

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ  
МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

*На правах рукописи*

ПОПОВИЧ СЕРГЕЙ СТАНИСЛАВОВИЧ

**ВЛИЯНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН НА ЭФФЕКТ БЕЗМАШИННОГО  
ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ**

Специальность 01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата технических наук

Научный руководитель:  
академик РАН, профессор  
доктор технических наук  
Леонтьев Александр Иванович

Москва – 2016

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ</b> .....	5
<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	8
<b>1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРНЫХ ИСТОЧНИКОВ</b> .....	19
1.1 Методы энергоразделения газовых потоков .....	19
1.2 Безмашинное энергоразделение в потоке сжимаемого газа .....	26
1.3 Исследование влияния различных факторов на коэффициент восстановления температуры .....	32
1.4 Исследование теплоотдачи в потоке сжимаемого газа при воздействии ударных волн и отрывных течений .....	51
1.5 Выводы по обзору литературных источников .....	60
<b>2 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СТЕНДОВ, ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ОБОРУДОВАНИЯ И МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ</b> .....	61
2.1 Методика исследования тепловых и динамических параметров в потоке сжимаемого газа на стационарном режиме .....	61
2.2 Измерительно-регистрирующая система .....	67
2.3 Методика расчета основных параметров потока в сверхзвуковой аэродинамической установке .....	72
2.4 Методика исследования тепловых и динамических параметров в потоке сжимаемого газа на нестационарном режиме .....	75
2.5 Методика сравнительного экспериментального исследования устройства безмашинного энергоразделения с генераторами ударных волн в сверхзвуковом канале и при их отсутствии .....	78
2.6 Методика расчета основных параметров газового потока в устройстве безмашинного энергоразделения.....	84

2.7 Оценка неопределенностей измерений ..... 86

### **3 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ... 89**

#### *3.1 Исследование тепловых и динамических параметров в потоке*

*сжимаемого газа на стационарном режиме ..... 89*

*3.1.1 Адиабатная температура стенки и коэффициент восстановления температуры при обтекании сверхзвуковым потоком гладкой стенки ..... 89*

*3.1.2 Влияние падающей ударной волны на адиабатную температуру стенки и коэффициент восстановления температуры ..... 94*

*3.1.3 Влияние отрывного течения за ребром на адиабатную температуру стенки и коэффициент восстановления температуры ..... 102*

*3.1.4 Выводы по разделу 3.1 ..... 108*

#### *3.2 Исследование тепловых и динамических параметров в потоке*

*сжимаемого газа на нестационарном режиме ..... 110*

*3.2.1 Изменение параметров потока в процессе запуска аэродинамической установки ..... 110*

*3.2.2 Адиабатная температура стенки, коэффициент восстановления температуры и интенсификация теплоотдачи при течении сверхзвукового потока за ребром..... 115*

*3.2.3 Выводы по разделу 3.2 ..... 119*

#### *3.3 Сравнительное экспериментальное исследование устройства*

*безмашинного энергоразделения с генераