1,90E-03	2,20E-02	1,90E-01	2,00E+00	1,50E+01	1,20E+02	6,10E+02	2,80E+03

Таблица 3 – значения для коэффициента поглощения для частоты  $9500 \text{ см}^{-1}$  [13].

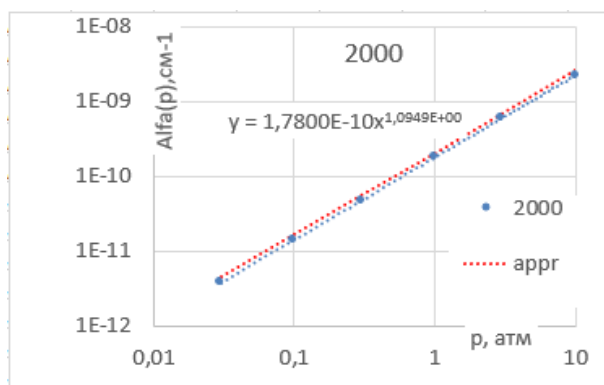


Рисунок 23 -  $\alpha(p)$  при  $T=2000 \text{ К}$

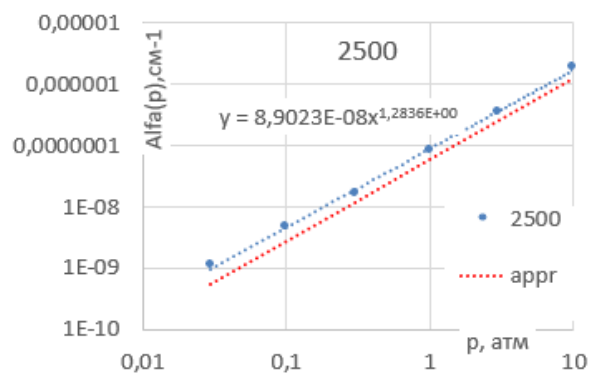


Рисунок 24 -  $\alpha(p)$  при  $T=2500 \text{ К}$



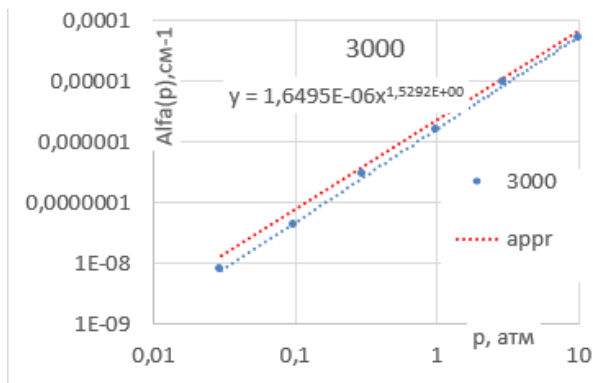


Рисунок 25 -  $\alpha(p)$  при  $T=3000$  К

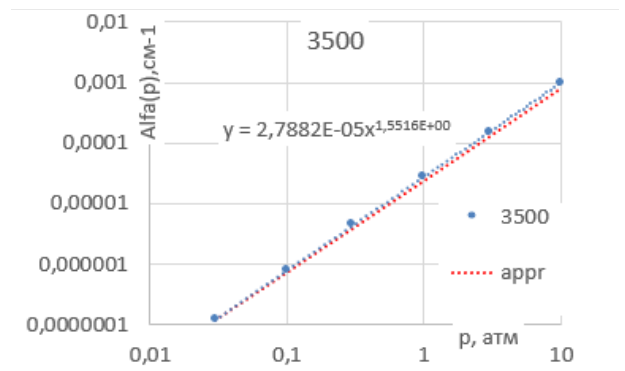


Рисунок 26 -  $\alpha(p)$  при  $T=3500$  К

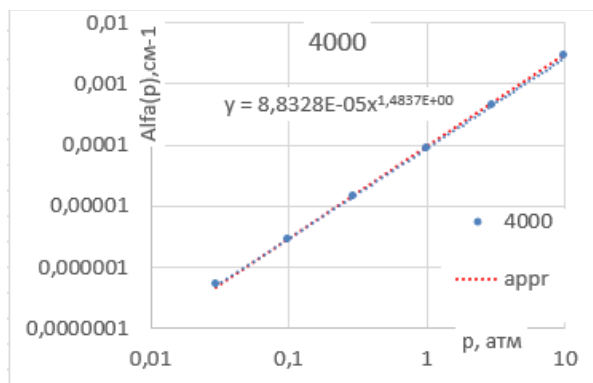


Рисунок 27 -  $\alpha(p)$  при  $T=4000$  К

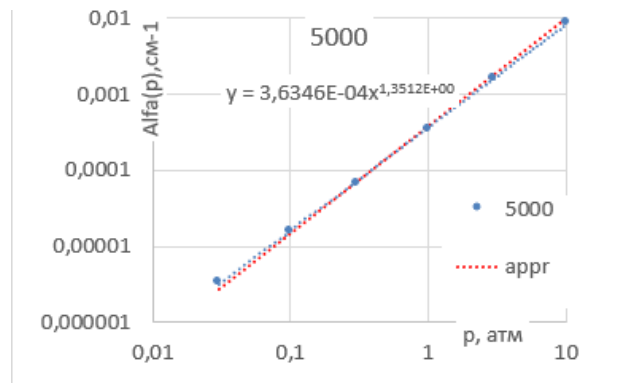


Рисунок 28 -  $\alpha(p)$  при  $T=5000$  К

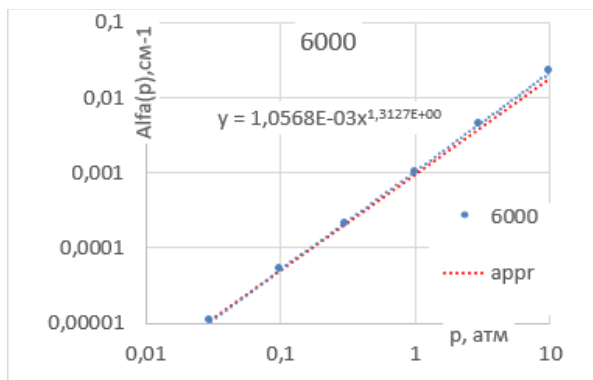


Рисунок 29 -  $\alpha(p)$  при  $T=6000$  К

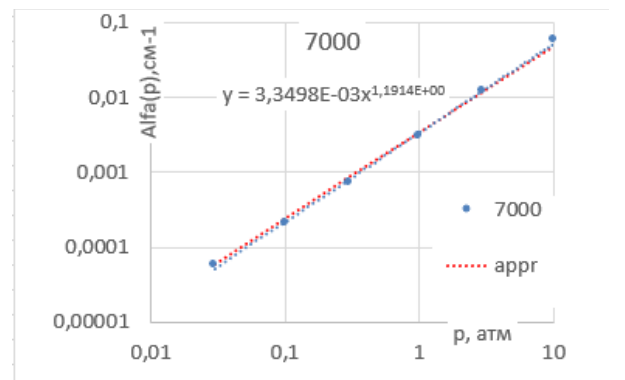


Рисунок 30 -  $\alpha(p)$  при  $T=7000$  К

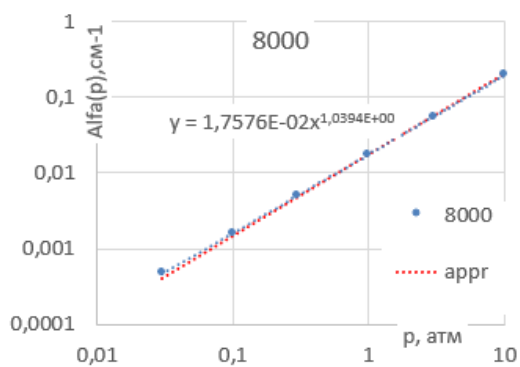


Рисунок 31 -  $\alpha(p)$  при  $T=8000$  К

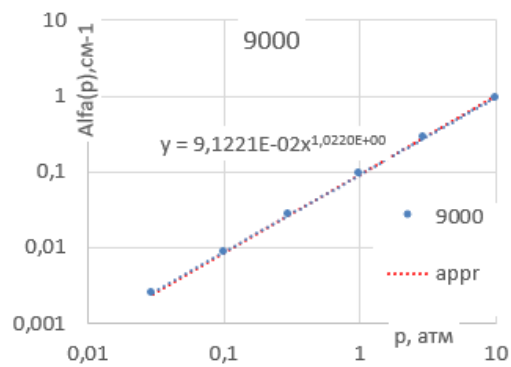


Рисунок 32 -  $\alpha(p)$  при  $T=9000$  К

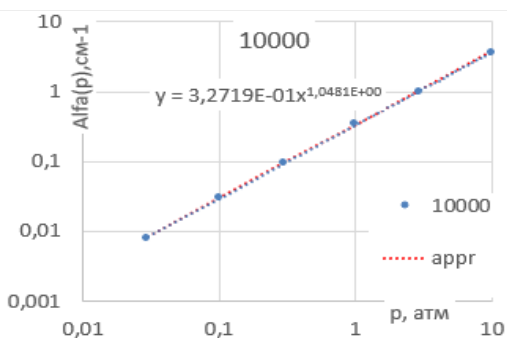


Рисунок 33 -  $\alpha(p)$  при  $T=10000$  К

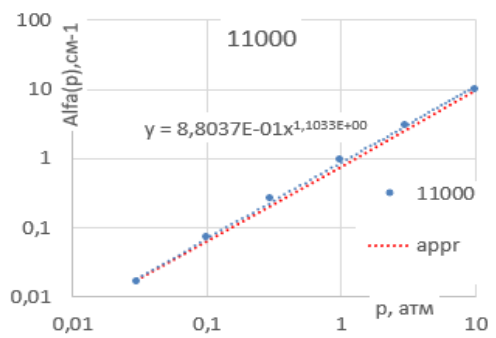


Рисунок 34 -  $\alpha(p)$  при  $T=11000$  К

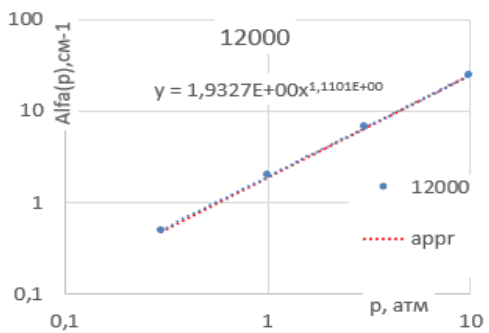


Рисунок 35 -  $\alpha(p)$  при  $T=12000$  К

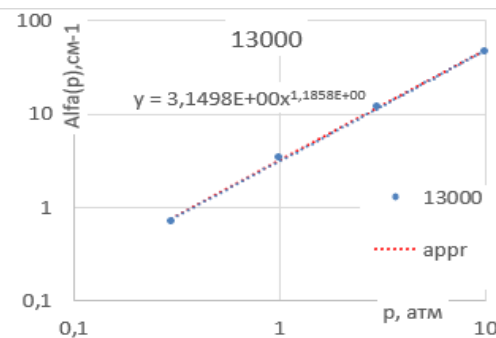


Рисунок 36 -  $\alpha(p)$  при  $T=13000$  К

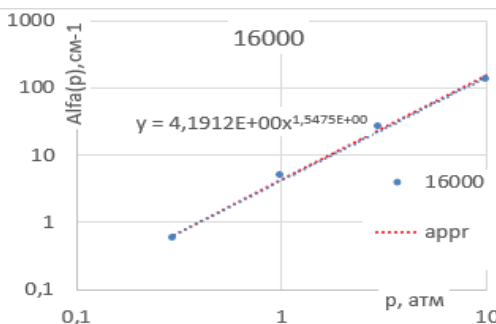
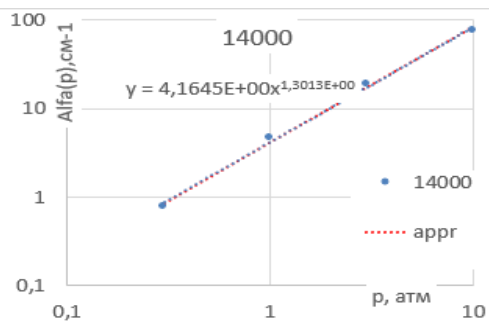


Рисунок 37 -  $\alpha(p)$  при  $T=14000$  К

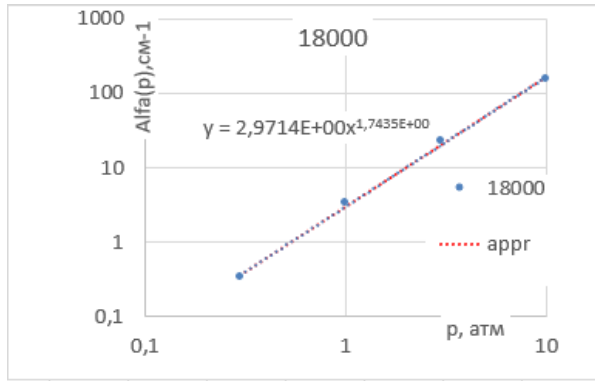


Рисунок 38 -  $\alpha(p)$  при  $T=16000$  К

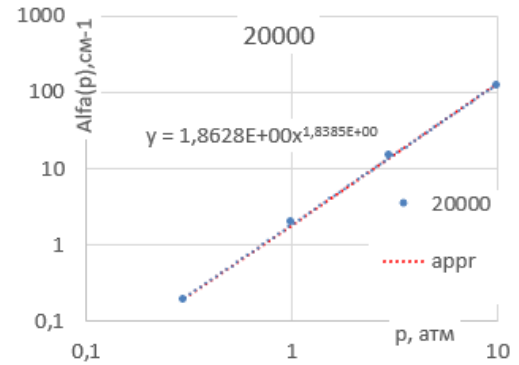


Рисунок 39 -  $\alpha(p)$  при  $T=18000$  К

Рисунок 40 -  $\alpha(p)$  при  $T=20000$  К

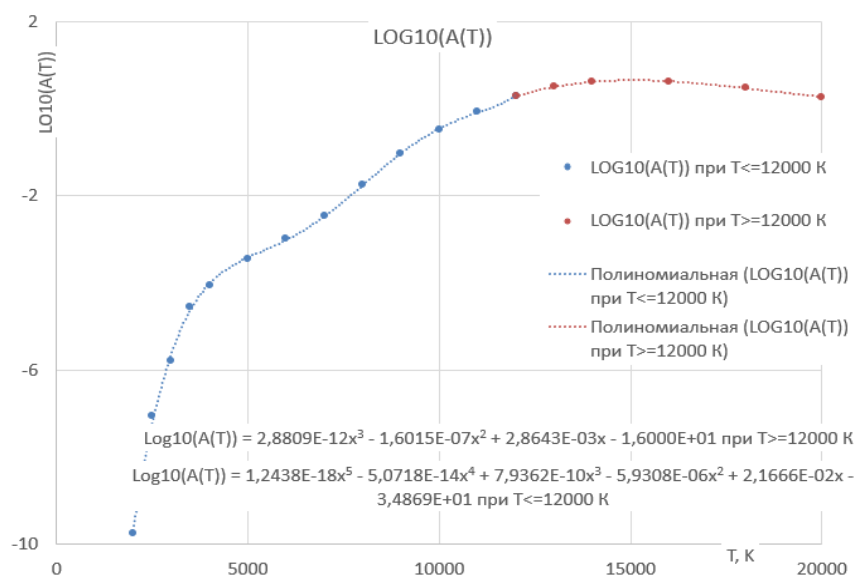
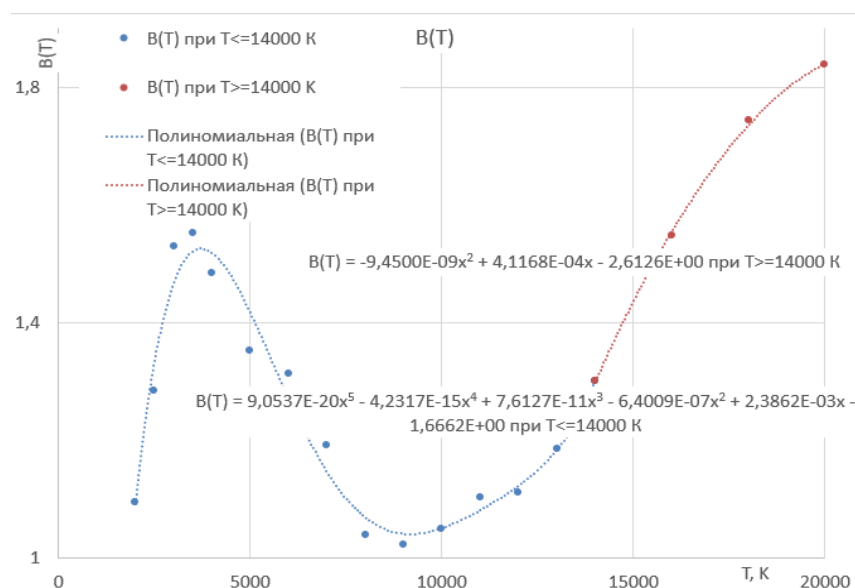


Рисунок 41 –  $\log_{10}(A(T))$  для температур от 2000 до 20000 К



## Рисунок 42 – $B(T)$ для температур от 2000 до 20000 К

Таким образом могут быть вычислены значения коэффициента поглощения для частот 9250-9500  $\text{см}^{-1}$ , давлений 0,03 – 10 атм и температур 2000-20000 К.

Длина волны лазерного излучения равна 1064 нм, исходя из этого частота равна примерно 9398,5  $\text{см}^{-1}$ . Следовательно для получения более близких к реальности значений стоит выбрать модель для получения коэффициента поглощения при частоте 9500  $\text{см}^{-1}$ .

### 2.4.2 Молекулярный вес и энтальпия

Молекулярный вес равновесной воздушной плазмы вычисляется согласно [12]. Считается, что исходный состав воздуха – 21%  $\text{O}_2$  и 79%  $\text{N}_2$ , причем влиянием оксидов азота пренебрегается. Это достаточно обосновано, т.к. оксиды азота существуют в ограниченном диапазоне температур (8-10 кК), хотя и могут в этом диапазоне влиять на процессы ионизации. Результаты вычислений приведены на рисунке (43) (на фоне графика, заимствованного из [12], точками показаны результаты вычислений). Таким образом может быть вычислен молекулярный вес воздуха в диапазоне температур до 20 кК и давлений от 0.001 до 1000 атм. Зависимости молекулярного веса от температуры обнаруживают ряд характерных особенностей, имеющих ясный физический смысл. Особенно это заметно при низких давлениях. Так, для  $P=0.001$  атм в диапазоне  $T=3-4$  кК имеется «полка», соответствующая полной диссоциации кислорода  $\text{O}_2 \rightarrow 2\text{O}$ . При  $T=6-7$  кК - такая же особенность, связанная с диссоциацией азота. Молекулярный вес на этой «полке» ровно в 2 раза меньше исходного веса воздуха, т.к. все двухатомные молекулы полностью диссоциированы. При  $T=12-17$  кК – полная однократная ионизация, при которой молекулярный вес уменьшается еще вдвое, поскольку масса электрона пренебрежимо мала по сравнению с массами атомов кислорода и азота. При дальнейшем повышении температуры молекулярный вес снижается дальше, что говорит о начале многократной ионизации.

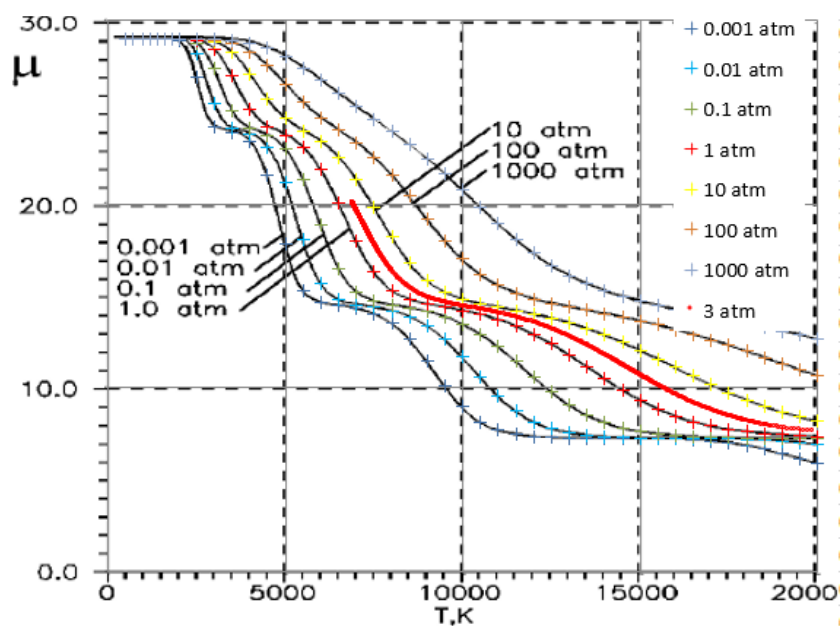


Рисунок 43 – Точки среднего молекулярного веса при разных давлениях по формулам [12], наложенные на график из модели [12]

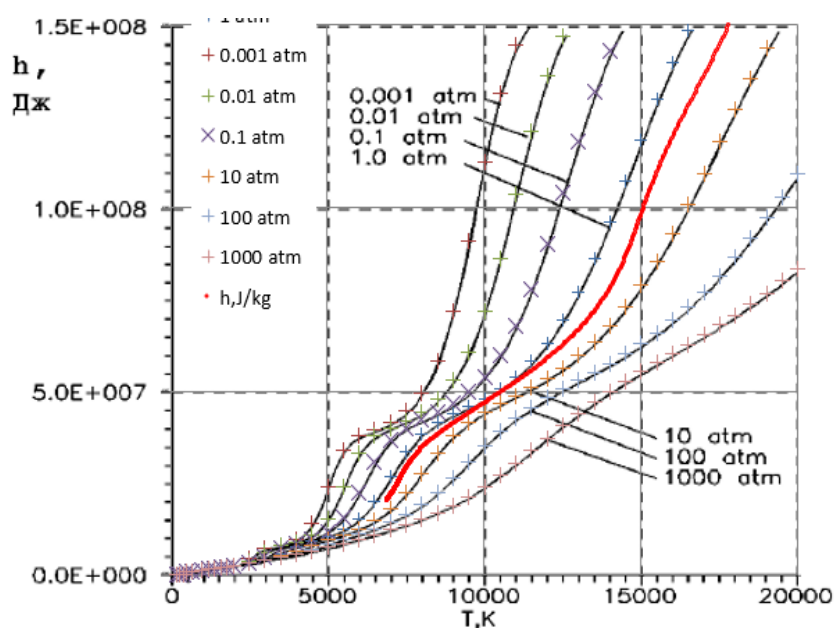


Рисунок 44 – Точки удельной массовой энтальпии при разных давлениях по формулам из [12], наложенные на график из модели [12] (красная линия –  $P=3$  атм)

### 2.4.3 Теплоемкость

Поскольку  $c_p = (\partial p / \partial T)_p$ , теплоемкость можно вычислить дифференцированием (45, 46).

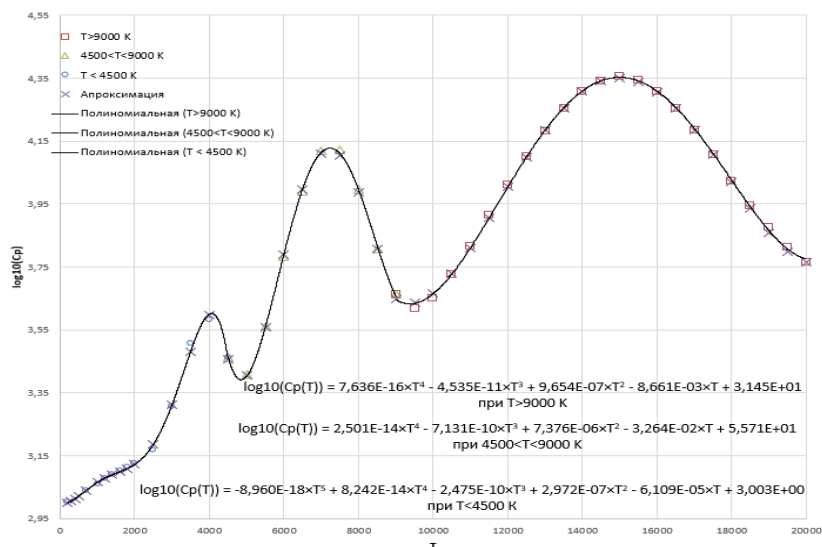


Рисунок 45 – Зависимость теплоемкости [Дж/(кг\*К)] воздуха от температуры при P=1 атм

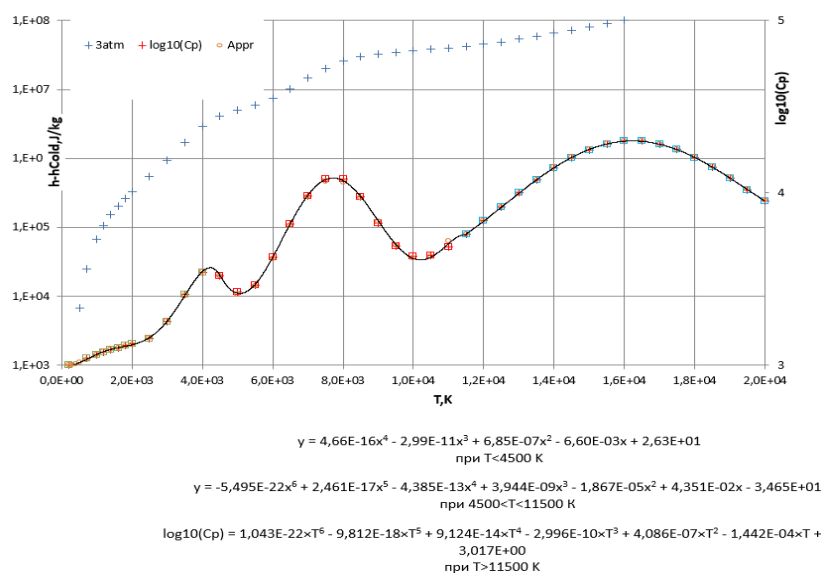


Рисунок 46 – Зависимость теплоемкости [Дж/(кг\*К)] воздуха от температуры при P= 3 атм (x=T, y=log<sub>10</sub>(C<sub>p</sub>))

Аппроксимационная зависимость теплоемкости от температуры для давлений  $P=1$  атм и  $P=3$  атм приведены на соответствующих рисунках (45, 46).

#### 2.4.4 Теплопроводность

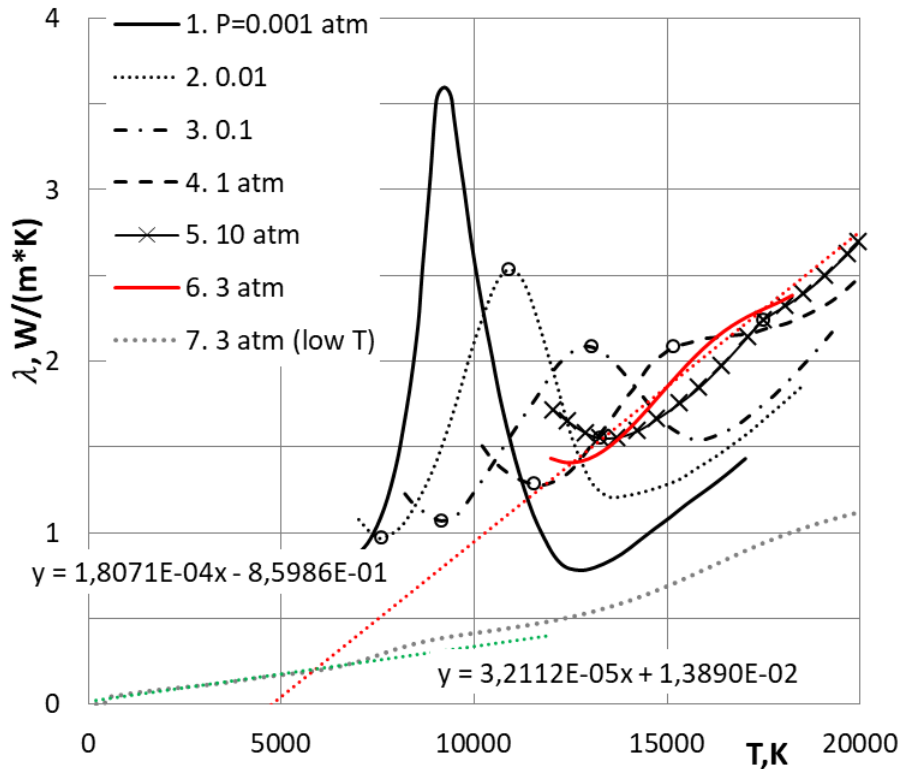


Рисунок 47 – Аппроксимационная модель для расчета теплопроводности при 1 и 3 атм ( $x=T$ ;  $y=\lambda$ )

Вязкость воздуха определяется по модифицированной формуле Сатерленда до температур 9000 К [14]

$$\frac{\mu}{\mu_{\infty}} = \left(\frac{T}{T_{\infty}}\right)^{1/2} \frac{1 + 111/T_{\infty}}{1 + 111/T} \left( \frac{1}{1 + 0.89c_A/c_M} + \frac{1.42}{1 + 1.26c_M/c_A} \right), \quad (2.5)$$

$c_M$  и  $c_A$  – концентрация молекул и атомов в высокотемпературном частично диссоциированном воздухе, вычисляемый согласно [12]. При давлениях свыше 0.1 атм и температурах меньше 9000К степень ионизации не превышает 3% - это позволяет не учитывать влияние электронов на теплопроводность.

Принимая число Прандтля в этом диапазоне температур постоянным и равным 0.72, получаем:

$$\lambda = \frac{c_p \mu_\infty}{Pr} \left( \frac{T}{T_\infty} \right)^{1/2} \frac{1 + 111/T_\infty}{1 + 111/T} \left( \frac{1}{1 + 0.89c_A/c_M} + \frac{1.42}{1 + 1.26c_M/c_A} \right) \quad (2.6)$$

На рисунке (47) эта зависимость представлена кривой 7.

При температурах, превышающих 8000-9000К, на теплопроводность значительное влияние оказывает ионизация [15], поскольку при наличии свободных электронов тепловая энергия переносится в основном именно электронами. Приведены данные по теплопроводности ионизированной равновесной воздушной плазмы в диапазоне температур от ~10кК до 20 кК и давлений от 0.001 до 10 атм. Эти данные показаны на рисунке (47) кривыми 1-5. Для P=3 атм данные получены интерполяцией (кривая 6). На рисунке (47) существует значительный разрыв между данными вязкости и теплопроводности. Данные в данном промежутке отсутствуют, в связи с этим была искусственно внедрена интерполяционная зависимость. Таким образом на рисунке (47) показаны зависимости, которые позволяют оценить теплопроводность воздуха в условиях равновесия для температур до 20000 К, давлений 1 и 3 атм. Для данных давлений была использована одна аппроксимационная модель, так как вязкость при данных давлениях незначительно меняется, так же можно заметить на рисунке (47), что кривые находятся близко друг к другу, а аппроксимационная зависимость для 1 атм так же незначительно отличается от зависимости для 3 атм, следовательно в основной модели мы можем использовать одинаковую зависимость для давлений 1 атм и 3 атм.



## 2.5 Одномерная модель

Таким образом, имеется вся информация о свойствах воздуха при давлениях  $P=3$  и  $P=1$  атм и температурах до 20 кК, необходимая и достаточная для интегрирования уравнений (3).

Приведем численные решения уравнений (3) с граничными условиями (2), полученные интегрированием назад (против потока) для  $P=3$  и  $P=1$  атм. Задавая различные значения температуры на выходе потока из области фокуса лазерного пучка, получаем температуру на входе. Профиль интенсивности излучения – гауссов:

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\left(\frac{x - d/2}{d/2}\right)^2\right) \quad (2.7)$$

$d$  – диаметр пятна,  $I_0 = 4P/\pi d^2$ ,  $P$  – мощность непрерывного лазерного излучения.

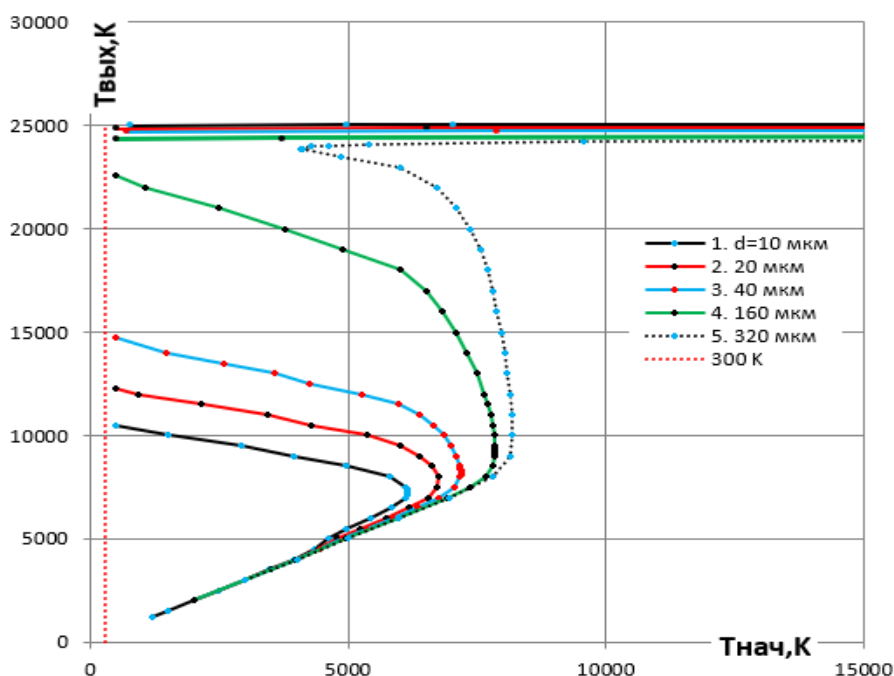


Рисунок 48 – Зависимость выходной температуры от входной при определенных диаметрах пятна для давления 1 атм и скорости 300 м/с

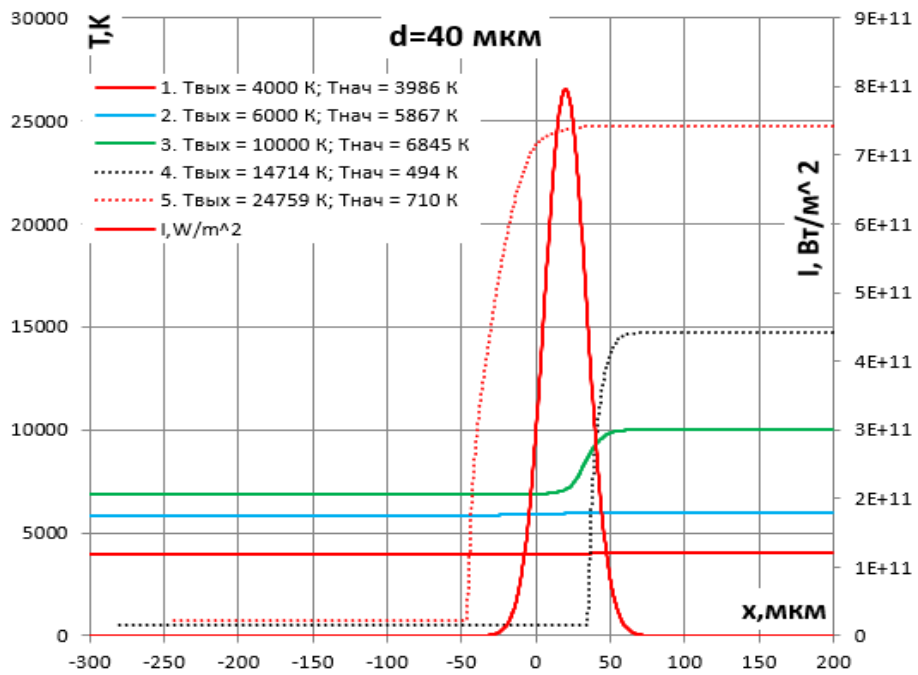


Рисунок 49 – Профиль пятна и зависимость температуры от координаты для давления 1 атм и скорости 300 м/с при диаметре пятна 40 мкм

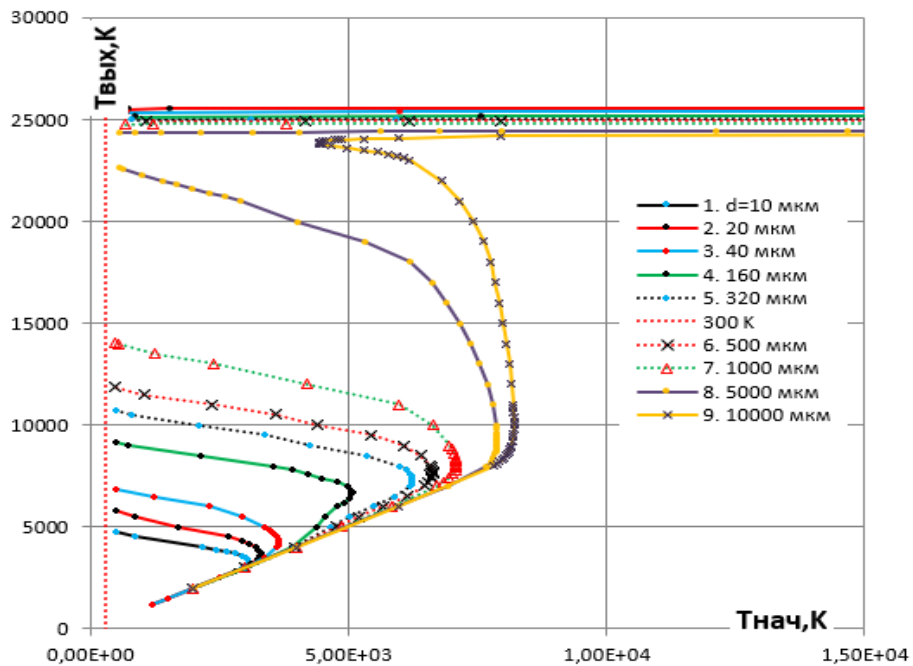


Рисунок 50 – Зависимость выходной температуры от входной при определенных диаметрах пятна для давления 1 атм и скорости 10 м/с

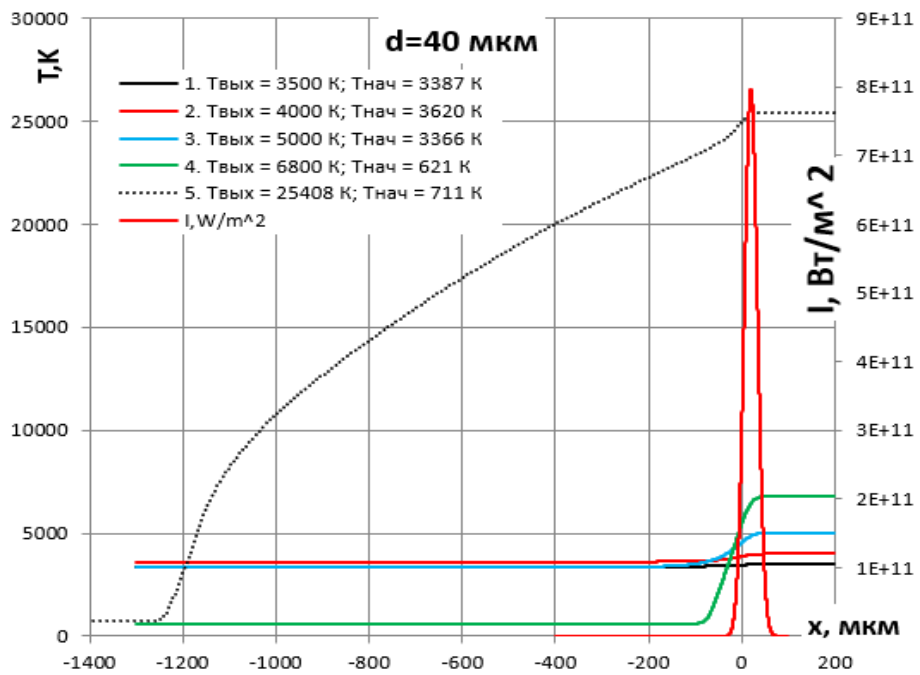


Рисунок 51 – Профиль пятна и зависимость температуры от координаты для давления 1 атм и скорости 10 м/с при диаметре пятна 40 мкм

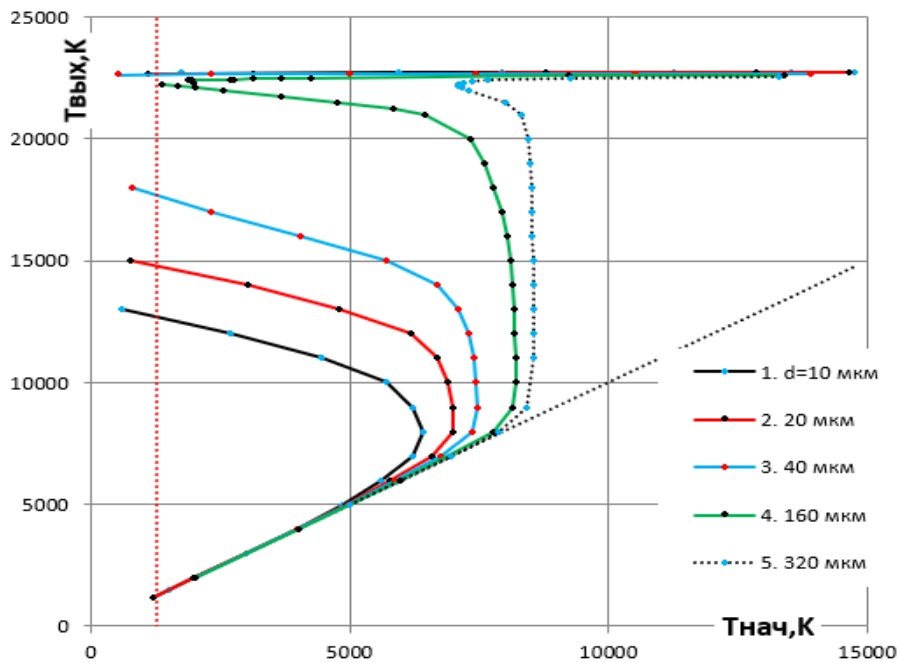


Рисунок 52 – Зависимость выходной температуры от входной при определенных диаметрах пятна для давления 3 атм и скорости 300 м/с

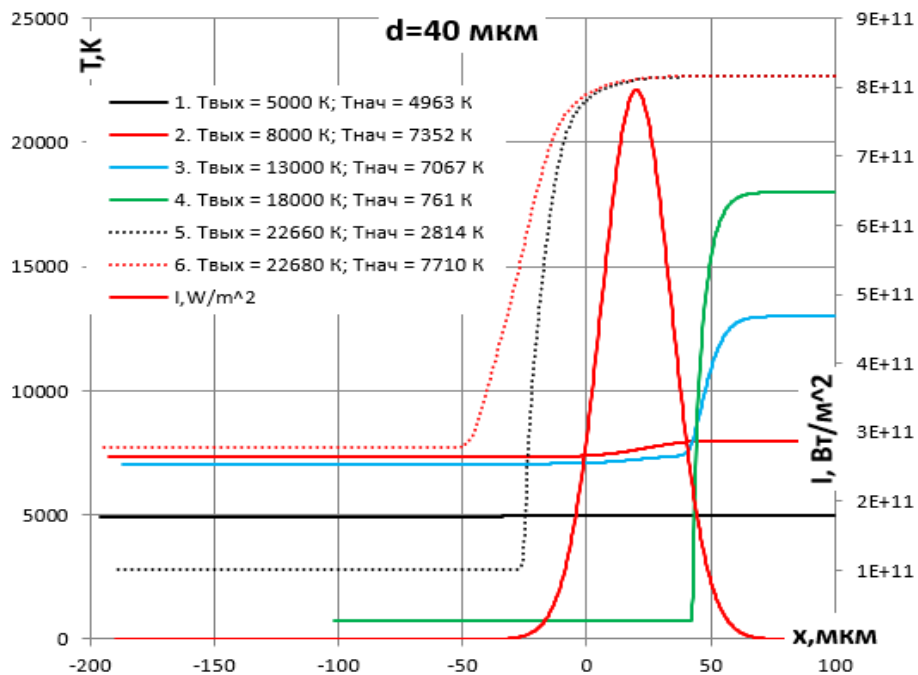


Рисунок 53 – Профиль пятна и зависимость температуры от координаты для давления 3 атм и скорости 300 м/с при диаметре пятна 40 мкм

На графиках видно, что существуют различные взаимодействия потока с излучением. Таким образом, при малых температурах коэффициент поглощения мал, поэтому поток не поглощает излучение и покидает область фокуса с незначительным приростом температуры. Однако, при задании выходной температуры, как например для рисунка (53), превышающей ~8000 К, для рисунка (51), ~5000 К, для рисунка (49), ~10000 К, видно, что в ходе решения входная температура начинает уменьшаться. Это означает, что существует некоторая максимальная входная температура, которая на данной ветви решения не может быть превышена. Физический смысл этого можно понять из того, что в диапазонах выходной температуры от ~18 до ~22 кК на рисунке (53), от ~7 до ~25 кК на рисунке (51), от ~15 до ~25 кК на рисунке (49) решений нет. При выходной температуре свыше ~22 кК на рисунке (53), ~25 кК на рисунке (51), ~25 кК на рисунке (49) возникает «горячее» решение, как видно на рисунках (53,51,49) по кривым 5, данное решение отличается прогревом среды еще до входа в лазерное пятно – за счет теплопередачи вверх по потоку.

На рисунках (48,50,52) показаны зависимости выходной температуры  $T_{out}$  от входной  $T_{in}$  для диаметров пятна  $d$  от 10 до 320 мкм на рисунках (48, 52) и от 10 до 10000 мкм на рисунке (50) при постоянной мощности излучения  $P = 1$  кВт. Видно, что «зажигание» полностью ионизированной плазмы разряда имеет пороговый характер. При температурах  $T_{in}$  выше некоторого порога (Для каждого  $d$  - своего) «холодное» решение перестает существовать, и температура  $T_{out}$  повышается скачком до значений, соответствующих полной ионизации. Это поведение можно ассоциировать с зажиганием разряда. При снижении входной температуры разряд устойчиво горит, вплоть до  $T_{in}$  порядка комнатных температур.

## 2.6 Коды процедур

В открытой среде разработки программного обеспечения – Lazarus, на языке Object Pascal для компилятора Free Pascal (часто используется сокращение FPC — Free Pascal Compiler, бесплатно распространяемый компилятор языка программирования Pascal), были написаны коды программ:

```
uses
  Math;
procedure WriteAlfa (Filename:string);
var
  T,p:Double;
  f:text;
  Alfa9500,A9500,B9500:Double;
  i:integer;
begin
  Assign (f, FileName);
  Rewrite (f);
  Writeln (f, 'p      T      Alfa9500');
  p:=0.01;
  i:=0;
```

Рисунок 54 – объявление всех аргументов в процедуре, начальные параметры

```
repeat
  T:=2000;
  repeat
    if T<=12000 then
      A9500:=Power(10,124.38*Power(T/10000,5)-507.18*Power(T/10000,4)+793.62*Power(T/10000,3)-593.08*Power(T/10000,2)+216.66*(T/10000)-34.869)
    else
      A9500:=Power(10,2.8809*Power(T/10000,3)-16.015*Power(T/10000,2)+28.643*Power(T/10000)-16);
    if T<=14000 then
      B9500:=7.3824*Power(T/10000,5)-35.003*Power(T/10000,4)+64.419*Power(T/10000,3)-55.734*Power(T/10000,2)+21.398*Power(T/10000)-1.4164
    else
      B9500:=-0.945*Power(T/10000,2)+4.1168*Power(T/10000)-2.6126;
    Alfa9500:=A9500*Power(p,B9500);
    Writeln(f,'p',' ',T,' ',Alfa9500);
    T:=T+100;
  until T>20000;
  if ((i div 2)*2)=i then
    p:=p*3
  else
    p:=(p/3)*10;
  i:=i+1;
until p>30;
Close (f);
end;(procedure WriteAlfa(Filename:)
```

Рисунок 55 – код процедуры с использованием аппроксимационной модели для коэффициента поглощения

Таким образом, был построен график (56), который показывает, что аппроксимационные формулы достаточно хорошо описывают значения коэффициента поглощения (для (56) при 1 атм и температурах от 2000 до 20000 К), а также значения, полученные при запуске кода, совпадают с аппроксимацией.

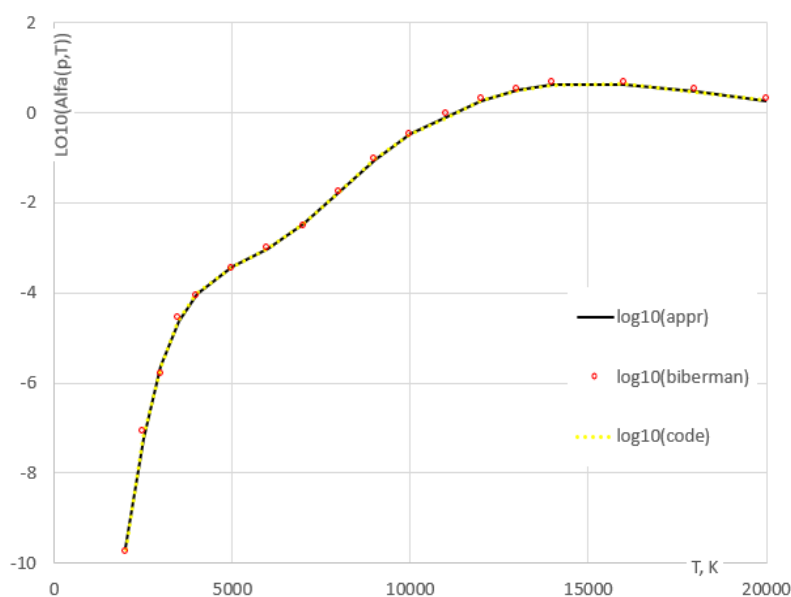


Рисунок 56 –  $\log_{10}(\alpha(p,T))$

```

procedure MuH(p,T:Double; var Mu,H:Double);
//Крайко...
//Вычисление молекулярного веса и энтальпии воздушной плазмы для T<20kK и P=0.001 до 1000 атм
var
  E1,E2,E3,E4,H02,HN2,H0,HN,Hm:Double;
const
  R:Double=8.314;
begin
  E1:=Power(1.88+sqrt(8.3+(p/T)*exp((57800/T)-4.02+0.000132*T,-1)), -1);
  E2:=Power(0.22+sqrt(1.096+(p/T)*exp((113300/T)-5.94)), -1);
  if T<300 then
    E3:=3.75914302396646E-121
  else
    E3:=Power(1+Power(p*T,-5/2)*exp(((166530-10*p)/T)+13.77), -1/2);
  if T<500 then
    E4:=0
  else
    E4:=-0.5+sqrt(Power(0.25+1.58*((1+Power(p*T,-5/2)*exp((343500/T)+14.84))), -1));
  H02:=(-0.00000009*T+0.00119)*T+3.076;
  HN2:=(-0.00000012*T+0.000217)*T+3.415;
  H0:=(-0.000000012*T+0.00001)*T+2.514;
  HN:=(-0.000000197*T+0.0001)*T+2.117;
  Hm:=2.46+0.00002*T;
  Mu:=29/(1+E1+E2+2*(E3+E4));
  H:=(R/M)*(((0.21-E1)*H02+(0.79-E2)*HN2+2*(E1-0.21*E3)*H0+2*(E2-0.79*E3)*HN+2*E3*Hm+5*(E3+E4))*T+59000*E1+113200*E2+333000*E3+687000*E4);
end;{procedure MuH(p,T:Double; var Mu,H:Double);}

```

Рисунок 57 – Код процедуры для молекулярного веса и энтальпии с использованием модели [12]

```

function Cp(p,T:Double):Double;
var
  T1,H1:Double;
  Mu,H:Double
begin
  MuH(p,T,Mu,H);
  MuH(p,T+1,Mu,H1);
  Cp:=(H1-H);
end;
{function Cp(p,T)}

```

Рисунок 58 – Используя процедуру для вычисления молекулярного веса и энтальпии вычисляем теплоемкость с помощью дифференцирования энтальпии

```

procedure Max_lambda(T:double;lambda1,lambda2:double);
// Вычисление коэффициента теплопроводности для 1 и 3 атм в диапазоне температур 0-20000 К
var const lambda:double=0.034;
begin
  lambda1:=1,8071*T/10000-0.85986;
  lambda2:=0.34350*T/10000+0.010844;
if (lambda1>lambda)
  then
    Max_lambda:=lambda1;
  else
    Max_lambda:=lambda;
if (lambda2>Max_lambda)
  then
    Max_lambda:=lambda2;
end;
{procedure Max_lambda(T)}

```

Рисунок 59 – код процедуры для теплопроводности при давлении 1 и 3 атм



## 2.6.1 Расчет надежности программы

### 2.6.1.1 Метод Мусса

В качестве оценки надежности программ использовалась модель Мусса. В этой модели надежность программного обеспечения на этапе эксплуатации оценивается по результатам тестирования.

$T$  - суммарное время тестирования,  $n$  – число отказов, произошедших за время тестирования.

Тогда по модели Мусса средняя наработка до отказа определяется по формуле

$$t = t_0 \times e^{\frac{C \times T}{n \times t_0}} \quad (2.8)$$

где  $t_0$  – средняя наработка до отказа до начала тестирования,  $C$  – коэффициент, учитывающий уплотнение тестового времени по сравнению с временем реальной эксплуатации,  $C = 10$ .

$$t_0 = \frac{1}{f \times K \times N} \quad (2.9)$$

где  $N$  – первоначальное число ошибок, его можно оценить с помощью другой модели на основе статистических данных, полученных при тестировании;  $K$  – коэффициент проявления ошибок. Обычно это значение изменяется от  $1,5 \times 10^{-7}$  до  $4 \times 10^{-7}$ ;  $f$  – средняя скорость выполнения одного оператора программы, равная отношению средней скорости исполнения ( $A$ ) к числу операторов ( $B$ ).

Надежность для периода эксплуатации 100 ч определяется по формуле

$$R(t) = e^{-\frac{100}{t}} \quad (2.10)$$

Первоначальное количество ошибок находится по модели Шумана метода подбора из уравнения

$$\sum_{i=1}^k m_i \cdot \frac{\sum_{i=1}^k t_i}{\sum_{i=1}^k \frac{m_i}{N - n_{i-1}}} = \sum_{i=1}^k (N - n_{i-1}) t_i \quad (2.11)$$

Наименьшее различие значений правой и левой частей этого уравнения достигается при N=3, следовательно это и есть первоначальное количество ошибок в программе. [16]

### 2.6.1.2 Расчет по методу Мусса

В качестве начальных параметров было взято 3 временных промежутка:

	t	тобщ
t1	5	10
t2	3	
t3	2	

Рисунок 60 – время работы на разных промежутках

		нобщ
n1	2	
n2	1	3
n3	0	

Рисунок 61 – количество отказов на соответственных промежутках времени

N	4		
C	10		
A	10000000	f	121951,2
B	82	K	2,75E-07

Рисунок 62 – принятые и полученные ранее величины

Тогда

To	7,454545
T	652,2114

Рисунок 63 - средняя наработка до отказа до тестирования и средняя наработка до отказа

Отсюда надежность для периода работы 100 ч равна

R(100)
0,857851

Рисунок 64 – Ответ

## 2.7 Выводы по пункту 2

Построена математическая и численная модель непрерывного оптического разряда в высокоскоростном газовом потоке. На основании таблиц [13] и модели [12] получены аппроксимационные формулы для: коэффициента поглощения лазерного излучения, теплоемкости, теплопроводности, молекулярного веса и энтальпии воздушной плазмы при давлениях 1 и 3 атм и температурах до 20000 К.

Результаты моделирования для давлений 1, 3 атм и скоростей 10, 300 м/с показывают, что для мощности непрерывного излучения порядка 1 кВт существуют условия, при которых стационарный оптический разряд в сверхзвуковом газовом потоке с числами Маха до 5 существует.

В действительности потери энергии из области разряда больше, чем в описанной одномерной равновесной модели. Это может иметь как количественные последствия, такие, как повышение порога, так и качественные – полное исчезновение стационарного «горячего» решения.

Выше была проделана первоначальная оценка равновесности плазмы (п. 2.3), она является довольно грубой и требует дальнейших уточнений, как будет видно в (п. 3.2), более корректная оценка показывает, что плазму в работе равновесной назвать нельзя. В связи с чем, следует построить неравновесную модель, которая предполагает под собой наличие разницы температур электронов и тяжелых частиц, этому будет посвящен (п. 3).

### 3 Моделирование неравновесного непрерывного оптического разряда в высокоскоростном газовом потоке в двухтемпературном приближении

Прошлые результаты показали возможность локализации и поддержания непрерывного лазерного разряда в высокоскоростном газовом потоке. Данная равновесная модель не учитывает множество параметров, которые есть в реальности. Низкотемпературная плазма к равновесию не приходит, как будет видно дальше (п. 3.2), однако для первоначальных оценок и первых этапов работы она отлично подходит.

В этом пункте работы будет рассмотрена неравновесная аргоновая плазма, но в двухтемпературном приближении, то есть существуют две температуры: тяжелых частиц и электронов, отдельно электроны и тяжелые частицы находятся в термическом равновесии, за счет столкновений электроны (горячие частицы, температуры до 100 кК) разогревают тяжелые частицы.

В качестве основного газа предложен аргон, так как масса атома больше массы атома других газов, входящих в состав воздуха, атомы аргона будут медленнее разогреваться, если теория покажет возможность поддержания лазерного разряда в аргоне, то с уверенностью можно сказать, что поддерживать разряд в воздухе возможно.

Предложена теория для расчета траекторий движения электрона вокруг иона для определения сечения взаимодействия между частицами, проведена оценка равновесности, показывающая неравновесность плазмы, приведена математическая модель, основываясь на которой можно провести моделирование и узнать возможность поддержания лазерного разряда в высокоскоростном газовом (в данном случае аргоновом) потоке.

### 3.1 Кулоново взаимодействие одиночного электрона с положительным ионом.

Рассмотрим траекторию движения свободного электрона вокруг иона в полностью ионизированной плазме для определения сечения взаимодействия между частицами.

Примем во внимание, что масса электрона намного меньше массы иона, следовательно, в данной траекторной задаче ион будет представлять из себя стационарный объект.

По второму закону Ньютона:

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (3.1)$$

Проецируя на оси  $x$  и  $y$ , получаем:

$$\begin{cases} F_x = ma_x \\ F_y = ma_y \end{cases} \quad (3.2)$$

$$\begin{cases} F_x = |F|\cos\beta \\ F_y = -|F|\sin\beta \end{cases} \quad (3.3)$$

где  $|F|$  – кулоновское взаимодействие между частицами [17]

$$|F| = \frac{ne^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{ne^2}{4\pi\epsilon_0((x - x_f)^2 + y^2)} \quad (3.4)$$

$r = (x - x_f)^2 + y^2$  – расстояние между электроном и ионом ( $x$  и  $y$  – координаты электрона,  $x_f$  – фокус гиперболы, по траектории которой движется электрон, в фокусе расположен ион);  $e$  – заряд электрона,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

Тогда

$$\begin{cases} \cos\beta = \frac{x_f - x}{\sqrt{((x - x_f)^2 + y^2)}} \\ \sin\beta = \frac{y}{\sqrt{((x - x_f)^2 + y^2)}} \end{cases} \quad (3.5)$$

Используя, систему уравнений (3.5) и выражение (3.4), подставим их в (3.3),

$$\begin{cases} F_x = \frac{ne^2}{4\pi\epsilon_0((x - x_f)^2 + y^2)} \times \frac{x_f - x}{\sqrt{((x - x_f)^2 + y^2)}} \\ F_y = \frac{-ne^2}{4\pi\epsilon_0((x - x_f)^2 + y^2)} \times \frac{y}{\sqrt{((x - x_f)^2 + y^2)}} \end{cases} \quad (3.6)$$

Таким образом, получены выражения для x и y компонент силы, действующей на электрон.

$$\begin{cases} F_x = \frac{ne^2 \times (x_f - x)}{4\pi\epsilon_0((x - x_f)^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} \\ F_y = \frac{-ne^2 \times y}{4\pi\epsilon_0((x - x_f)^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} \end{cases} \quad (3.7)$$

Из (3.2) выведем ускорения:

$$\begin{cases} a_x = \frac{F_x}{m} \\ a_y = \frac{F_y}{m} \end{cases} \quad (3.8)$$

Из этого следует, что

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{ne^2 \times (x_f - x)}{4\pi\varepsilon_0 m((x - x_f)^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} \\ \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{-ne^2 \times y}{4\pi\varepsilon_0 m((x - x_f)^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} \end{cases} \quad (3.9)$$

Так, рассмотрим задачу, при которой электрон подлетает к иону с постоянным прицельным параметром  $P = 1$  м [18]; Прицельный параметр представляет из себя расстояние между вектором начального направления электрона (при  $V_{x_\infty}$ , то есть на дальних расстояниях от иона, при которых электрон не ощущает на себе воздействия) и осью, параллельной направлению начального вектора электрона и проходящей через фокус гиперболы.

Для дальнейшей работы с полученными выражениями для 2-ых производных координат  $x$  и  $y$  их следует привести в безразмерный вид, то есть поделить на прицельный параметр  $P$  ( $\times \frac{1}{\text{м}}$ ).

$$\begin{cases} P \times \frac{d^2(\frac{x}{P})}{dt^2} = \frac{ne^2 \times (\frac{x_f}{P} - \frac{x}{P}) \times P}{4\pi\varepsilon_0 m((\frac{x}{P} - \frac{x_f}{P})^2 + \frac{y^2}{P^2})^{\frac{3}{2}} \times P^3} \\ P \times \frac{d^2(\frac{y}{P})}{dt^2} = \frac{-ne^2 \times \frac{y}{P}}{4\pi\varepsilon_0 m((\frac{x}{P} - \frac{x_f}{P})^2 + \frac{y^2}{P^2})^{\frac{3}{2}} \times P^3} \end{cases} \quad (3.10)$$

Так, получаем размерность  $\frac{ne^2}{4\pi\varepsilon_0 m P^3} = \frac{1}{c^2}$ , обозначим ее как:

$$\frac{ne^2}{4\pi\varepsilon_0 m P^3} = \frac{1}{\tau^2} \quad (3.11)$$

и обозначим все безразмерные величины, как:



$$\frac{x}{P} = \bar{x}; \frac{x_f}{P} = \bar{x}_f; \frac{y}{P} = \bar{y};$$

$$\begin{cases} \frac{d^2\bar{x}}{dt^2} = \frac{1}{\tau^2} \times \frac{(\bar{x}_f - \bar{x})}{((\bar{x} - \bar{x}_f)^2 + \bar{y}^2)^{\frac{3}{2}}} \\ \frac{d^2\bar{y}}{dt^2} = -\frac{1}{\tau^2} \times \frac{\bar{y}}{((\bar{x} - \bar{x}_f)^2 + \bar{y}^2)^{\frac{3}{2}}} \end{cases} \quad (3.12)$$

Переобозначим и приведем в безразмерный вид, поделив на  $\frac{1}{\tau^2}$

$$\bar{x} = x; \bar{x}_f = x_f; \bar{y} = y;$$

Таким образом получены безразмерные выражения для ускорения ( $\ddot{x}$  и  $\ddot{y}$ ), зависящие от координат.

$$\begin{cases} \ddot{x} = \frac{(x_f - x)}{((x - x_f)^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} \\ \ddot{y} = -\frac{y}{((x - x_f)^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} \end{cases} \quad (3.13)$$

Рассмотрим уравнение гиперболы [19]

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (3.14)$$

На больших расстояниях от фокуса гиперболы (в  $\infty$ ) получаем:

$$\frac{x^2}{a^2} \approx \frac{y^2}{b^2} \quad (3.15)$$

Тогда тангенс угла между осью x и асимптотой гиперболы равен:

$$\frac{y}{x} = \mp \frac{b}{a} = \tan \alpha = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}}; \left(\frac{b}{a}\right)^2 = \frac{\sin^2 \alpha}{1 - \sin^2 \alpha} \quad (3.16)$$

Найдем синус этого угла

$$\sin^2 \alpha = (1 - \sin^2 \alpha) \left(\frac{b}{a}\right)^2; \sin^2 \alpha = \frac{\left(\frac{b}{a}\right)^2}{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2} = \frac{b^2}{b^2 + a^2} \quad (3.17)$$

Расстояние от начала координат до фокуса гиперболы при  $b=1$ :

$$x_f = \frac{1}{\sin \alpha} = \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{b} = \sqrt{a^2 + 1} \quad (3.18)$$

Теперь возьмем производную из уравнения гиперболы для того, чтобы узнать выражения для скоростей на всем диапазоне гиперболы:

$$2 \frac{x\dot{x}}{a^2} - 2 \frac{y\dot{y}}{b^2} = 0 \quad (3.19)$$

$$V_x = \dot{x} = \frac{ya^2}{xb^2} \dot{y} \quad (3.20)$$

Берем вторую производную и выражаем  $\dot{y} = V_y$ .  $\ddot{y}$  и  $\ddot{x}$  подставляем из полученных ранее выражений.

$$\frac{(\dot{x})^2 + \ddot{x} \times x}{a^2} - \frac{(\dot{y})^2 + \ddot{y} \times y}{b^2} = 0 \quad (3.21)$$

Получаем

$$V_y = \dot{y} = \sqrt{\frac{\ddot{x} \times x b^2 - \ddot{y} \times y a^2}{a^2 - \frac{y^2 a^4}{x^2 b^2}}} \quad (3.22)$$

Тогда, подставив все начальные условия  $x_0 = a; b = P = 1; y_0 = 0; V_x = 0$ ; данное выражение упроститься:

$$V_y^2 = \frac{\ddot{x}}{a} = \frac{1}{a \times (x_f - a)^2} \quad (3.23)$$

Таким образом, мы имеем систему

$$\begin{cases} \ddot{x} = \frac{(x_f - x)}{((x - x_f)^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} \\ \ddot{y} = -\frac{y}{((x - x_f)^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} \end{cases} \quad (3.24)$$

С начальными условиями для интегрирования:

$$x_0 = a; b = P = 1; y_0 = 0; V_x = 0; V_y = \frac{1}{\sqrt{a} \times (x_f - a)};$$

Зная  $V_y$ , получаем, что момент

$$M = V_\infty P = V_y (x_f - a) = \frac{1}{P\sqrt{a}} \quad (3.25)$$

Следовательно,  $V_\infty$ , при  $P=1$ .

$$V_\infty = \frac{1}{\sqrt{a}} \quad (3.26)$$

Приведем все обратно в размерный вид:

$$\begin{aligned} \bar{V}_\infty &= \frac{1}{\sqrt{\bar{a}}}; \bar{a} = \frac{a}{P}; V_* = \frac{P}{\tau}; \\ \bar{V}_\infty &= \frac{V_\infty}{V_*} = \frac{V_\infty \tau}{P} \end{aligned} \quad (3.27)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{V_\infty \tau}{P} &= \sqrt{\frac{P}{a}}; \frac{P}{a} = \left(\frac{V_\infty \tau}{P}\right)^2; \\ a &= \frac{P^3}{V_\infty^2 \tau^2}; \end{aligned} \quad (3.28)$$

Подставим  $\frac{1}{\tau^2}$

$$a = \frac{ne^2}{4\pi\epsilon_0 m V_\infty^2} \quad (3.29)$$

Исходя из полученных выражений можно варьировать, например скорость подлета электрона и интегрировать по прицельному параметру. Верхняя граница интегрирования будет равняться Дебаевскому радиусу [20], таким образом получаться все возможные гиперболические траектории движения электрона вокруг иона.

Ниже представлены графики траектории движения электрона вокруг неподвижного иона с различными скоростями подлета электрона (рис. 65-68), а также разными прицельными параметрами при фиксированной скорости подлета (рис. 69-72).

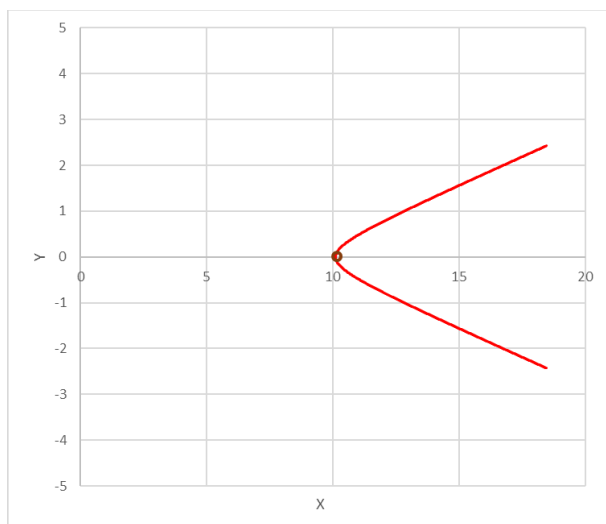


Рисунок 65 - Траектория движения электрона вокруг иона при параметрах  $V=5, P=1$

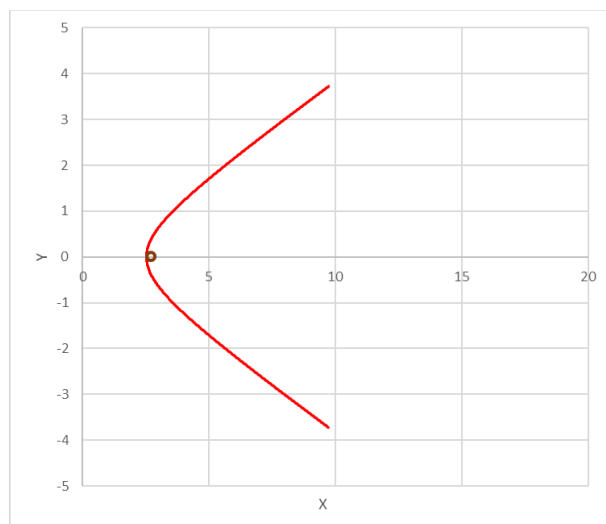


Рисунок 66 - Траектория движения электрона вокруг иона при параметрах  $V=10, P=1$

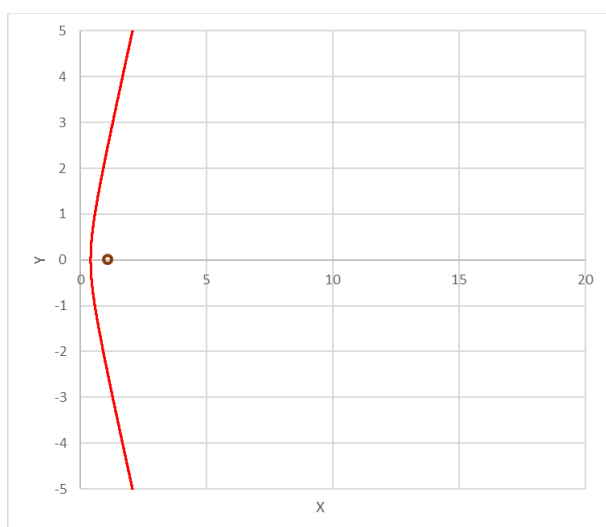


Рисунок 67 - Траектория движения электрона вокруг иона при параметрах  $V=25, P=1$

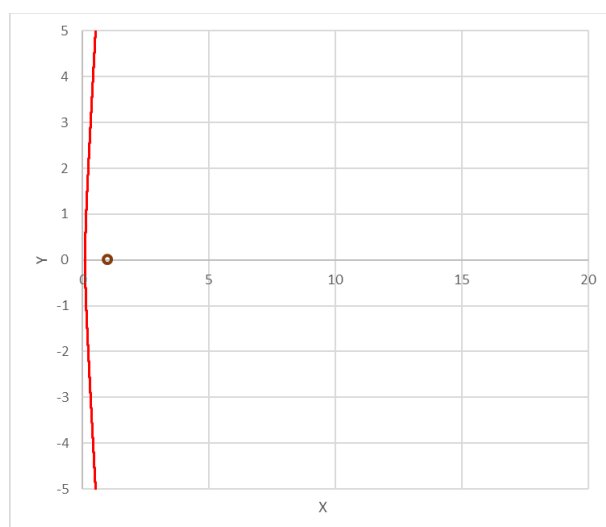


Рисунок 68 - Траектория движения электрона вокруг иона при параметрах  $V=50, P=1$

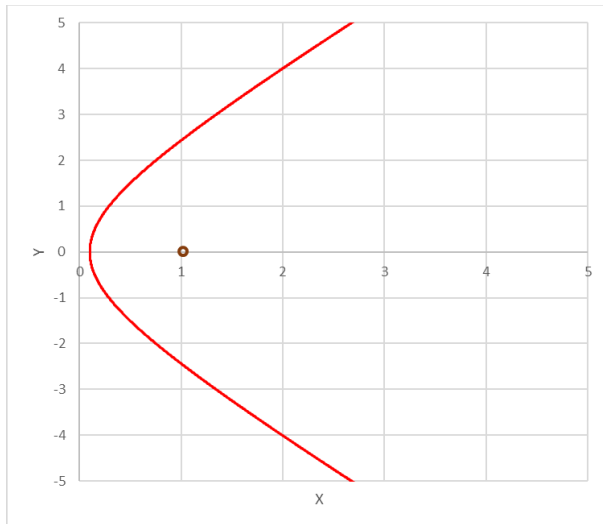


Рисунок 69 - Траектория движения  
электрона вокруг иона при  
параметрах  $V=50, P=0,5$

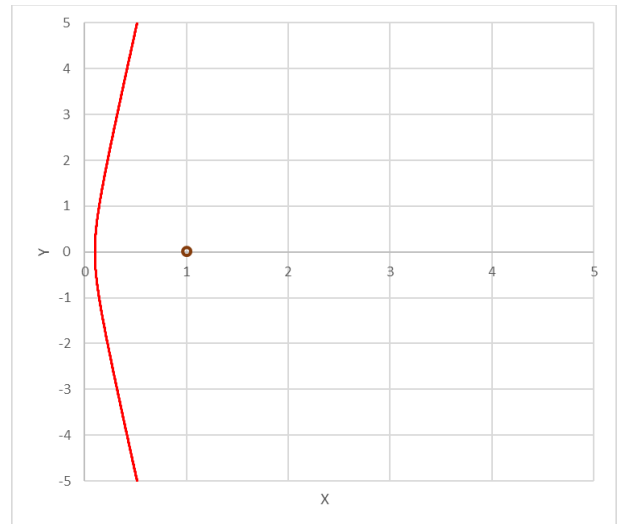


Рисунок 70 - Траектория движения  
электрона вокруг иона при  
параметрах  $V=50, P=1$

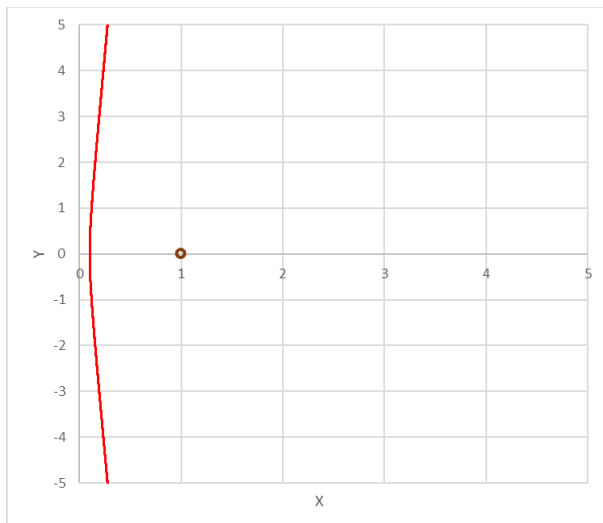


Рисунок 71 - Траектория движения  
электрона вокруг иона при  
параметрах  $V=50, P=1,5$

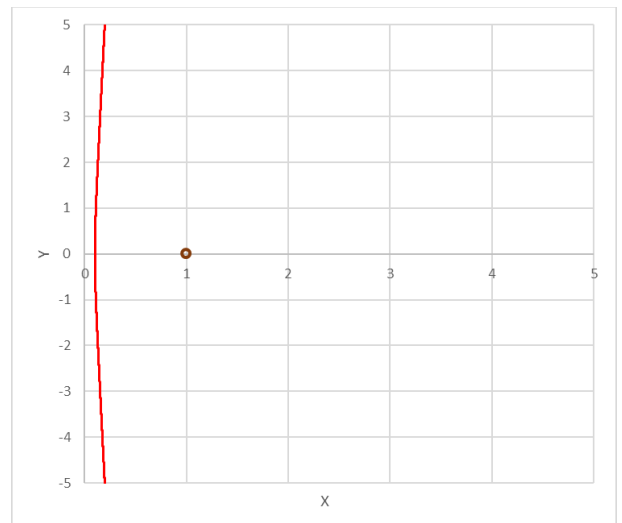


Рисунок 72 - Траектория движения  
электрона вокруг иона при  
параметрах  $V=50, P=2$

Теперь стоит рассмотреть импульс, который электрон придает иону, после прохождения его по гиперболической траектории.

Скорость электрона до взаимодействия с ионом равна скорости после.

$$V_{\infty}^{+} = V_{\infty}^{-} \quad (3.30)$$

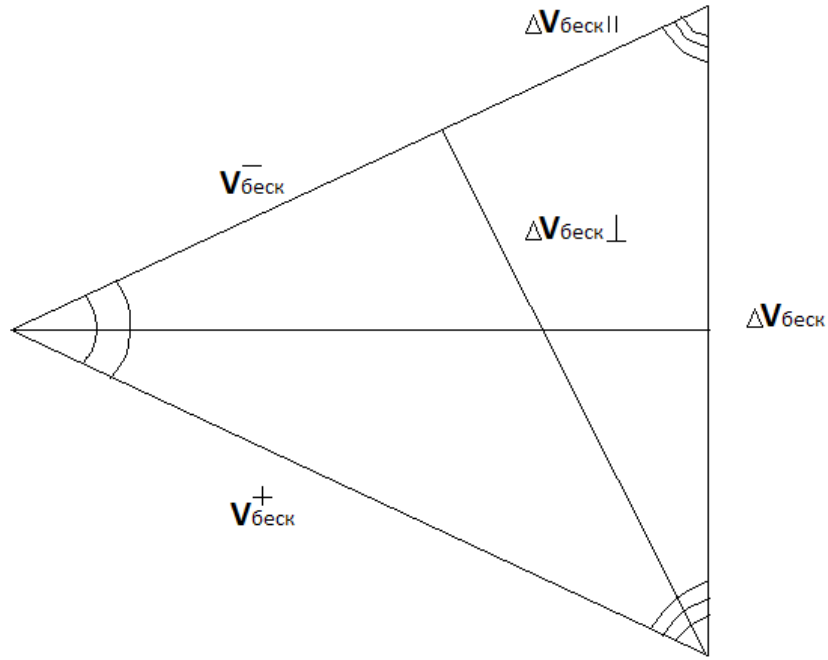


Рисунок 73 – представление треугольника скоростей.

Рассмотрим равнобедренный треугольник, образованный данными скоростями, основание данного треугольника – скорость, приобретенная ионом ( $\Delta V_{\infty}$ ), формулу которой следует вывести, угол между  $V_{\infty}^{-}$  и  $V_{\infty}^{+}$  будет равен

$$\theta = (\pi - 2\alpha) \quad (3.31)$$

где  $\alpha$  – половина угла между асимптотами гиперболы.

Тогда проведя биссектрису угла  $\theta$  к основанию ( $\Delta V_{\infty}$ ), получим, что  $V_{\infty}^{+}$  является гипотенузой данного прямоугольного треугольника, отсюда получаем, что

$$\frac{\theta}{2} = \frac{\pi}{2} - \alpha \quad (3.32)$$

Углы при основании треугольника будут равны  $\alpha$ , так как

$$90 - \frac{\pi}{2} - \alpha = \alpha \quad (3.33)$$

Далее рассмотрим треугольник, образованный перпендикуляром из угла основания к стороне начальной скорости ( $V_{\infty}^-$ ). Гипотенузой данного треугольника является  $\Delta V_{\infty}$ , катеты:  $\Delta V_{\infty \text{ перп.}}$  и  $\Delta V_{\infty \text{ парал.}}$ , соответственно, перпендикулярная и параллельная составляющие  $\Delta V_{\infty}$ .

$$\Delta V_{\infty} = \sqrt{\Delta V_{\infty \text{ перп.}}^2 + \Delta V_{\infty \text{ парал.}}^2} \quad (3.34)$$

Рассмотрим  $\Delta V_{\infty \text{ перп.}}$  и  $\Delta V_{\infty \text{ парал.}}$ .

$$\Delta V_{\infty \text{ перп.}} = V_{\infty}^+ \times \sin \theta = V_{\infty}^+ \times \sin 2\alpha = V_{\infty}^+ \times 2 \sin \alpha \cos \alpha \quad (3.35)$$

$$\Delta V_{\infty \text{ парал.}} = \text{ctg } \alpha \times \Delta V_{\infty \text{ перп.}} = V_{\infty}^+ \times 2 \cos^2 \alpha \quad (3.36)$$

Теперь подставим полученные выражения в (3.34)

$$\Delta V_{\infty} = \sqrt{(V_{\infty}^+ \times 2 \sin \alpha \cos \alpha)^2 + (V_{\infty}^+ \times 2 \cos^2 \alpha)^2} \quad (3.37)$$

Получаем выражение для скорости, переданной электроном иону в процессе взаимодействия

$$\Delta V_{\infty} = 2 V_{\infty}^+ \times \cos \alpha \quad (3.38)$$

где  $V_{\infty}^+ = V_{\infty}$ , которую можно выразить из (3.29).



### 3.2 Оценка равновесности

Очень важно оценить равновесность изучаемой плазмы, так как от этого зависит дальнейший путь всех расчетов и построений моделей. Термодинамика изучает системы, которые находятся в состоянии теплового равновесия, а температура является важнейшей характеристикой данной системы. Понятие температуры имеет смысл только при наличии хотя бы частичного равновесия.

Плазма, находящаяся в состоянии полного термодинамического равновесия, имеет одну определенную температуру. Однако, очень часто приходится иметь дело с частичным термодинамическим равновесием. Так, из-за огромной разницы в массе между электронами и ионами, обмен энергией электронов с ионами происходит гораздо медленней, чем обмен между частицами близкими по массе. Таким образом, плазма может длительное время существовать в состоянии, при котором она характеризуется двумя температурами: электронной и ионной, каждая из которых находится в термодинамическом равновесии. Плазму с равной температурой ионов и электронов довольно сложно получить, такую плазму называют изотермической.

Из написанного выше стоит проверить, можно ли изучаемую в данной работе, плазму, назвать изотермической.

Перед описанием метода проверки стоит сделать некоторые допущения. В данном методе начальная скорость иона считается равной нулю, то есть ион до момента соударения с электроном находился в состоянии покоя, а процесс удара электрона с ионом является абсолютно упругим, следовательно, деформаций не происходит, и полная кинетическая энергия сохраняется.

Рассмотрим систему

$$\begin{cases} MV_i + mV_e = m\bar{V}_e + M\bar{V}_i \\ MV_i^2 + mV_e^2 = m\bar{V}_e^2 + M\bar{V}_i^2 \end{cases} \quad (3.39)$$

где  $M$  – масса иона,  $m$  – масса электрона,  $V_i$  – начальная скорость иона,  $V_e$  – начальная скорость электрона,  $\bar{V}_e$  – скорость электрона после соударения,  $\bar{V}_i$  – скорость иона после соударения.

Так как было допущено, что начальная скорость иона равна 0, тогда система (3.39) примет вид

$$\begin{cases} mV_e = m\bar{V}_e + M\bar{V}_i \\ mV_e^2 = m\bar{V}_e^2 + M\bar{V}_i^2 \end{cases} \quad (3.40)$$

Для каждого из уравнений в системе выводим  $\bar{V}_i$

$$\begin{cases} \bar{V}_i = \frac{m}{M} (V_e - \bar{V}_e) \\ \bar{V}_i^2 = \frac{m}{M} (V_e^2 - \bar{V}_e^2) \end{cases} \quad (3.41)$$

Теперь приравняем данные уравнения и выведем результат для  $\bar{V}_e$

$$\frac{m}{M} (V_e^2 - \bar{V}_e^2) = \left(\frac{m}{M}\right)^2 (V_e - \bar{V}_e)^2 \quad (3.42)$$

$$\bar{V}_e = V_e \left( \frac{M - m}{M + m} \right) \quad (3.43)$$

Результат (3.43) нужно подставить в (3.41) к  $\bar{V}_i$

$$\bar{V}_i = \frac{m}{M} V_e \left( 1 - \left( \frac{M - m}{M + m} \right) \right) = 2 \left( \frac{m}{M} \right)^2 \left( \frac{V_e}{1 + \frac{m}{M}} \right) \quad (3.44)$$

Для оценки необходимо знать, достаточно ли таких электрон-ионных столкновений, в области, где локализован сфокусированный в пучек  $d = 50$  мкм лазерный луч, со скоростью газового потока  $U = 300$  м/с.

Для этого нужно посчитать число Дамкеллера

$$Da = \frac{\tau U}{d} \quad (3.45)$$

$\tau$  – время электрон-ионных столкновений

$$\tau = \frac{E_e}{f E_i} \quad (3.46)$$

$E_e$  и  $E_i$  – энергии электрона и иона соответственно,  $f$  – частота столкновений

$$f = \sigma n_e V_e \quad (3.47)$$

где  $\sigma$  – сечение столкновения, которое равняется Дебаевской длине ( $l_D$ ),  $n_e$  – концентрация электронов ( $n_e = \frac{p}{2kT}$ , где  $p$  – давление,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура),  $V_e$  – скорость электрона ( $V_e = \sqrt{\frac{3kT}{m_e}}$ , где  $m_e$  – масса электрона).

Дебаевская длина определяется по формуле

$$l_D = \left( \sum_i \frac{q_i^2 n_i}{\varepsilon_0 k T_i} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.48)$$

Здесь индекс  $i$  обозначает элемент (электрон/ион),  $q$  – заряд,  $n$  – концентрация,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

Межмолекулярное расстояние равно

$$L = \frac{1}{\sqrt[3]{n}} \quad (3.49)$$

При высоких температурах Дебаевская длина приближается к значению межмолекулярного расстояния.

Энергия иона после удара с подстановкой (3.44) равна

$$\bar{E}_i = \frac{m\bar{V}_i^2}{2} = \frac{4}{\left(1 + \frac{m}{M}\right)^2} \left(\frac{m}{M}\right)^3 \frac{mV_e^2}{2} \quad (3.50)$$

Энергия электрона

$$E_e = \frac{mV_e^2}{2} \quad (3.51)$$

Таким образом, подставив выражения (3.48) в (3.47), (3.51, 3.50, 3.47) в (3.46) и (3.46) в (3.45) получим оценку равновесности.

Используя эти оценки, получилось, что плазму изотермической считать нельзя. Однако, равновесие по отдельно взятым температурам должно быть, следовательно в данной задаче необходимо использовать двух- (или более) температурную модель.

### 3.3 Математическая модель непрерывного лазерного разряда в высокоскоростном газовом потоке в двухтемпературном приближении

Для двухтемпературного моделирования аргоновой плазмы в первую очередь нужно рассмотреть уравнение энергии тяжелых частиц, то есть Ar, Ar\*, Ar+ (соответственно атом аргона, возбужденный аргон и ион аргона), а также уравнение энергии электронов, и раскрыть поочередно каждый член.

#### 3.3.1 Уравнение энергии тяжелых частиц [21]:

$$\nabla \left( \frac{5}{2} k_B T_h n_h v \right) + \nabla \left( -\lambda_h \nabla T_h + \sum_i h_i J_i \right) = Q_{el} \quad (3.52)$$

где  $n_h$  - концентрация (всех частиц) соответствующего элемента h (Ar, Ar\*, Ar+),  $v$  - конвективная скорость газа,  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $T_h$  - температура тяжелых частиц,  $\lambda_h$  - коэффициент теплопроводности тяжелых частиц,  $h_i = \frac{5}{2} k_B T_h$  - удельная энтальпия тяжелых частиц,  $J_i$  - массовый диффузионный поток тяжелых частиц,  $Q_{el}$  - передача энергии электронов за счет упругих столкновений.

Коэффициент теплопроводности газовой смеси [22]

$$\lambda_h = \sum_i \left( \frac{n_i}{\sum_r n_r M_{ir}} \right) \lambda_i^* \quad (3.53)$$

где

$$M_{ir} = \sqrt{2 \frac{m_{ir} \bar{\sigma}_{ir}}{m_r \bar{\sigma}_{ii}}} \quad (3.54)$$

$$\lambda_i^* = k_B n_i \bar{v}_i l_i \quad (3.55)$$

$\bar{v}_i$  - средняя относительная тепловая скорость тяжелых частиц, равная

$$\bar{v}_i = \sqrt{\frac{8k_B T_h}{\pi m_i}} \quad (3.56)$$

а  $l_i$  - средняя длина свободного пробега, определяемая выражением

$$l_i = \left( \sum_r 2 \left( \frac{m_{ir}}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} n_r \bar{\sigma}_{ir} \right)^{-1} \quad (3.57)$$

$m_{ir}$  – приведенная масса:

$$m_{ir} = \frac{m_i m_r}{m_i + m_r} \quad (3.58)$$

$\bar{\sigma}_{ir}$  – среднее сечение упругого столкновения, взятые из баз данных [23] для Ar-Ar<sup>+</sup> и [24] для Ar-Ar

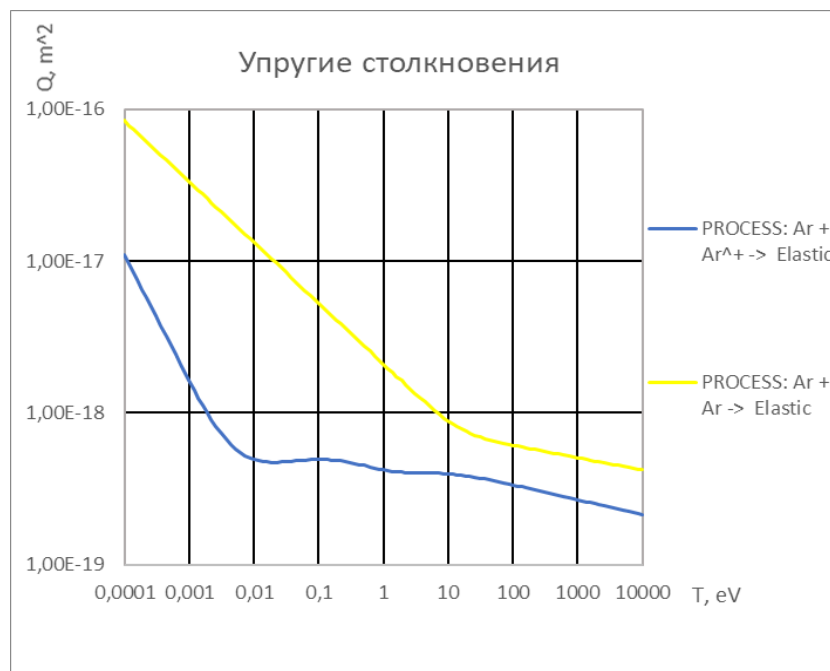


Рисунок 74 – Сечения упругих реакций с Ar в зависимости от температуры.

Выше приведены сечения упругих столкновений  $Ar - Ar$  и  $Ar - Ar^+$ , сечение столкновений  $Ar^+ - Ar^+$  в данной работе принято равным сечению упругих столкновений  $Ar - Ar^+$ , однако этот вопрос в дальнейшем нужно будет изучить.

Массовый диффузионный поток тяжелых частиц [25]

Диффузионный поток с учетом амбиполярной диффузии определяется следующим образом:

$$J_h = -\frac{p\mu_h D_h}{R_0 T_h} H_h + y_h \sum_r \frac{p\mu_r D_r}{R_0 T_r} H_r + \frac{1}{R_0 T_h} \left( \mu_h q_h \rho_h D_h - y_h \sum_r \mu_r q_r \rho_r D_r \right) E_a \quad (3.59 \text{ а})$$

где  $p$  - давление газа,  $\mu_h$ ,  $T_h$  и  $D_h$  - соответственно молекулярная масса, температура и эффективный коэффициент диффузии частиц  $h$ ,  $y_h$  - массовая доля,  $H_h$  - движущая сила,  $q_h$  - заряд,  $E_a$  - амбиполярное электрическое поле, а  $R_0$  - универсальная газовая постоянная.

Так как в нашей работе плазма является квазинейтральной, тогда  $E_a = 0$ , уравнение в таком случае принимает простой вид:

$$J_h = -\frac{p\mu_h D_h}{R_0 T_h} H_h + y_h \sum_r \frac{p\mu_r D_r}{R_0 T_r} H_r \quad (3.59 \text{ б})$$

Эффективный коэффициент диффузии  $D_h$  частиц  $h$  определяется следующим образом:

$$D_h = \frac{1 - x_h}{\sum_r \frac{x_r}{D_{hr}}} \quad (3.60)$$

где  $x_h$  - мольная доля частиц  $h$ , а  $D_{hr}$  - коэффициент массовой диффузии бинарной смеси определяется как:

$$D_{hr} = \frac{3}{16n_h\Omega_{hr}^{(1,1)}} \left( \frac{2k_B T(m_h + m_r)}{\pi m_h m_r} \right)^{0.5} \quad (3.61)$$

где  $\Omega_{hr}^{(1,1)}$  - температурный интеграл столкновений из [26]

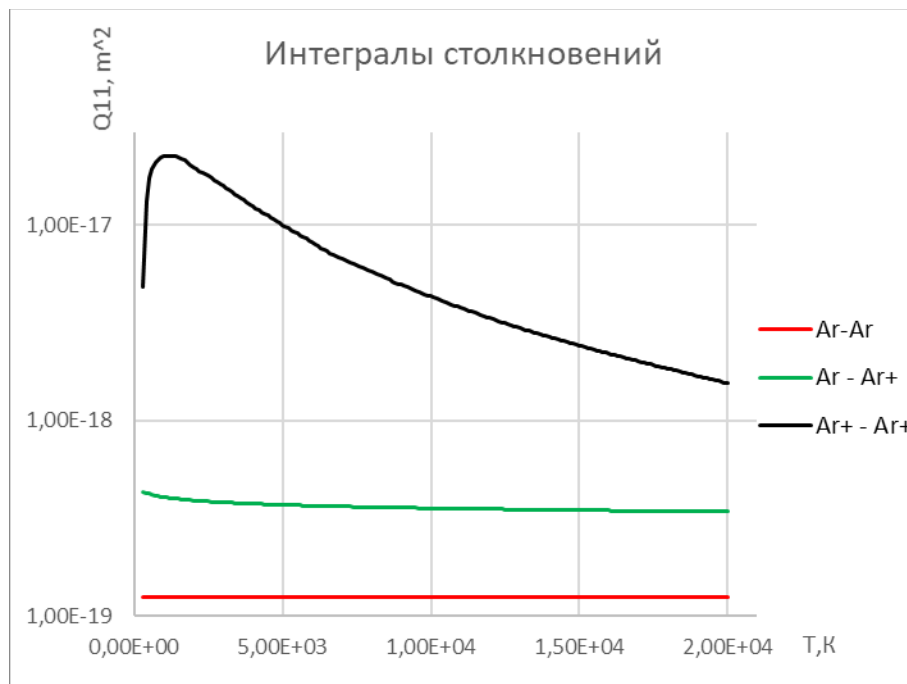


Рисунок 75 – Интегралы столкновений

Значение в источнике для Ar – Ar  $\Omega_{ArAr}^{(1,1)} = \text{const} = 1,26\text{E}-15 \text{ м}^2$ , однако есть сомнения в этих данных, скорее всего значения приведены в  $\text{см}^2$ , тогда график будет выглядеть правдоподобнее.

Движущая сила определяется выражением

$$H_h = \nabla z_h + (z_h - y_h) \nabla \ln p - \frac{1}{p} \sum_r (\beta_{hr} \nabla \ln T_h - \beta_{rh} \nabla \ln T_r) \quad (3.62)$$



где  $z_h = \frac{p_h}{p}$ ,  $p_h$  - парциальное давление частиц  $h$ ,  $\beta_{hr}$  - коэффициент термодиффузии между видами  $h$  и  $r$  [27].

Коэффициент термодиффузии

$$\beta_{hr} = \frac{k_B T p_h p_r \tau_r m_{hr}}{2 p m_r^2 D_{hr}} \quad (3.63)$$

$\tau_r$  - обратная частота столкновений,  $D_{hr}$  - по формуле (3.61)

$$\tau_r = \frac{1}{\nu_r} = \frac{1}{2} \left( \sum_i \frac{n_i \sigma_{hi}}{\sqrt{\pi \gamma_{hi}}} \right)^{-1} \quad (3.64)$$

где  $\gamma_{hi} = \frac{m_{hi}}{2k_B T_{hi}}$ , а  $T_{hi} = \frac{(m_h T_i + m_i T_h)}{(m_h + m_i)}$

Передача энергии электронов за счет упругих столкновений равна [21]:

$$Q_{el} = \frac{3m_e}{m_h} n_e k_B (T_e - T_h) \left( \sum_h \nu_{eh} \right) \quad (3.66)$$

где  $\nu_{eh}$  частота упругих столкновений из [22]

$$\sum_h \nu_{eh} = \sum_h n_h \bar{\nu}_e \bar{\sigma}_{eh} \quad (3.67)$$

### 3.3.2 Уравнение энергии электронов [21]:

$$\nabla \left( \frac{5}{2} n_e k_B T_e v \right) + \nabla (-\lambda_e \nabla T_e + h_e J_e) = jE - Q_{el} + Q_{in} - Q_{rad} \quad (3.68)$$

где  $n_e$  – концентрация электронов,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T_e$  – температура электронов,  $v$  – конвективная скорость газа,  $\lambda_e$  – электронная теплопроводность,  $h_e = \frac{5}{2} k_B T_e$  – энтальпия электронов,  $J_e$  – массовый диффузионный поток электронов,  $Q_{el}$  – передача энергии за счет упругих столкновений,  $Q_{in}$  – передача энергии за счет неупругих столкновений,  $jE$  – член Джоулевого нагрева,  $Q_{rad}$  – радиационные потери.

В работе [21] рассматривается плазма, созданная плазменной горелкой поэтому здесь присутствует член Джоулевого нагрева, в нашей работе он будет заменен на световой член. Также  $Q_{rad}$  не учитывается в работе, этот вопрос нужно подробнее изучить, однако ниже будет некоторая информация по радиационным потерям, которой можно будет пользоваться в дальнейшем. Электронная теплопроводность [22]

$$\lambda_e = \frac{2,4}{1 + \frac{\bar{v}_{ei}}{\sqrt{2}\bar{v}_{eH}}} \frac{k_B^2 n_e T_e}{m_e \bar{v}_{eH}} \quad (3.69)$$

где  $m_e$  – масса электрона,  $\bar{v}_{ei}$  – частота столкновений электронов с ионами

$$\bar{v}_{ei} = n_i \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \left( \frac{m_e}{k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e} \right)^2 \ln(\Lambda) \quad (3.70)$$

про  $\ln(\Lambda)$  будет сказано ниже,  $\bar{v}_{eH}$  – полная средняя частота столкновений электронов со всеми тяжелыми частицами определяется аналогично формуле (3.67),

Ниже представлен рисунок (76),  $\sigma_{eh}$  - сечение упругих столкновений электрона с атомом и возбужденным атомом аргона, данные были взяты из [23]

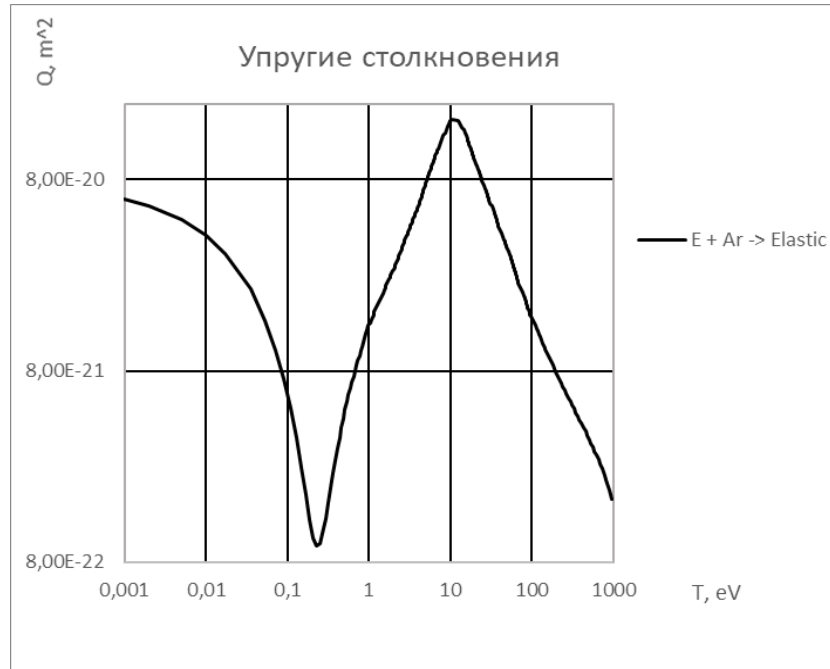


Рисунок 76 – сечение упругих столкновений e с Ar и Ar\*

Сечение электрон-электронных и электрон-ионных столкновений определяется по формуле (3.71) [22]

$$\overline{Q_{ei}} = 6\pi \overline{b_0^2} \ln(\Lambda) \quad (3.71)$$

где

$$\Lambda = \frac{\lambda_D}{b_0} \quad (3.72)$$

$\lambda_D$  – Дебаевская длина, которая равна

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{n_e e^2}} \quad (3.73)$$

$\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная, а  $b_0$ :

$$b_0 = \frac{Ze^2}{12\pi\varepsilon_0 k_B T} \quad (3.74)$$

здесь  $e$  и  $Ze$  – заряды двух частиц. Величину  $b_0$  в соответствии с классической механикой можно интерпретировать как прицельное расстояние для рассеяния на угол, равный  $90^\circ$  (прицельное расстояние – расстояние между частицей мишенью и первоначальной траекторией падающей частицы)

Диффузионный поток электронов определяется аналогично диффузионному потоку тяжелых частиц (3.59), так же все формулы (3.59-3.64) используются в расчете для электронов, но с некоторыми изменениями, ниже будут формулы для диффузионного потока электронов.

$$J_e = -\frac{p\mu_e D_e}{R_0 T_e} H_e + y_h \sum_r \frac{p\mu_r D_r}{R_0 T_r} H_r \quad (3.75 \text{ а})$$

Так как массовая доля  $y_e$  для электронов пренебрежимо мала, данный член суммы не будет вносить существенных изменений в диффузионный поток в целом. Тогда уравнение примет вид:

$$J_e = -\frac{p\mu_e D_e}{R_0 T_e} H_e \quad (3.75 \text{ б})$$

Эффективный коэффициент диффузии  $D_e$  электронов определяется следующим образом:

$$D_e = \frac{1 - x_e}{\sum_r \frac{x_r}{D_{er}}} \quad (3.76)$$

где  $x_e, x_r$  - мольная доля частиц  $e$  и  $r$ , а  $D_{er}$  - коэффициент массовой диффузии бинарной смеси определяется как:

$$D_{hr} = \frac{3}{16n_e\Omega_{er}^{(1,1)}} \left( \frac{2k_B T_e (m_e + m_r)}{\pi m_e m_r} \right)^{0.5} \quad (3.77)$$

$\Omega_{er}^{(1,1)}$  - температурный интеграл столкновений из [26]

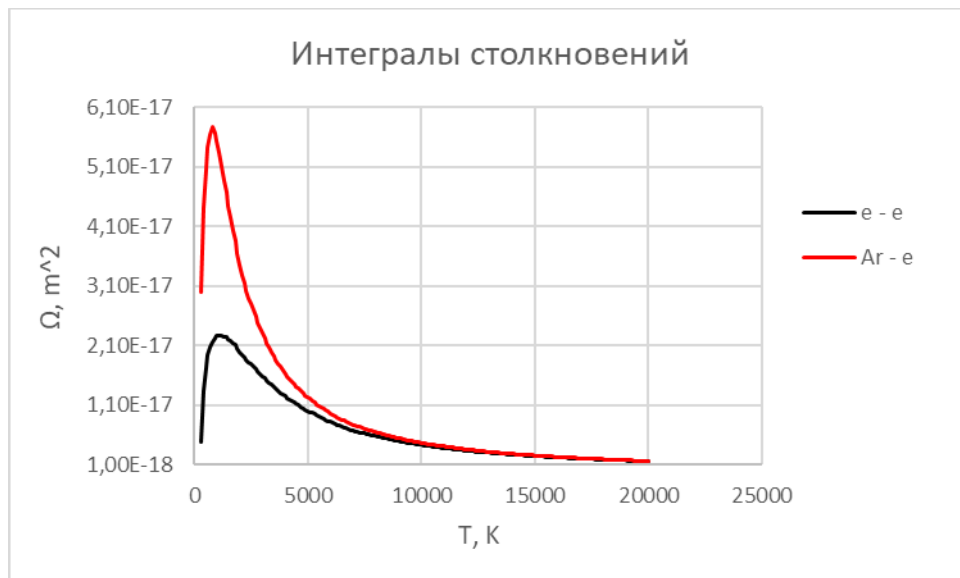


Рисунок 77 – Интегралы столкновений

Интеграл столкновений для  $e\text{-Ar}^+$  равен интегралу столкновений  $e\text{-e}$ , также как и сечения, а интеграл столкновений  $e\text{-Ar}^*$  равен интегралу столкновений  $e\text{-Ar}$

Движущая сила определяется выражением

$$H_e = \nabla z_e + z_e \nabla \ln p - \frac{1}{p} \sum_r (\beta_{er} \nabla \ln T_e - \beta_{re} \nabla \ln T_r) \quad (3.78)$$

где  $z_e = \frac{p_e}{p}$ ,  $p_e$  - парциальное давление электронов,  $\beta_{er}$  - коэффициент термодиффузии между e и r [27].

Коэффициент термодиффузии

$$\beta_{er} = \frac{k_B T p_e p_r \tau_r m_{er}}{2 p m_r^2 D_{er}} \quad (3.79)$$

$\tau_r$  – обратная частота столкновений,  $D_{er}$  – по формуле (3.61)

$$\tau_r = \frac{1}{\nu_r} = \frac{1}{2} \left( \sum_i \frac{n_i \sigma_{ei}}{\sqrt{\pi \gamma_{ei}}} \right)^{-1} \quad (3.80)$$

где  $i$  – электроны и тяжелые частицы  $\gamma_{ei} = \frac{m_{ei}}{2k_B T_{ei}}$ , а  $T_{ei} = \frac{(m_e T_i + m_i T_e)}{(m_e + m_i)}$ , сечения определяются по формуле (3.70) и рис. (76)

Во всех формулах индекс r может быть, как тяжелыми частицами, так как диффузия электронов зависит и от тяжелых частиц, так и электронами.

Передача энергии электронов за счет упругих столкновений равна формуле (3.66) [21], а передача энергии электронов за счет неупругих столкновений равна [21]:

$$Q_{in} = - \sum_i \Delta \varepsilon_i k_i n_e n_i \quad (3.81)$$

где  $\Delta \varepsilon_i$  - потеря энергии реакции,  $k_i$  - коэффициенты скорости реакции [21],  $n_e, n_i$  – концентрация электронов и тяжелых частиц.

Радиационные потери из [32]

$$Q_{rad} = n_e n_h K_i \varepsilon_i \quad (3.82)$$

где  $\varepsilon_i$  – энергия в электронвольтах, а  $K_i$  - коэффициент выбросов

$$K_i = \int f(\varepsilon) \sigma_i(\varepsilon) v(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.83)$$

$\sigma_i(\varepsilon)$  – эмиссионное сечение,  $v(\varepsilon)$  – скорость электронов,  $f(\varepsilon)$  – функция, описывающая электронную энергию

$$f(\varepsilon) = 0,565 T_e^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} \exp\left(-0.243 \frac{\varepsilon^2}{T_e}\right) \quad (3.84)$$

### 3.4 Плазмохимические процессы

Рассмотрим систему плазмохимических реакций для аргона, ниже приведена таблица (4).

	Реакции	Коэффициенты скорости реакции
1	$e + Ar \rightarrow e + Ar(4s)$	$4.9 * 10^{-15} (T_e [eV])^{0.5} \exp\left(\frac{-11.65}{T_e [eV]}\right) \left[\frac{m^3}{s}\right]$
2	$e + Ar \rightarrow 2e + Ar^+$	$1.27 * 10^{-14} (T_e [eV])^{0.5} \exp\left(\frac{-15.76}{T_e [eV]}\right) \left[\frac{m^3}{s}\right]$
3	$e + Ar(4s) \rightarrow 2e + Ar^+$	$1.37 * 10^{-13} (T_e [eV])^{0.5} \exp\left(\frac{-4.11}{T_e [eV]}\right) \left[\frac{m^3}{s}\right]$
4	$e + Ar(4s) \rightarrow e + Ar$	$4.8 * 10^{-16} (T_e [eV])^{0.5} \left[\frac{m^3}{s}\right]$
5	$2e + Ar^+ \rightarrow e + Ar$	$8.75 * 10^{-39} \left(\frac{1}{T_e [eV]}\right)^{4.5} \left[\frac{m^6}{s}\right]$ для $T_e \leq 0.276 eV$ $1.29 * 10^{-44} \left(\frac{11.659}{T_e [eV]} + 2\right) \times \exp\left(\frac{4.11}{T_e [eV]}\right) \left[\frac{m^6}{s}\right]$ для $T_e > 0.276 eV$

Таблица 4 – химические реакции и их коэффициенты скорости из [21]

Температура приведена в электронвольтах.

Электронвольт – это энергия, приобретаемая частицей, заряд которой равен заряду электрона  $e$ , после ускорения в поле с разностью потенциалов в 1 В, переведем в Кельвин

$$эВ - e * U$$



$$eU = \frac{3}{2}k_B T \quad (3.85)$$

где  $T$  – температура,  $k_B$  – постоянная Больцмана

$$T = \frac{2}{3k_B} eU \mid \Rightarrow \mid U = 1\text{В} \mid \Rightarrow T = \frac{2e}{3k_B} \quad (3.86)$$

Отсюда следует, что  $1 \text{ эВ} = 7\,729,47 \text{ К}$

Размерность коэффициентов скоростей реакций –  $\text{м}^3/\text{с}$

$$k = \sigma v \quad (3.87)$$

где  $\sigma$  – сечение конкретной реакции,  $v$  – средняя тепловая скорость электрона

Рассмотрим реакцию возбуждения аргона:



$$\frac{d[Ar]}{dt} \rightarrow -k[e][Ar(4s)]$$

$$\frac{x}{c} = \frac{\text{м}^3}{c} * x * x \mid \Rightarrow x = \frac{1}{\text{м}^3}$$

Отсюда видно, что размерность в «штуках» на кубический метр, переведем в моль на кубический метр, для этого умножим и разделим на число Авогадро

$$\frac{N_A}{N_A} \frac{d[Ar]}{dt} \rightarrow -k[e] \frac{N_A}{N_A} [Ar(4s)] \frac{N_A}{N_A} \mid \Rightarrow \quad (3.89)$$

$$| \Rightarrow \frac{d[Ar]^m}{dt} \rightarrow -k^m [e]^m [Ar(4s)]^m \left[ \frac{M^3}{C} \frac{1}{\text{МОЛЬ}} \right]$$

где

$$k^m = kN_A \left[ \frac{M^3}{C * \text{МОЛЬ}} \right] = \sigma \bar{v}_e N_A = \sigma N_A \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (3.90)$$

### 3.5 Выводы по пункту 3

Таким образом, была предложена математическая модель двухтемпературного лазерного разряда в аргоне. Основываясь на предложенной методике построения математической модели описывается процесс поддержания неравновесного лазерного разряда в высокоскоростном газовом потоке. По данной модели, учитывая уравнение неразрывности, уравнение сохранения массы и все физические величины, могут быть проведены построения одномерной и трехмерной модели процесса.

Обязательно нужно учесть, что полученные результаты не являются конечными, модель требует дальнейших оценок и уточнений.

#### 4 Методика экспериментального исследования

Для будущих исследований обязательно нужно предложить методику экспериментального исследования. Основываясь на оценке параметров лазерного излучения, необходимого для поддержания стационарного разряда были предложены и посчитаны оптические схемы, разработана выхлопная труба с оптическими окнами для регистрации и подвода излучения, перечислены и подобраны все комплектующие, наличие которых обязательно для проведения экспериментов

#### 4.1 Оптическая схема

Предложена полная оптическая схема, для реализации и фиксирования эксперимента представлена на рисунке (78). Чертеж данной схемы можно посмотреть в приложении А.

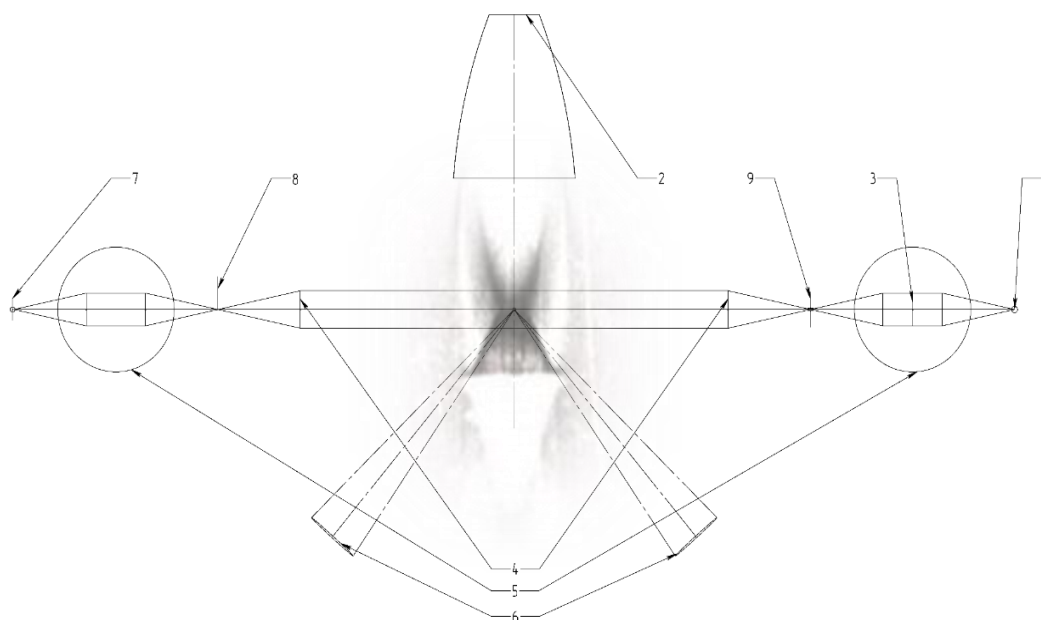


Рисунок 78 – Оптическая схема с визуальным представлением потока

Такое расположение объектов на оптической схеме позволит получать с помощью сфокусированных в точке излучений непрерывного и импульсного лазеров, а также регистрировать непрерывный оптический пробой в точке пересечения сфокусированных лазерных излучений. Ниже представлена таблица с описанием всех элементов, входящих в данную схему.

Поз.	Наименование	Кол.	Примечание
1	Плоскопараллельный излучатель	1	
2	Сопло	1	
3	Фильтр	1	
4	Объектив	2	
5	Коллиматор	2	
6	Собирающая линза	2	
7	Матрица камеры	1	
8	Нож Фуко	1	
9	Полевая диафрагма	1	

Таблица 5 – Элементы оптической схемы

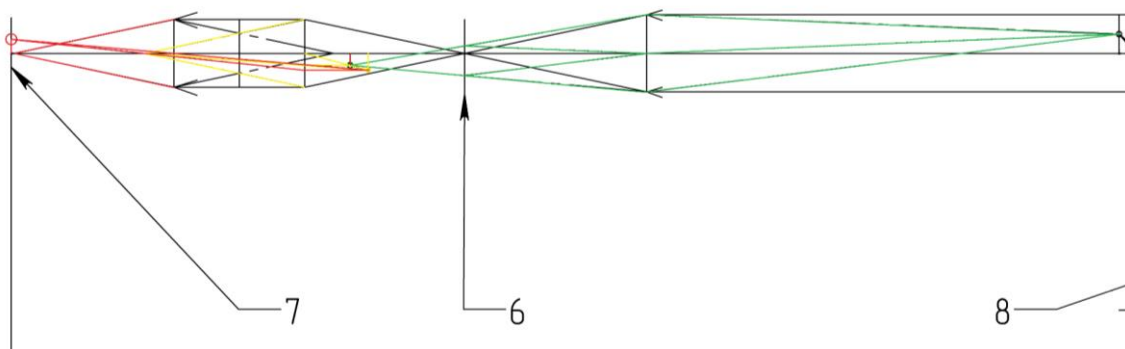


Рисунок 79 – ход лучей, построение изображения

После построения хода лучей на был проведен расчет увеличения изображения и площади, занимаемой изображением на матрице камеры, при начальном размере 1 мм, для двух объективов с фокусными расстояниями 135 и 50 мм, выбор объектива:

$$d := 350.29 \quad F_{\infty} := 135$$

$$f := \frac{1}{\left(\frac{1}{F} - \frac{1}{d}\right)} = 219.653 \quad T_{\infty} := \frac{f}{d} = 0.627$$

$$x := 1 \cdot T = 0.627 \quad \text{после объектива}$$

$$d1 := 34.82 \quad F1 := 118.42$$

$$f1 := \frac{-1}{\left(\frac{1}{F1} - \frac{1}{d1}\right)} = 49.323 \quad T1 := \frac{f1}{d1} = 1.417$$

$$x1 := x \cdot T1 = 0.888 \quad \text{после 1 линзы}$$

$$d2 := 144.56 \quad F2 := 118.42$$

$$f2 := \frac{1}{\left(\frac{1}{F2} - \frac{1}{d2}\right)} = 654.889 \quad T2 := \frac{f2}{d2} = 4.53$$

$$x2 := x1 \cdot T2 = 4.024 \quad \text{после 2 линзы}$$

$$p = \frac{x2}{0.0041} = 981.441 \quad \text{пикс}$$

$$pix := 0.0041 \cdot 4928 = 20.205 \quad \text{мм}$$

$$pix1 := 0.0041 \cdot 3264 = 13.382 \quad \text{мм}$$

матрица 16 Мпикс  
4928X3264

$$s_{\infty} := pix \cdot pix1 = 270.389 \quad \text{мм} \quad \text{②}$$

$$v := \frac{x2}{s} = 0.015 \quad \frac{1}{\text{мм}}$$

$$d := 300.26 \quad F_{\infty} := 50$$

$$f := \frac{1}{\left(\frac{1}{F} - \frac{1}{d}\right)} = 59.99 \quad T_{\infty} := \frac{f}{d} = 0.2$$

$$x := 1 \cdot T = 0.2 \quad \text{после объектива}$$

$$d1 := 30.1 \quad F1 := 40$$

$$f1 := \frac{-1}{\left(\frac{1}{F1} - \frac{1}{d1}\right)} = 121.616 \quad T1 := \frac{f1}{d1} = 4.04$$

$$x1 := x \cdot T1 = 0.807 \quad \text{после 1 линзы}$$

$$d2 := 140.36 \quad F2 := 40$$

$$f2 := \frac{1}{\left(\frac{1}{F2} - \frac{1}{d2}\right)} = 55.943 \quad T2 := \frac{f2}{d2} = 0.399$$

$$x2 := x1 \cdot T2 = 0.322 \quad \text{после 2 линзы}$$

$$p = \frac{x2}{0.0041} = 78.473 \quad \text{пикс}$$

$$pix := 0.0041 \cdot 4928 = 20.205 \quad \text{мм}$$

$$pix1 := 0.0041 \cdot 3264 = 13.382 \quad \text{мм}$$

матрица 16 Мпикс  
4928X3264

$$s_{\infty} := pix \cdot pix1 = 270.389 \quad \text{мм} \quad \text{②}$$

$$v := \frac{x2}{s} = 1.19 \times 10^{-3} \quad \frac{1}{\text{мм}}$$

Размеры изображения для объектива с фокусным расстоянием 135 мм больше, таким образом данный объектив будет выбран для фиксирования происходящего процесса.

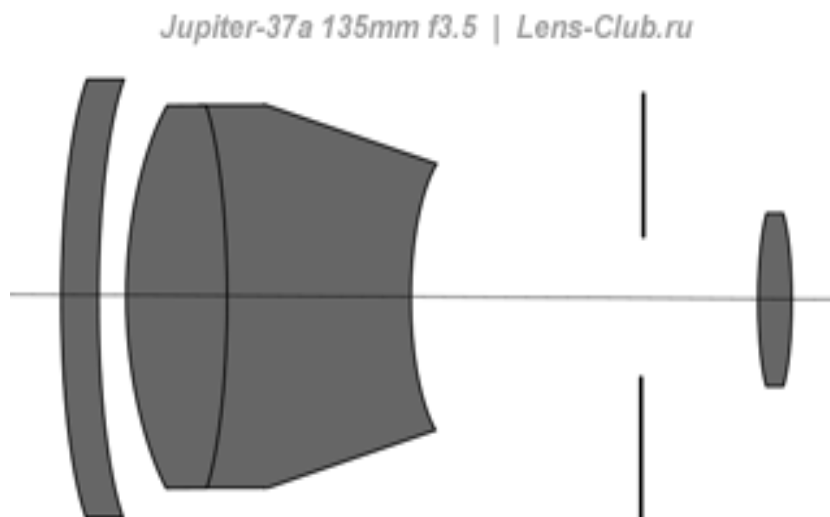


Рисунок 80 – Оптическая схема объектива Юпитер-37а 135 мм



## 4.2 Источники лазерного излучения

В качестве мощного непрерывного лазерного источника, с выходной мощностью 1000 Вт был выбран волоконный иттербиевый лазер ЛС-1. С помощью данного лазера планируется поддерживать стационарный разряд.

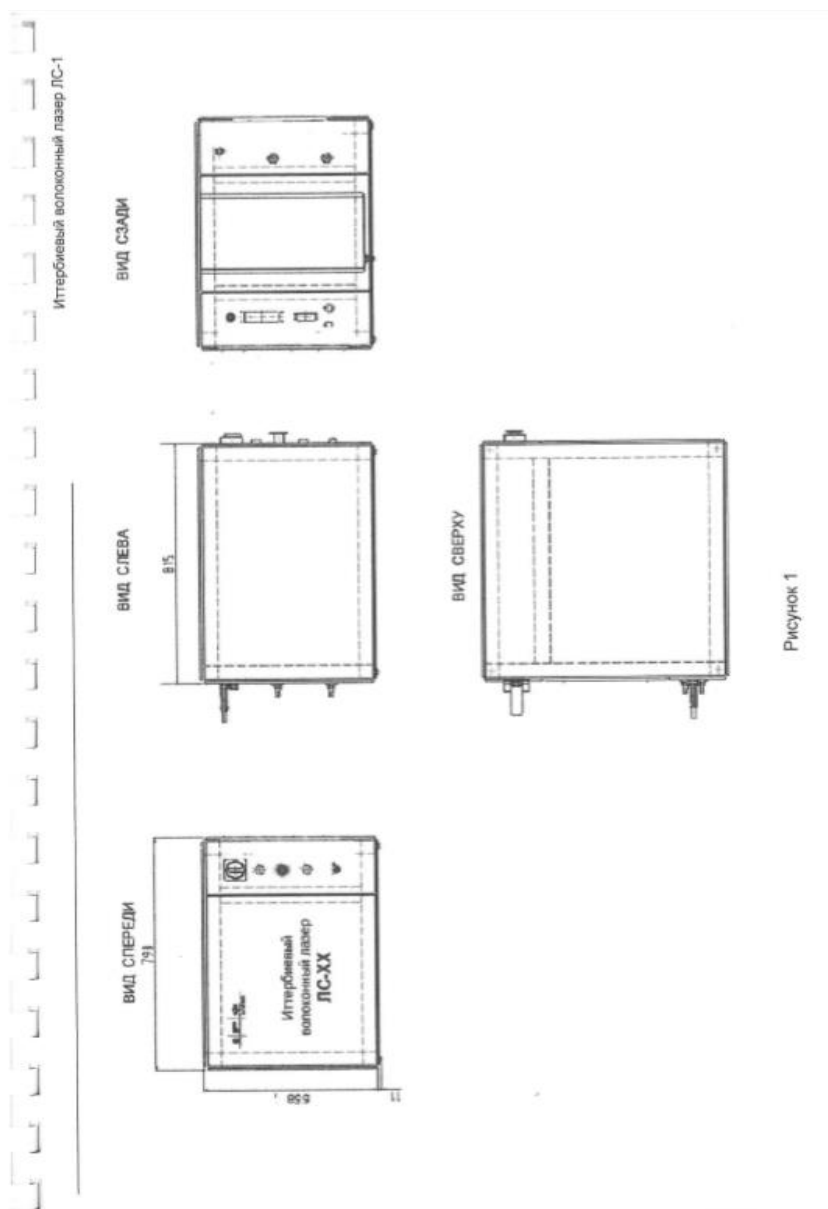


Рисунок 81 – Схема корпуса ЛС-1

	Параметр	Символ	Условия	Мин.	Тип.	Макс.	Результат теста	Ед. изм.
<b>Оптические характеристики</b>								
1.	Режим работы				Непрерывный, модулируемый		Непрерывный, модулируемый	
2.	Поляризация				случайная		случайная	
3.	Номинальная выходная мощность		На выходе оптического коннектора	1000			1051	Вт
4.	Диапазон перестройки выходной мощности при стабильном режиме генерации			10		100	10-105.1	%
5.	Длина волны	$\lambda$		1065	1070	1080	1069.81	нм
6.	Ширина спектра	$\Delta\lambda$			3	6	4.03	нм
7.	Время включения		$P_{\text{вых}} = P_{\text{макс}}$		80	100	33.6	мксек
8.	Время выключения		$P_{\text{вых}} = P_{\text{макс}}$		80	100	24.8	мксек
9.	Частота модуляции выходной мощности		$P_{\text{вых}} = P_{\text{ном}}$			5.0	5.0	кГц
10.	Нестабильность выходной мощности		При постоянной температуре воды в течение 4 часов		$\pm 1.0$	$\pm 2.0$	$\pm 1.0$	%
<b>Оптический выход</b>								
11.	Параметр пучка	BPP	После 20 м волокна и оптической головки F120/500 мм		2,2	2,5	1,7	мм*мрад
12.	Длина волокна	L		20			20	м
13.	Выходной коннектор				IPG Laser QBH-типа, 50 мкм		IPG Laser QBH-типа, 50 мкм	

Рисунок 82 – характеристики ЛС-1

Исходя из характеристик и зная фокусное расстояние фокусирующей линзы на оптическом окне, а также конечный диаметр пучка, можем найти, какой диаметр пучка должен быть после прохождения коллиматора:

$$D = \frac{4 \times F \times BPP}{d_{\text{п}}} \quad (4.1)$$

где  $D$  – диаметр пучка,  $F$  – фокусное расстояние линзы,  $F=450$  мм,  $BPP$  – качество пучка  $BPP = 2,5$  мм\*мрад,  $d_{\text{п}}$  – диаметр в перетяжке,  $d_{\text{п}} = 50$  мкм.

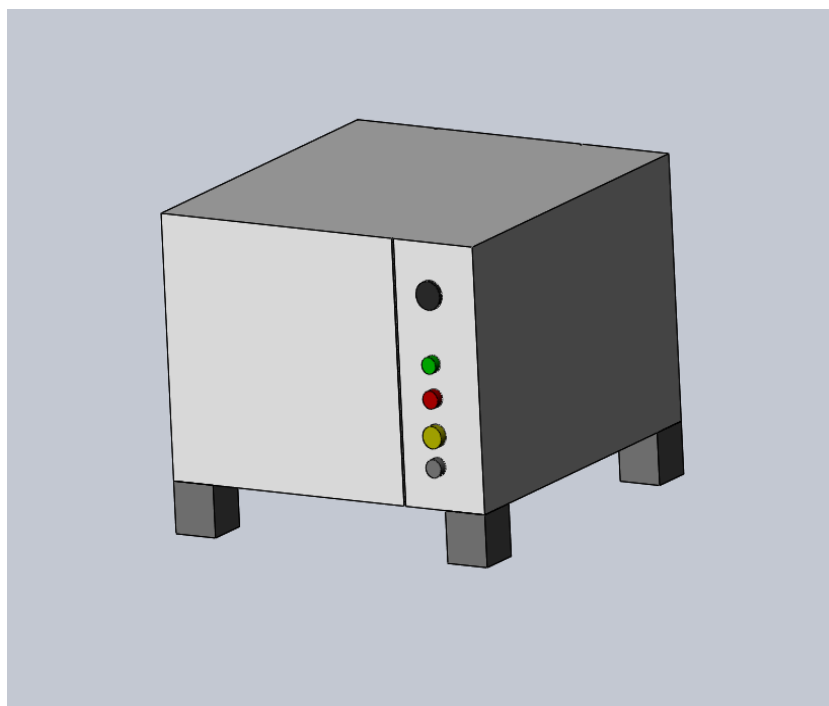


Рисунок 83 – модель ЛС-1

Для получения оптического разряда понадобится импульсный источник излучения, в качестве которого была выбрана модель квантрона К-301В. Для этого квантрона используется резонатор Фабри-Перо (зеркала 100% и 50% пропускания).

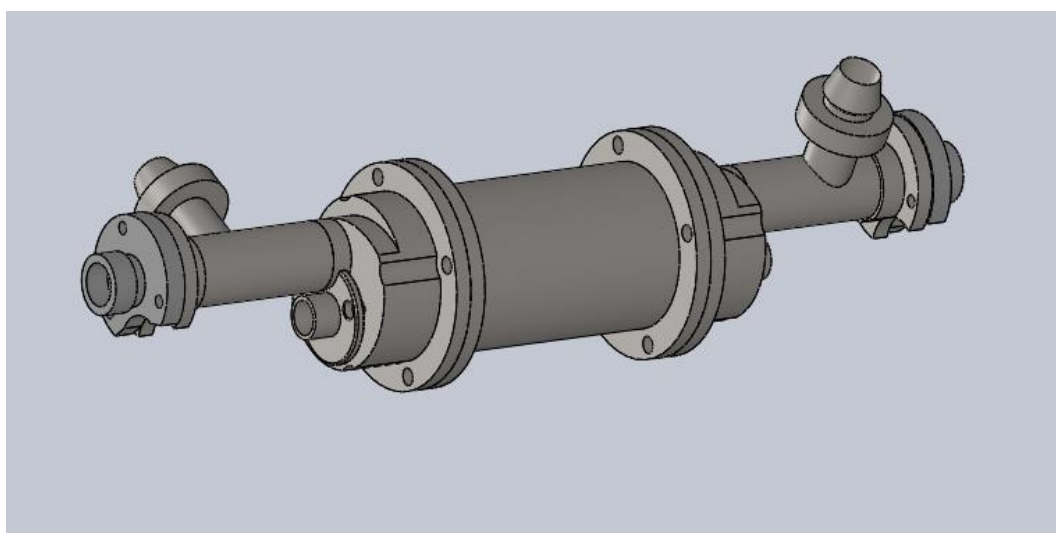


Рисунок 84 – Модель квантрона К-301В.

### 4.3 Расчет коллиматоров

Исходя из требуемых параметров к излучению, а также фокусирующей линзы на оптическом окне по формуле (4.1), были рассчитаны коллиматоры для непрерывного волоконного лазера и импульсного лазера.

Наименование	Обозначение	Формула	Численное значение
Диаметр пучка на выходе из волокна	d1, мкм	Входные данные	0,05
Качество пучка	BPP, мм*мрад		2,5
Фокусное расстояние линзы оптического окна	Fк, мм		450
Нужный диаметр в фокусе (перетяжке)	dф, мкм		0,05
Расходимость	O, мрад	$BPP/(d1/2)$	100
диаметр на фокусирующей линзе	Dк, мм	$Fк*4*O/dф$	90
Расчет коллиматора			
диаметр с учетом расходимости на расстоянии 30 мм	do, мм	$2*(TAN(O/2)*30)+d1$	3,052503
диаметр на выходе из коллиматора	Dв, мм	Dк, мм	90
фокусное расстояние последней линзы	F4, мм		90
расстояние между 3 и 4 линзами	L2, мм	$((Dк/2)-(D3/2))/(Dк/2*F4)$	80
диаметр на 3 линзе	D3, мм		10
фокусное расстояние 3 линзы	F3, мм	F4-L2	10
диаметр на 2 линзе	D2, мм		10
фокусное расстояние 2 линзы	F2, мм		30
расстояние между 1 и 2 линзами	L1, мм	$((D2/2)-(D1/2))/(D2/2*F2)$	20,84249
диаметр на 1 линзе на расстоянии 30 мм от волокна	D1, мм	do, мм	3,052503
фокусное расстояние 1 линзы	F1, мм	F2-L1	9,157508

Таблица 6 – результаты габаритных расчетов коллиматора для волоконного лазера с расчетными формулами, обозначениями и полученными значениями.

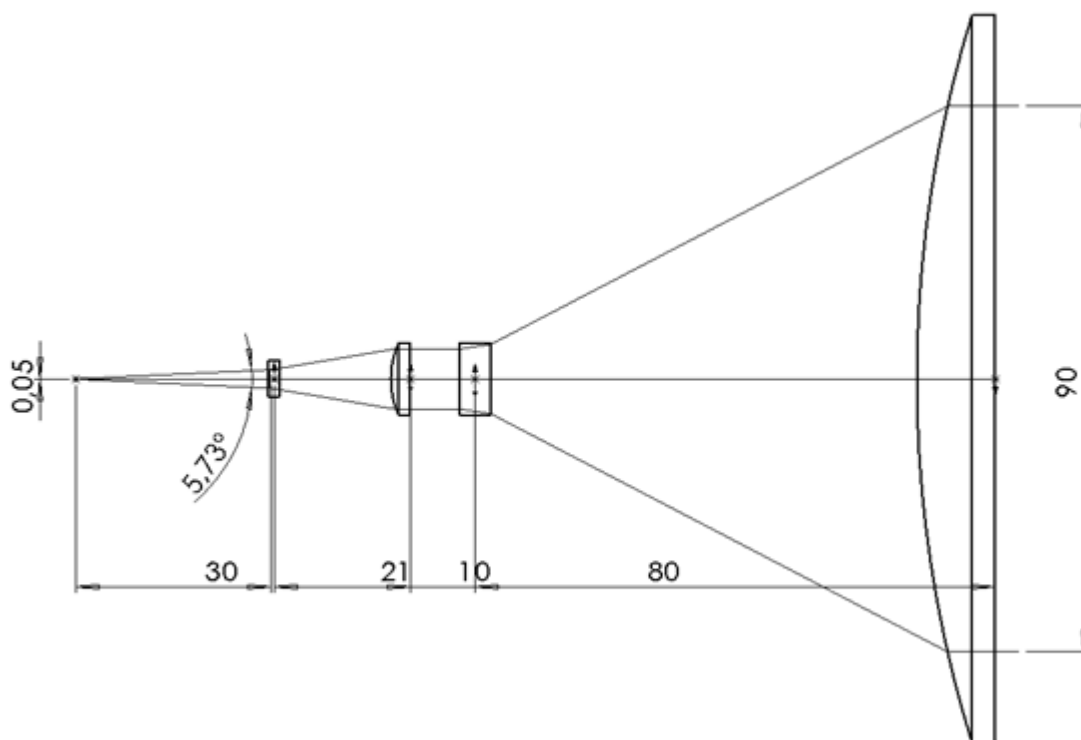


Рисунок 85 – Оптическая схема коллиматора для волоконного лазера

Наименование	Обозначение	Формула	Численное значение
диаметр пучка на выходе из резонатора	d1, мкм	Входные данные	6,3
Фокусное расстояние линзы оптического окна	Fк, мм		450
Нужный диаметр в фокусе (перетяжке)	dф, мкм		0,05
Расходимость	O, мрад		10
диаметр на фокусирующей линзе	Dк, мм		90
Расчет коллиматора			
диаметр с учетом расходимости на расстоянии 50 мм	do, мм	$2 * (\tan(O/2) * 30) + d1$	6,800004
диаметр на выходе из коллиматора	Dв, мм	Dк, мм	90
фокусное расстояние последней линзы	F2, мм		120
расстояние между 1 и 2 линзами	L1, мм	$((Dк/2) - (Dз/2)) / (Dк/2 * F4)$	110,9333
диаметр на 1 линзе на расстоянии 50 мм от волокна	D1, мм	do, мм	6,800004
фокусное расстояние 1 линзы	F1, мм	F2-L1	9,157508

Таблица 7 – результаты габаритных расчетов коллиматора для импульсного лазера с расчетными формулами, обозначениями и полученными значениями.

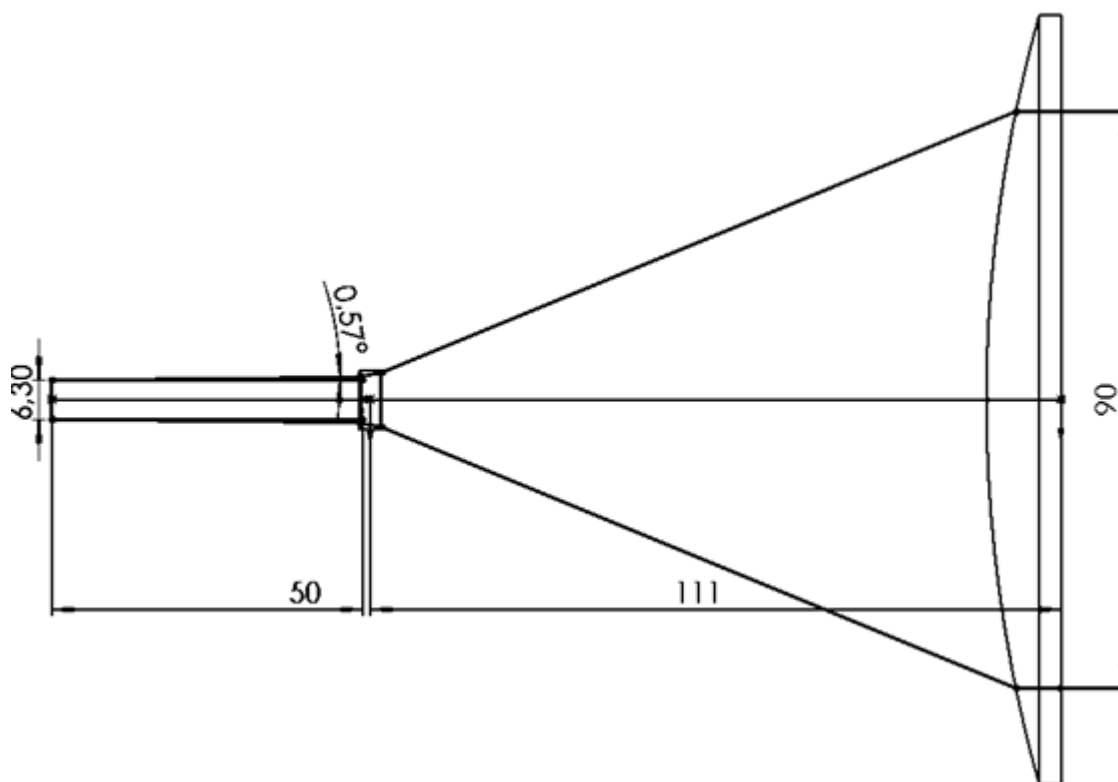


Рисунок 86 – Оптическая схема коллиматора для импульсного лазера

Таким образом, зная все диаметры и фокусы линз, были определены и подобраны все комплектующие, сделаны оптические схемы коллиматоров. (Приложения Б-В)

Наименование	Приложение	Производитель
6mm Dia. x -9mm FL, NIR II Coated, Double-Concave Lens	Б	Edmund Optics
12.0mm Dia. x 30.0mm FL, NIR II Coated, Plano-Convex Lens	Б	Edmund Optics
12mm Dia. x -12mm FL, NIR II Coated, Double-Concave Lens	Б	Edmund Optics

9mm Dia. x -9mm FL, NIR II Coated, Double-Concave Lens	Б	Edmund Optics
120.0mm Dia. x 90.0mm FL, NIR II Coated, Plano-Convex Lens	-	заказная
120.0mm Dia. x 120.0mm FL, NIR II Coated, Plano-Convex Lens	-	заказная

Таблица 8 – Подобранные линзы

#### 4.4 Техническое описание СХПК

Система обеспечивает хранение и подачу компонентов в парогазогенератор и устройство воспламенения, в агрегаты и элементы СВД (теплообменник, диффузор, пневмозаслонки и др.), поддерживает требуемые параметры (расход, давление, температура) компонентов во время пуска, обеспечивает автоматическое управление и контроль аварийных ситуаций.

Начальные параметры для расчета ПГС, полученные из технического задания, газодинамических расчетов эжектора и парогазогенератора, представлены в таблице (9).

Суммарный расход через ПГГ $G_{\Sigma}$	
- стартовый режим	9 кг/с
- номинальный режим	6,5 кг/с
Расход основного окислителя	
- стартовый режим $G_1$	6,19 кг/с
- номинальный режим $G_2$	4,47 кг/с
Длительность пуска	
- стартовый режим $t_1$	2 с
- номинальный режим $t_2$	13 с
Расход азота на срыв эжектора $G_3$	4 кг/с
Длительность срыва эжектора $t_3$	3 с
Расход на наддув баков основного горючего и разбавителя и на продувки $G_4$	0.2 кг/с
Длительность наддува и продувок $t_4$	15 с
Расход окислителя устройства воспламенения $G_5$	0.18 кг/с
Длительность работы устройства воспламенения $t_5$	3 с
Количество пусков с одной заправки $n_1$	4
Объем баллона $V_1$	0.4 м <sup>3</sup>
Начальное давление в баллоне $P_n$	200 атм



Конечное давление в баллоне $P_k$	100 атм
-----------------------------------	---------

Таблица 9 - Начальные параметры для расчета ПГС

#### 4.4.1 Две подсистемы СХПК

##### 4.4.1.1 СХПК газовых компонентов

В ПГС СВД газообразные компоненты (воздух и азот) хранятся в стандартных цилиндрических баллонах емкостью 400 л. ( $P_{\text{раб}}=400$  ат) и 40 л. ( $P_{\text{раб}}=150$  ат). На этапе были проведены оценки количества газов [28], необходимого для проведения цикла испытаний и баллонов для их хранения. Данные представлены в таблице (10).

Компоненты	Начальная масса компонента в баллонах, кг	Расходная масса компонента, кг	Количество баллонов
Основной воздух	665	290,62	7 (400 л)
Управляющий азот	13,3	6,7	2 (40 л)
Азот	95	53,5	1 (400 л)

Таблица 10 - оценки количества газов и баллонов для их хранения

##### 4.4.1.2 СХПК жидких компонентов

Суммарный расход через ПГГ $G_{\Sigma}$	
- стартовый режим	9 кг/с
- номинальный режим	6,5 кг/с
Расход основного горючего (спирт)	
- стартовый режим $G_1$	0,74 кг/с
- номинальный режим $G_2$	0,54 кг/с

Расход разбавителя (вода) - стартовый режим $G_1$ - номинальный режим $G_2$	2,0 кг/с 1,5 кг/с
Длительность пуска - стартовый режим $t_1$ - номинальный режим $t_2$	2 с 13 с
Давление наддува баков $P_{над}$	70 атм
Плотность горючего $\rho_r$	780 кг/м <sup>3</sup>
Плотность разбавителя $\rho_p$	1000 кг/м <sup>3</sup>
Расход горючего устройства воспламенения (бензин) $G_{ув}$	0,01 кг/с
Давление наддува бака устройства воспламенения $P_{ув}$	60 атм
Плотность горючего устройства воспламенения $\rho_{ув}$	760 кг/м <sup>3</sup>
Расход воды в теплообменник $G_{то}$	600 л/мин
Количество пусков с одной заправки $n_1$	4

Таблица 11 - Начальные параметры и технические требования к СХПК

В ПГС используется вытеснительная система подачи [29]. Жидкие компоненты хранятся в баках, рассчитанных на высокое давление. Требуемое количество жидких компонентов и объемы баков для проведения заданного непрерывного цикла исследований представлены в таблице (12).

Компоненты	Начальная масса компонента в баллонах, кг	Расходная масса компонента, кг	Количество баллонов
Основное горючее	37,4	34	1 (60 л)
Разбавитель	103,4	94	1 (124 л)

Горючее устройства воспламенения	0,22	0,2	1 (0,4 л)
Вода теплообменника	660	600	1 (800 л)

Таблица 12 - Требуемое количество жидких компонентов и объемы баков

#### 4.4.2 Пневмогидравлическая система СВД

Принципиальная схема ПГС СВД приведена на рисунке (87), где выделены следующие основные составляющие системы:

- система подачи воздуха к ПГГ и другим агрегатам
- система подачи топлива к ПГГ
- система подачи топлива к УВ
- система подачи воды к ПГГ
- система подачи воды к теплообменнику
- система подачи азота в диффузор и на срыв эжектора

Пневмогидравлическая система состоит из следующих элементов:

- Воздушный компрессор
- Баллон высокого давления емкостью 400 л. (B1-B8)
- Баллон высокого давления емкостью 40 л. (B9-B10)
- Вентиль (V1-V44)
- Редуктор (R1-R11)
- Электропневмоклапан (EV1-EV16)
- ПЭК ДД (1-22)
- Клапан отсечной (PV1-PV22)
- Клапан обратный (BV1-BV9)
- Клапан предохранительный (SV1-SV3)
- Ресиверы (Rc1-Rc9)
- Дроссельные устройства (T1-9)

- Фильтр топливный (F3, F4, F5)
- Фильтр воздушный (F1, F2)
- Манометр (M1-M3)
- Датчик давления (P1-P57)
- Трубопровод (Ø 50; 32; 20; 10; 4 мм)

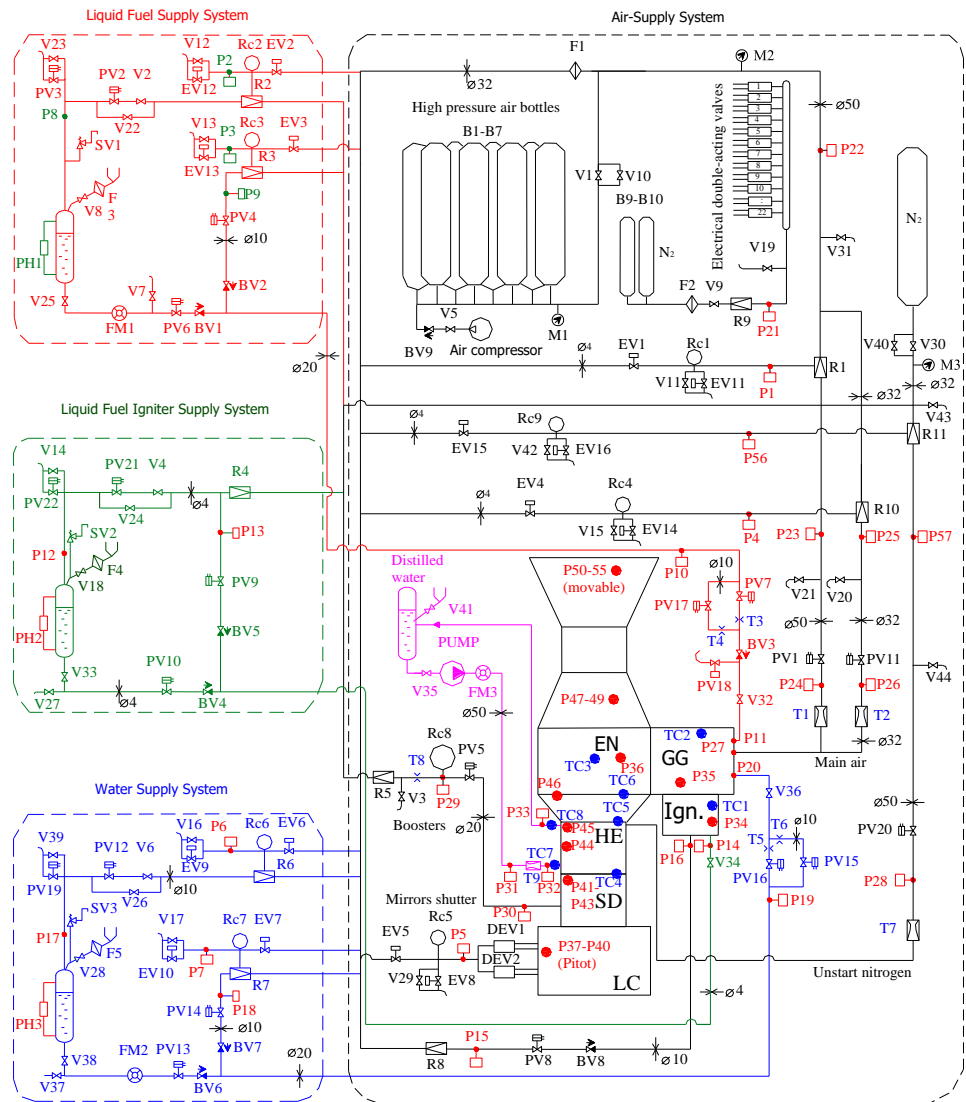


Рисунок 87 - Принципиальная схема ПГС СВД

Таким образом, все компоненты ПГС СВД были рассмотрены. Из всех элементов можно выделить измерительные датчики: манометр (M1-M3), датчик давления (P1-P57).

## 4.5 Погрешности измерительных приборов в ПГС

### 4.5.1 Манометры [30]

Данные датчики давления, используемые в работе предназначены для контроля давления в трубках, предназначенных для подвода газа (воздуха и N<sub>2</sub>) из баллонов в парогазогенератор. Расположение датчиков представлено на рисунке (88) (M1-M3).

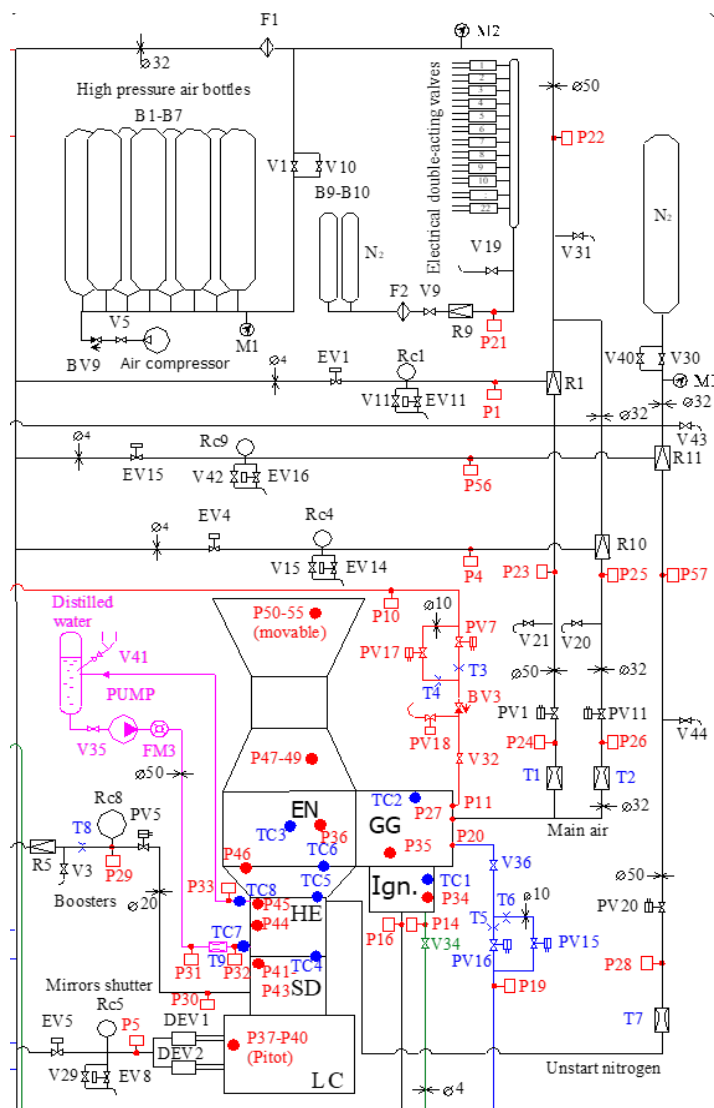


Рисунок 88 - Принципиальная схема ПГС.

Начальный объем 8-ми используемых баллонов - 400 л, с рабочим давлением  $400 \text{ атм} = 4,053 \cdot 10^7 \text{ Па}$ . Тогда плотность воздуха в баллоне будет определена по формуле:

$$\rho = \frac{p \cdot M}{R \cdot T} \quad (4.2)$$

$\rho$  — плотность воздуха,  $M$  — молярная масса (29 г/моль = 0,029 кг/моль для сухого воздуха),  $p$  — абсолютное давление,  $R = 8,314$  — универсальная газовая постоянная,  $T$  — абсолютная температура в кельвинах. Таким образом, подстановкой получаем:

$$\rho = \frac{4,053 \cdot 10^7 \cdot 0,029}{8,314 \cdot 293} = 482,5 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

Тогда масса воздуха равна  $482,5 \cdot 0,4 = 192$  кг

Суммарный расход газа меняется в диапазоне от 6,5 кг/с до 9 кг/с. Длительность пропуска от 13 до 3 с. Сечение трубки, по которой идет газ из баллонов 50 см = 0,5 м, длина 10 м, следовательно при расходе 6,5 кг/с давление за 13 с давление в трубке будет составлять

Рассмотрим ситуацию при расходе 9 кг/с и времени 3 с:

За 3 секунды 1 баллон успевает накачать 27 кг воздуха в трубку, тогда давление в этой трубке будет составлять:

$$p = \frac{27 \cdot 8,314 \cdot 293}{0,5 \cdot 10 \cdot 0,029} = 453,6 \text{ кПа}$$

Тогда для 8 баллонов:  $453600 \cdot 8 = 3,63$  МПа

Аналогично для ситуации при расходе 6,5 кг/с и времени 13 с:

За 13 секунд 1 баллон успевает накачать 84,5 кг воздуха в трубку, тогда давление в этой трубке будет составлять:

$$p = \frac{84,5 \cdot 8,314 \cdot 293}{0,5 \cdot 10 \cdot 0,029} = 1,419 \text{ МПа}$$

Тогда для 8 баллонов:  $1419000 * 8 = 11,356 \text{ МПа}$

Таким образом, для данной работы подойдет манометр МТИ-100-ДИ-ИМ16М с верхним пределом 16 МПа, из перечисленных в таблице (13).

Модификация и исполнение	Код модели	Ряд верхних пределов диапазонов измерений $P_B$						$P_{исп}$
		$P_B$						
Манометры электронные для точных измерений абсолютного давления МТИ-100-ДА	АМ160	160 кПа	100 кПа	60 кПа	40 кПа	25 кПа	16 кПа	1000 кПа
	АМ2,5М	2,5 МПа	1,6 МПа	1,0 МПа	0,6 МПа	0,4 МПа	0,25 МПа	10 МПа
Манометры электронные для точных измерений избыточного давления МТИ-100-ДИ	ИМ10	10 кПа	6,0 кПа	4,0 кПа	2,5 кПа	1,6 кПа	1,0 кПа	50 кПа
	ИМ40	40 кПа	25 кПа	16 кПа	10 кПа	6,0 кПа	4,0 кПа	150 кПа
	ИМ160	160 кПа	100 кПа	60 кПа	40 кПа	25 кПа	16 кПа	400 кПа
	ИМ600	600 кПа	400 кПа	250 кПа	160 кПа	100 кПа	60 кПа	2500; 1000* кПа
	ИМ2,5М	2,5 МПа	1,6 МПа	1,0 МПа	0,6 МПа	0,4 МПа	0,25 МПа	10; 4* МПа
	ИМ6М	6,0 МПа	4,0 МПа	2,5 МПа	1,6 МПа	1,0 МПа	0,6 МПа	25; 10*; МПа
	ИМ16М	16 МПа	10 МПа	6,0 МПа	4,0 МПа	2,5 МПа	1,6 МПа	40; 25* МПа
ИМ60М	60 МПа	40 МПа	25 МПа	16 МПа	10 МПа	6,0 МПа	150; 75* МПа	
Манометры электронные для точных измерений избыточного давления-разрежения МТИ-100-ДИВ	ВН2,5	-1,25 кПа	-0,8 кПа	-0,5 кПа	-0,3 кПа	-0,2 кПа	-0,125 кПа	20 кПа
		1,25 кПа	0,8 кПа	0,5 кПа	0,3 кПа	0,2 кПа	0,125 кПа	
	ВН6	-3 кПа	-2 кПа	-1,25 кПа	-0,8 кПа	-0,5 кПа	-0,3 кПа	20 кПа
		3 кПа	2 кПа	1,25 кПа	0,8 кПа	0,5 кПа	0,3 кПа	
	ВМ150	-100 кПа	-100 кПа	-50 кПа	-30 кПа	-20 кПа	-12,5 кПа	1000 кПа
		150 кПа	60 кПа	50 кПа	30 кПа	20 кПа	12,5 кПа	
	ВМ500	-100 кПа	-100 кПа	-100 кПа	-100 кПа	-50 кПа	-30 кПа	2500; 1000* кПа
		500 кПа	300 кПа	150 кПа	60 кПа	50 кПа	30 кПа	
	ВМ2,4М	-0,1 МПа	-0,1 МПа	-0,1 МПа	-0,1 МПа	-0,1 МПа	-0,1 МПа	10; 4* МПа
		2,4 МПа	1,5 МПа	0,9 МПа	0,5 МПа	0,3 МПа	0,15 МПа	
Примечания								
1 * Для моделей с кодом исполнения по материалам 61.								
2 Знак «-» означает разрежение.								
3 Нижний предел измерений равен нулю.								
4 Для МТИ-100-ДИВ число в верхней строке – верхний предел разрежения, в нижней – верхний предел избыточного давления.								

Таблица 13 - коды моделей, верхние пределы измерений  $P_B$ , диапазоны шкального индикатора и максимальные (испытательные) давления  $P_{исп}$ .

Код класса точности	Пределы допускаемой основной приведенной погрешности $\gamma$ , %
B02	$\pm(0,10+0,10 \cdot P/P_B+^*)$
C04	$\pm(0,20+0,20 \cdot P/P_B+^*)$
D06**	$\pm(0,30+0,30 \cdot P/P_B+^*)$
<b>П р и м е ч а н и я</b> 1 P – измеренное значение давления. 2 * 0,5 единицы последнего разряда, выраженные в процентах от верхнего предела (диапазона) измерений. 3 ** Базовое исполнение.	

Таблица 14 - Пределы допускаемой основной приведенной погрешности

По таблице (14) пределов допускаемой погрешности достаточно выбрать класс точности D06, то есть базовое исполнение, таким образом предел допускаемой приведенной погрешности равен  $\pm (0,3+0,3 \cdot P/P_B)$ .

Следовательно, для расхода 9 кг/с приведенная погрешность равна  $\pm (0,32\%)$ , а при 6,5 кг/с  $\pm(0,51\%)$ .

Таким образом, зная приведенную погрешность можно вычислить и абсолютную по формуле

$$\gamma = \frac{\Delta x_{\max}}{x_N} \quad (4.3)$$

$$\text{Тогда } \Delta x = x_N \cdot \gamma = \begin{cases} 4540,8 \text{ Па} = 0,045 \text{ атм, при } 9 \frac{\text{кг}}{\text{с}} \text{ и } 3 \text{ с} \\ 57915,6 \text{ Па} = 0,571 \text{ атм, при } 6,5 \frac{\text{кг}}{\text{с}} \text{ и } 13 \text{ с} \end{cases}$$

Ниже, на рисунке (89) представлен чертеж манометра



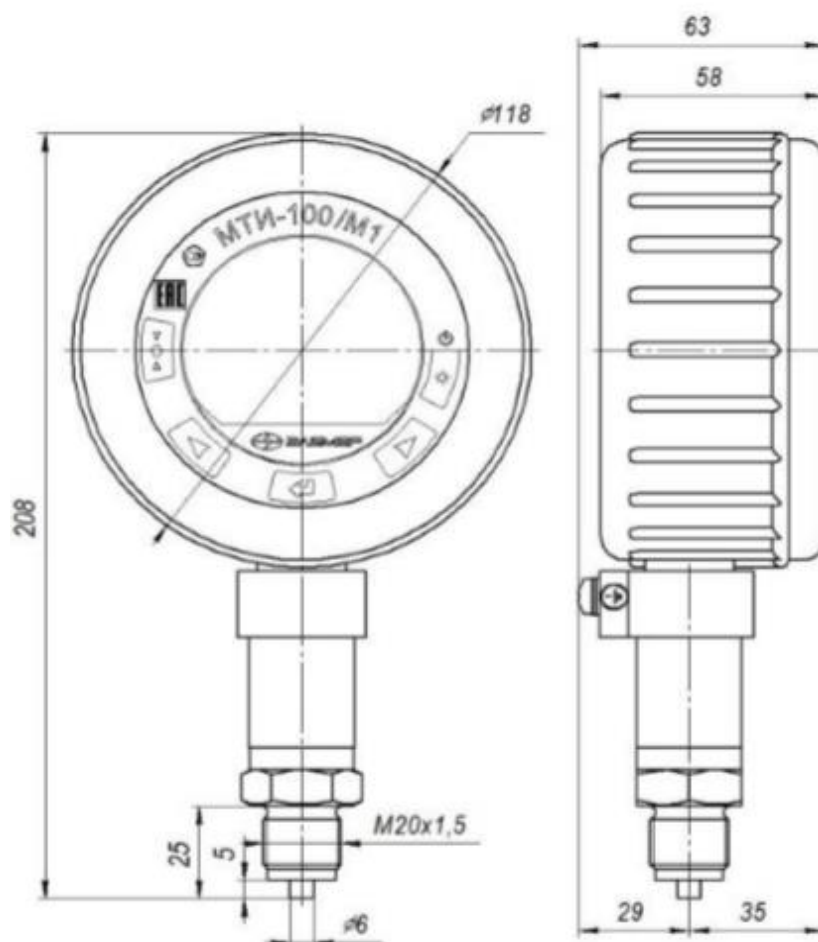


Рисунок 89 - Габаритные, присоединительные и монтажные размеры манометров электронных для точных измерений МТИ-100/М1

#### 4.5.2 Преобразователи давления [31]

Данные датчики нужны для отслеживания давления на выходе. В работе используются давления от 0,01 атм до 100 атм. В паспорте устройства (таблица 15) была выбрана подходящая конфигурация, которая способна отслеживать данные значения.

Измеряемый параметр	Модель	Код диапазона измерений в соответствии с таблицей 2.7	Минимальный диапазон или верхний предел измерений, $P_{ВМІN}$		Максимальный верхний предел измерений, $P_{ВМАХ}$		Давление* перегрузки, МПа	Индекс модели в соответствии с таблицами 2.11, 2.11.1
			кПа	МПа	кПа	МПа		
Преобразователи абсолютного давления	ТАН4	4	1	-	10	-	0,3	B02 C04
	ТАН7	7	2,5	-	60	-	1,2	A01 B02 C004
	ТАН9	9	6	-	250	-	3	A00 A01 B02 C04
	ТАН13	13	-	0,025	-	2,5	20	A01 B02 C04
	TG4 TGV4	4	0,25	-	10	-	0,25	A01 B02 C04
	TGH4 TGHV4						0,3	
	TG7 TGV7	7	01	-	60	-	0,25	A01 B02 C04
TGH7 TGHV7	1,2							
Преобразователи избыточного давления и избыточного давления-разрежения	TG9 TGV9	9	4	-	250	-	1	A00 A01 B02 C04
	TGH9 TGHV9		2,5				3	
	TG11 TGV11	11	10	-	600	-	2,5	
	TGH11 TGHV11	11	6	-	600	-	3	
	TG13 TGV13	13	-	0,025	-	2,5	10	
	TGH13 TGHV13						20	
	TG14	14	-	0,06	-	6	25	
	TG15	15	-	0,16	-	16	40	
	TGH15	15	-	0,25	-	16	40	
	TG16	16	-	0,6	-	60	150	

Таблица 15 - Основные метрологические характеристики преобразователей давления измерительных «ЭЛЕМЕР-АИР-30М».

Были выбраны модели TG16 с максимальным пределом 60 Мпа и минимальным 0,6 МПа для 100 атм и ТАН9 для давлений 1 атм с максимальным значением 250 кПа и минимальным в 6 кПа.

В таблице (16) показана приведенная погрешность данного устройства

Индекс модели при заказе	Пределы допускаемой основной приведенной погрешности, $\gamma$ , %	
	$P_{BMAX}/3 \leq P_B$	$P_B < P_{BMAX}/3$
A00 <sup>(*5)</sup>	$\pm 0,075$	$\pm(0,015+0,02 \cdot P_{BMAX}/P_B)$
A01	$\pm 0,1$	$\pm(0,04+0,02 \cdot P_{BMAX}/P_B)$
B02 <sup>(*)</sup>	$\pm 0,2$	$\pm(0,08+0,04 \cdot P_{BMAX}/P_B)$
		$\pm(0,02+0,06 \cdot P_{BMAX}/P_B)^{(***)}$
C04 <sup>(**)</sup>	$\pm 0,4$	$\pm(0,2 \cdot P_{BMAX}/P_B)^{(*5)}$
		$\pm(0,16+0,08 \cdot P_{BMAX}/P_B)$
		$\pm(0,04+0,12 \cdot P_{BMAX}/P_B)^{(***)}$
$\pm(0,4 \cdot P_{BMAX}/P_B)^{(***)}$		
<p>Примечания:</p> <p>1 - <math>P_B</math> – верхний предел или диапазон измерений, установленный пользователем.</p> <p>2 – АИР-30М с кодом исполнения по материалам 31х, 35х, 71Р, 75Р изготавливаются только с индексом модели C04<sup>(***)</sup>.</p> <p>3 – <sup>(*)</sup> Базовое исполнение для всех моделей, кроме xxx0 и ТАН4.</p> <p>4 – <sup>(**)</sup> Базовое исполнение для моделей xxx0 и ТАН4.</p> <p>5 – <sup>(***)</sup> Для моделей xxx0.</p> <p>6 – <sup>(****)</sup> Для модели ТАН4.</p> <p>7 – <sup>(*5)</sup> Кроме моделей с кодом присоединения к процессу «ОМ20» (таблица В.1 Приложения В).</p>		

Таблица 16 - Пределы допускаемой основной приведенной погрешности аналогового выхода, выраженные в процентах от диапазона измерений.

Для выбранных моделей предел допускаемой приведенной погрешности равен  $\pm(0,2 \cdot P_{BMAX}/P_B)$ .

Таким образом, приведенная погрешность на данных устройствах при 1 атм = 0,493%, а при 100 атм = 1,184%.

В паспорте устройства прописаны температурные погрешности (таблица 17), которые стоит учесть, так, для выбранных моделей она составляет  $\pm(0,03+0,2 \cdot P_{BMAX}/P_B)$ , при +10 С: 1 атм = 0,523%, 100 атм = 1,214%.

Дополнительная погрешность АИР-30М, вызванная изменением температуры окружающего воздуха от нормальной (20+-5 С) до любой температуры в пределах рабочих температур на каждые 10 С изменения температуры,  $\gamma$ т в %/10 С, не превышает значений, приведенных в таблице (17).

Модели	$ \gamma_T , \%/10^\circ\text{C}$	
	для аналогового выхода	для цифрового выхода
xxx0	$\pm(0,06+0,08 \cdot P_{\text{Вmax}}/P_B)$	$\pm(0,06 \cdot  P /P_{\text{Вmax}} + 0,08)$
xxx1, ТАН4	$\pm(0,04+0,04 \cdot P_{\text{Вmax}}/P_B)$	$\pm(0,04 \cdot  P /P_{\text{Вmax}} + 0,04)$
Для АИР-30М с кодом исполнения по материалам 31х, 35х, 71Р, 75Р.	$\pm(0,06+0,08 \cdot P_{\text{Вmax}}/P_B)$	$\pm(0,06 \cdot  P /P_{\text{Вmax}} + 0,08)$
Остальные	$\pm(0,03+0,02 \cdot P_{\text{Вmax}}/P_B)$	$\pm(0,03 \cdot  P /P_{\text{Вmax}} + 0,02)$
Примечание - Для АИР-30М с индексом модели С04 значение $\gamma_T$ увеличивается в 1,5 раза.		

Таблица 17 – Дополнительная температурная погрешность.

Дополнительная погрешность АИР-30М, вызванная воздействием повышенной влажности, не превышает 0,2 предела допускаемой основной погрешности

Зная, какие факторы могут влиять на данные модели, можно составить полную относительную погрешность, для 1 атм (+5 С и повышенная влажность) =  $0,493 + 0,523 + 0,099 = \pm 1,115 \%$ , для 100 атм (+- 5 С и повышенная влажность) =  $1,184 + 1,214 + 0,237 = \pm 2,635 \%$

Таким образом абсолютная погрешность выбранных приборов равна:

$$\begin{cases} \text{при 1 атм: } 250\text{кПа} * 1,115 = 278,75 \text{ Па} = 0,0275 \text{ атм} \\ \text{при 100 атм: } 60 \text{ МПа} * 2,635 = 1,581 \text{ МПа} = 15,603 \text{ атм} \end{cases}$$

Ниже представлен чертеж с габаритными размерами устройства (90)

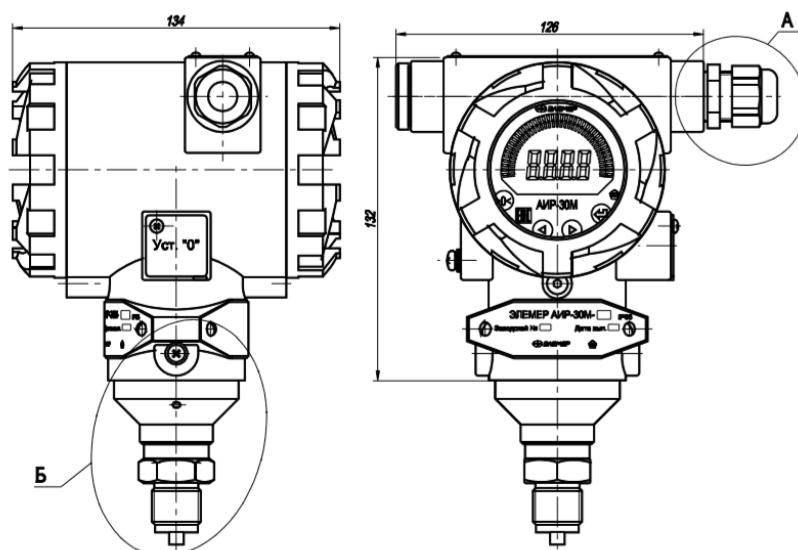


Рисунок 90 - Габаритные, присоединительные и монтажные размеры преобразователей давления измерительных «ЭЛЕМЕР-АИР-30М».

#### 4.6 Вывод по пункту 4

Основываясь на параметрах лазерного излучения, разработаны оптические схемы для подвода излучения импульсного и непрерывного лазеров, для регистрации непрерывного оптического разряда в высокоскоростном потоке также разработана оптическая схема. Подобраны комплектующие экспериментальной установки

## 5 Компоновка экспериментальной установки в лаборатории.

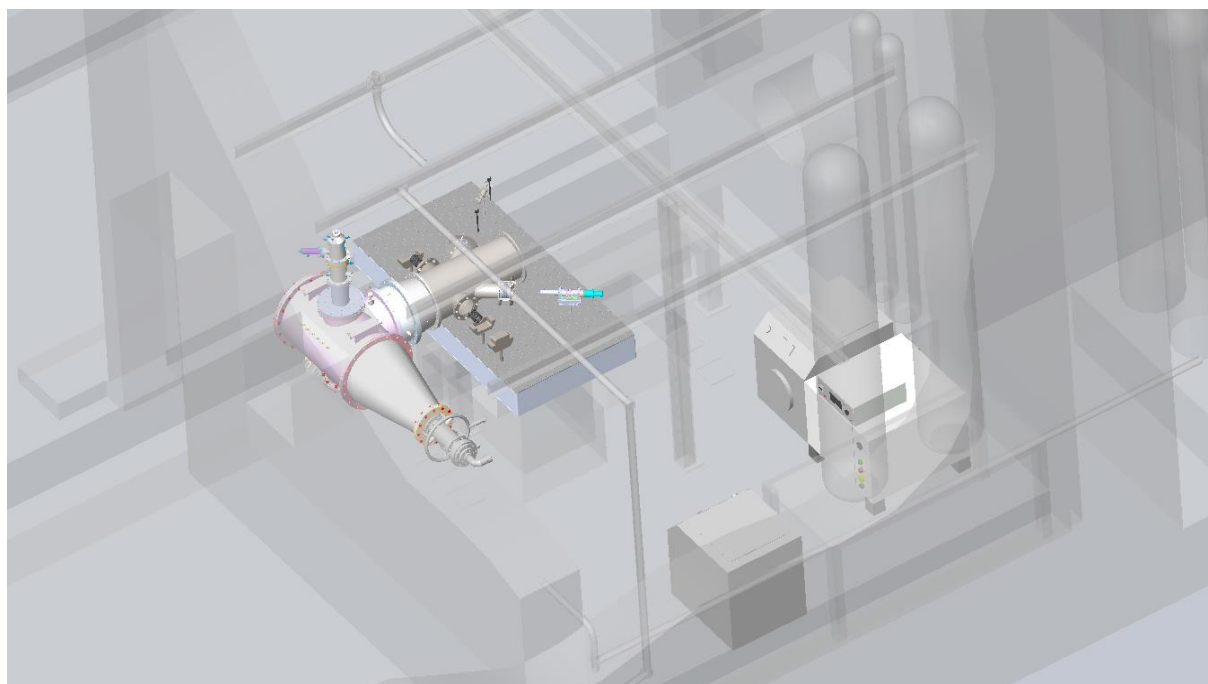


Рисунок 91 – Компоновка элементов оптической схемы в лаборатории.

На рисунке (91) представлено расположение всех комплектующих в лаборатории. Видно, что элементы вписываются в габариты данного помещения, таким образом, это место подходит для проведения эксперимента, и дальнейшего изучения непрерывного оптического разряда на сверхзвуковом газовом потоке.

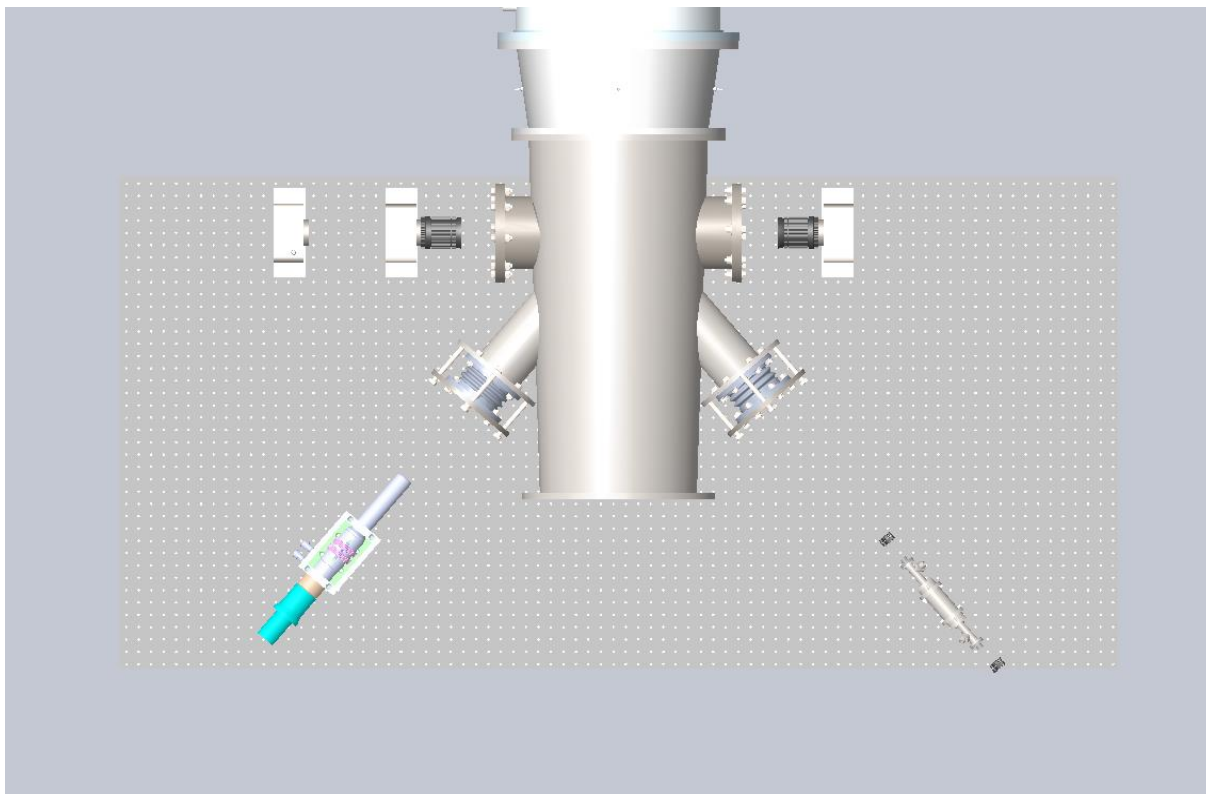


Рисунок 92 – Расположение элементов на оптическом столе (вид сверху)

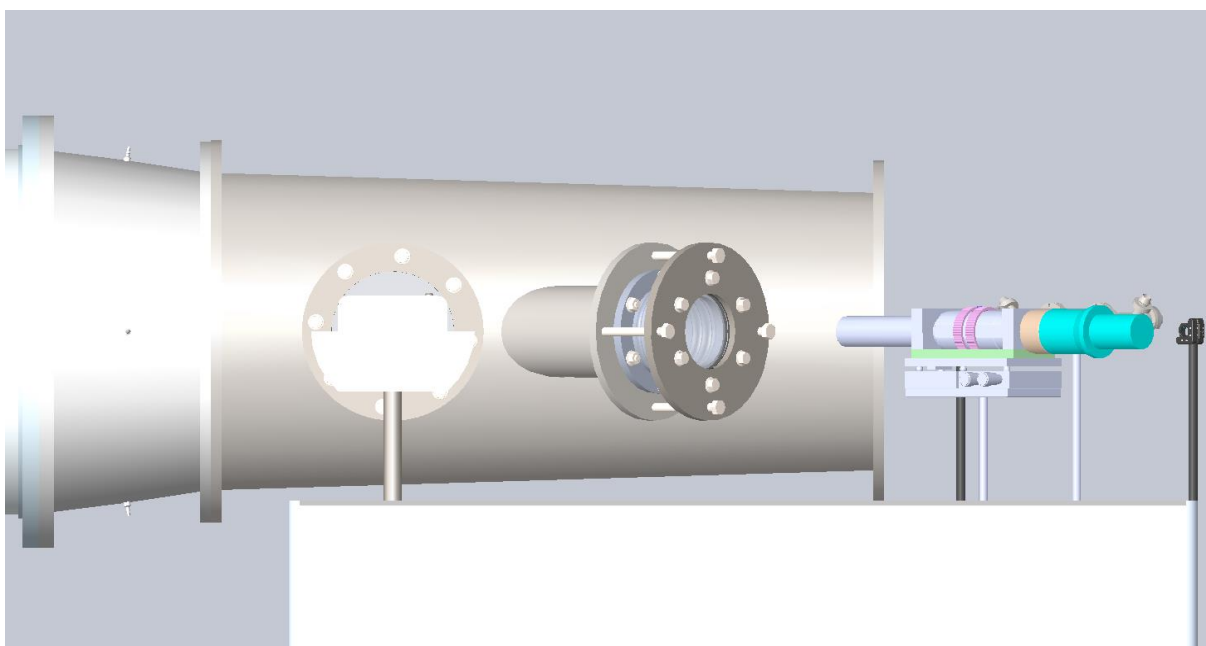


Рисунок 93 – Расположение элементов на оптическом столе (вид справа)



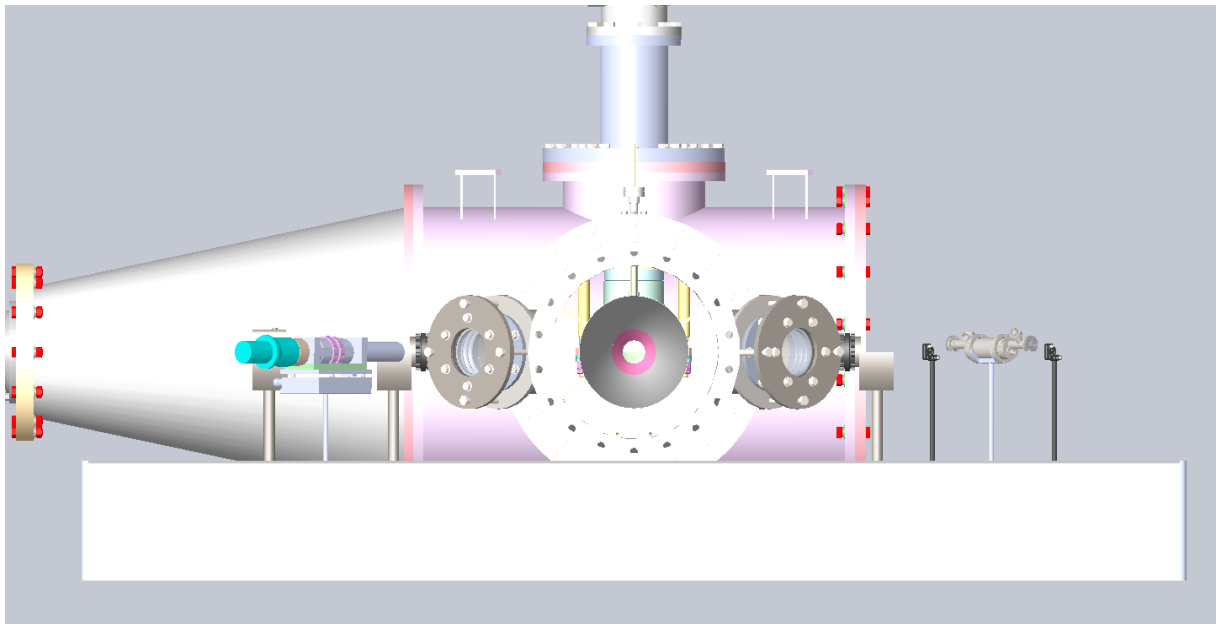


Рисунок 94 – Расположение элементов на оптическом столе (вид спереди)

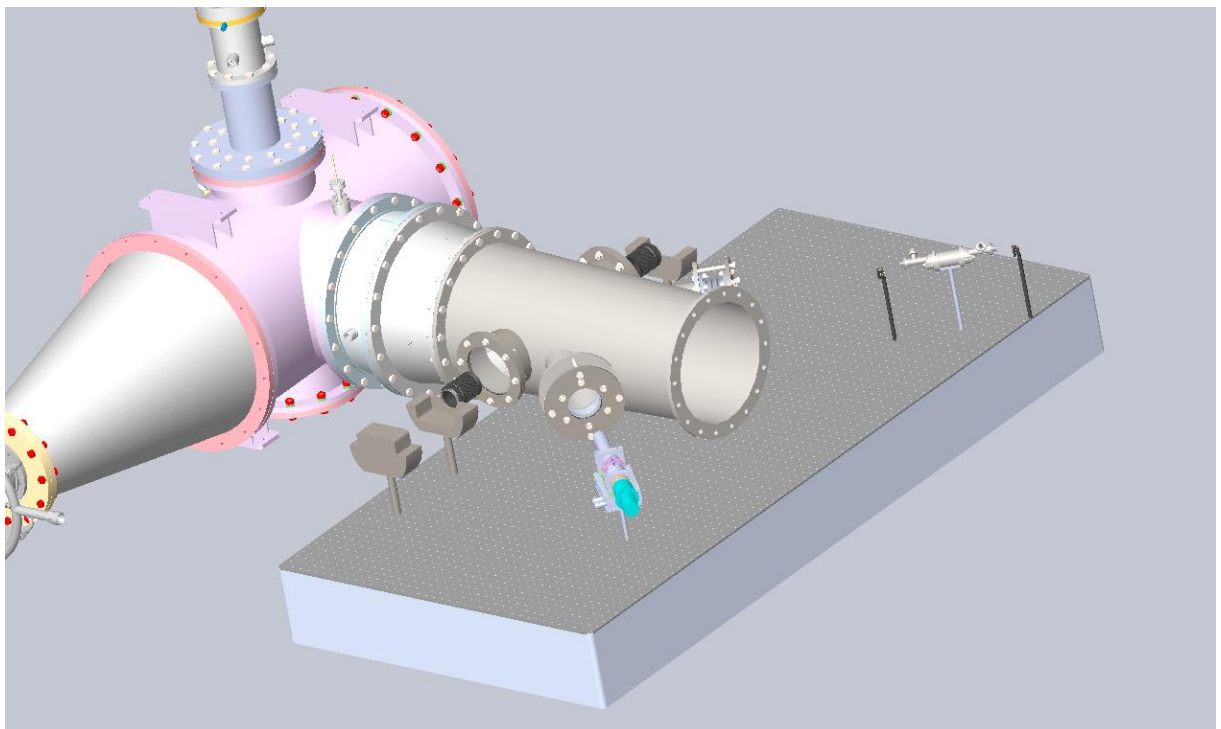


Рисунок 95 – Расположение элементов на оптическом столе

Все оптические элементы были размещены на столе согласно предложенной ранее оптической схеме (78). Ниже представлена выхлопная труба с оптическими окнами, схема данной установки представлена в приложении Г.

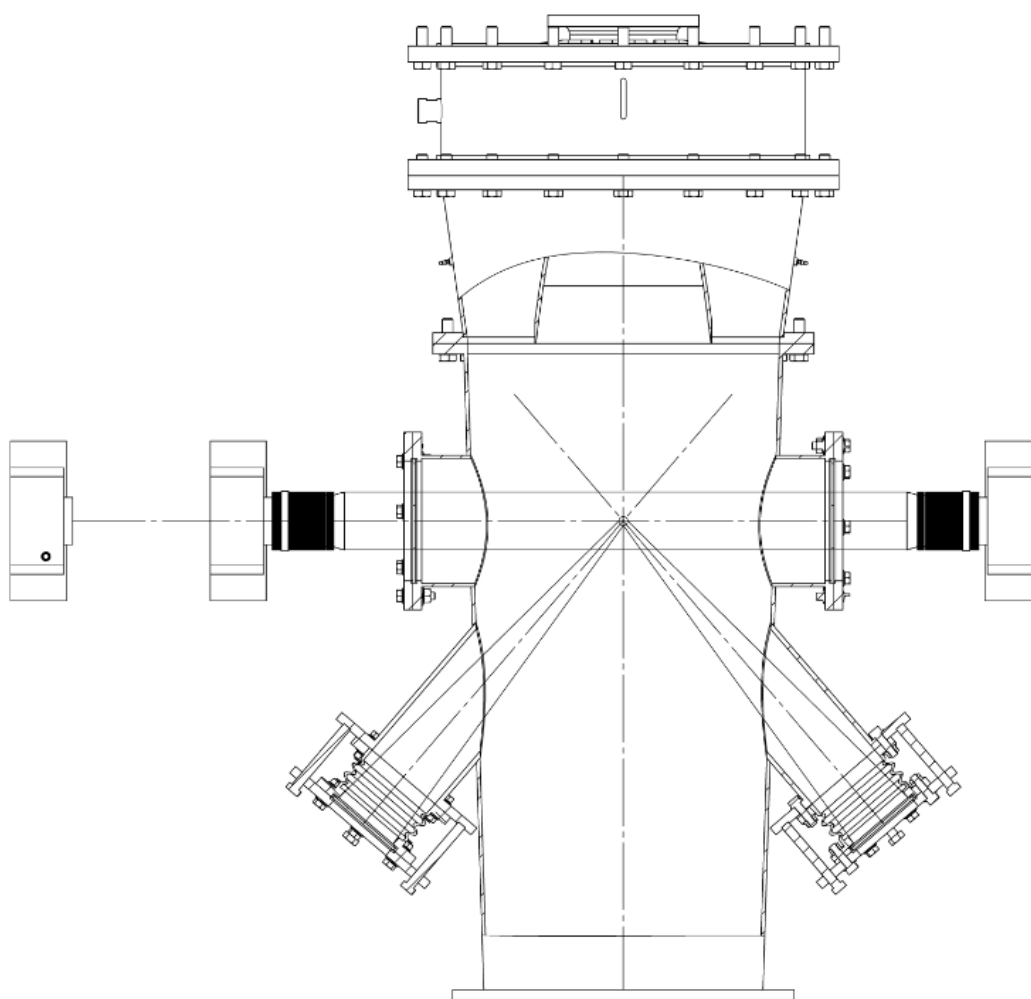


Рисунок 96 – Выхлопная труба в разрезе с изображением хода лучей

Таким образом, в лаборатории были расставлены все элементы по оптической схеме. Элементы, которые были использованы в постановке: оптоволоконный иттербиевый лазер лс-1, чиллер, коллиматор, 2 объектива со стойками, камера, выхлопная труба с четырьмя оптическими окнами, два оптических окна представляет из себя линзу, которая фокусирует непрерывное и импульсное излучения в пучок диаметром 50 мкм, в конструкции данных окон предусмотрена подстройка по всем осям с помощью болтов, движение обеспечено использованием сиффона.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В работе построена математическая и численная модель непрерывного оптического разряда в сверхзвуковом газовом потоке в условиях равновесия. Получены аппроксимационные формулы всех параметров для данной модели.

2. Приведены результаты моделирования равновесной модели. Для мощности непрерывного излучения порядка 1 кВт существуют условия, при которых стационарный оптический разряд в сверхзвуковом газовом потоке с числами Маха до 5 существует. При наличии основного непрерывного лазерного пучка самопроизвольно разряд не возникает, а для его зажигания необходимо внешнее импульсное энергетическое воздействие.

3. Предложена математическая модель непрерывного оптического разряда в высокоскоростном газовом потоке в двухтемпературном приближении, на основе которой возможно моделирование процесса. Приведены важные оценки и методики расчетов. Рассмотрена траектория движения свободного электрона вокруг иона в полностью ионизированной плазме для определения сечения взаимодействия между частицами.

4. Предложена методика экспериментального исследования непрерывного оптического разряда в высокоскоростном потоке, позволяющая проверить результаты моделирования. Разработана оптическая схема установки и компоновка всех элементов в лаборатории.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1) В.Н. Зудов, П.К. Третьяков - Взаимодействие оптического разряда с ударной волной, журнал технической физики, 2018, том 88, вып. 3
- 2) Юрьев А.С., Пирогов С.Ю., Рыжов Е.В. Управление обтеканием тел с использованием подвода лазерной энергии в высокоскоростные потоки газа. — СПб: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2005. — 159 с.
- 3) Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона // Доклады РАН. — 1994. — Т. 336, № 4. — С. 466-467.
- 4) Зеркл Д.К., Шварц С., Мертогул Э., Чжэнь С., Криер Х., Мазумдер Дж. Исследование лазерной аргоновой плазмы применительно к проблеме электротермического ракетного двигателя // Ракетная техника и космонавтика. — 1990. — № 11. — С. 3-13.
- 5) Тищенко В.Н., Гулидов А.И. Ускорение лазерной плазмы оптическим пульсирующим разрядом, движущимся в воздухе с гиперзвуковой скоростью // Письма в ЖТФ. — 2000. — Т. 26, № 19. — С. 77-83.
- 6) Я.В. Ханхасаева, В.Е. Борисов, А.Е. Луцкий - Энергетическое воздействие на обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов
- 7) Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M. — In: III Intern. Conference on Quantum Electronics — Paris, 1963.
- 8) Островская Г. В., Зайдель А. Н., Лазерная искра в газах, "УФН", 1973, т. 111, с. 579
- 9) Райзер Ю.П. О возможности создания оптического плазмотрона и необходимой для этого мощности // Письма в ЖЭТФ. — 1970. — Т. 11, № 3. — С. 195-199.
- 10) Райзер Ю. П. — Лазерная искра и распространение разрядов, Москва, «Наука», 1974.
- 11) Райзер Ю. П. — Оптические разряды, "УФН", 1980.

- 12) Крайко А.Н. Аналитическое представление термодинамических функций воздуха. Инженерный журнал т.4, вып.3, 1964, стр. 548-550.
- 13) И. В. Авилова, Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, В. М. Замалин, Г. А. Кобзев, А. Н. Лагарьков, А. Х. Мнацакян, Г. Э. Норман - Оптические свойства горячего воздуха, под редакцией профессора Л. М. Бибермана, изд-во «Наука», Москва, 1970.
- 14) Краснов Н.Ф. Аэродинамика тел вращения. М.: Машиностроение, 1964. – 572 с.
- 15) Ключарев А.Н., Мишаков В.Г., Тимофеев Н.А. Введение в физику низкотемпературной плазмы.
- 16) Н.В. Василенко, В.А. Макаров “Модели оценки надежности программного обеспечения”, 2004 г.
- 17) Сивухин Д. В. – Общий курс физики. — М.: Физматлит; Изд-во МФТИ, 2004. — Т. III. Электричество. — С. 17. — 656 с. — ISBN 5-9221-0227-3.
- 18) Королев Ю.Д. – Элементарные и кинетические процессы в газоразрядной плазме, издательство Томского политехнического университета, 2008 г.
- 19) Бронштейн И.Н. – Гипербола/Квант. — 1975. — № 3.
- 20) Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. – Теоретическая физика, том 10, Москва, «Наука», главная редакция физико-математической литературы, 1979 г.
- 21) Two-Temperature Chemical Non-equilibrium Modeling of Argon DC Arc Plasma Torch, Jiang-Hong Sun, Su-Rong Sun, Li-Hui Zhang, Hai-Xing Wang 13 July 2020, Plasma Chemistry and Plasma Processing, <https://doi.org/10.1007/s11090-020-10108-9>
- 22) Mitchner M., Kruger Charles H., JR. – Partially ionized gases/ Department of mechanical engineering, Stanford university, New York, 1973 г.
- 23) База данных сечений столкновений – URL: [https://nl.lxcat.net/data/set\\_databases.php](https://nl.lxcat.net/data/set_databases.php) (дата обращения 2.05.2021)

- 24) Collision cross sections for identical and non-identical rare-gas atom pairs for energies from 0.01 eV to 10 keV. A. V. Phelps JILA, University of Colorado and National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado 80309-0440 (Dated: December 5, 2004)
- 25) Chemical Non-equilibrium Simulation of Anode Attachment of an Argon Transferred, Su-Rong Sun, Hai-Xing Wang, Tao Zhu, Anthony B. Murphy, 30 August 2019, Plasma Chemistry and Plasma Processing. <https://doi.org/10.1007/s11090-019-10027-4>
- 26) Программа T&TWinner – URL: <http://ttwinner.free.fr/> (дата обращения 15.04.2021)
- 27) Short Communication Simple Approximation For Thermal Diffusion In Gas Mixtures, John D. Ramshaw, Idaho National Engineering Laboratory, Idaho Falls, U.S.A., J. Non-Equilib. Thermodyn. Vol. 21 (1996),
- 28) Володин В.А. – Конструкция и проектирование ракетных двигателей – М.: Машиностроение, 1971 г.
- 29) Беляев Н.М. – Расчет пневмогидравлических систем ракет – М.: Машиностроение, 1983 г.
- 30) Манометры электронные для точных МТИ-100/М1, МТИ-100/М3, руководство по эксплуатации НКГЖ.406233.058РЭ
- 31) Преобразователи давления измерительные «ЭЛЕМЕР-АИР-30М», руководство по эксплуатации НКГЖ.406233.064РЭ
- 32) Transition radiation energy loss in inductively coupled argon plasma, Yuping Ren, J. D. Long and S. Xu, Plasma Sources and Applications Center, NIE, and Institute of Advanced Studies, Nanyang Technological University, 1 Nanyang Walk, Singapore 637616, 11 July 2007, doi: 10.1063/1.2749235.

## Приложение А

1. Чертеж оптической схемы (БГТУ.015113.000)

## Приложение Б

Закупные линзы коллиматоров:

Производство Edmund Optics

1. 6mm Dia. x -9mm FL, NIR II Coated, Double-Concave Lens
2. 12.0mm Dia. x 30.0mm FL, NIR II Coated, Plano-Convex Lens
3. 12mm Dia. x -12mm FL, NIR II Coated, Double-Concave Lens
4. 9mm Dia. x -9mm FL, NIR II Coated, Double-Concave Lens



## Приложение В

Оптические схемы коллиматоров для импульсного и непрерывного лазеров:

1. Оптическая схема коллиматора для непрерывного лазера  
(БГТУ.015113.001)
2. Оптическая схема коллиматора для импульсного лазера  
(БГТУ.015113.002)

## Приложение Г

1. Сборочный чертеж выхлопной трубы с оптическими окнами  
(БГТУ.015113.003)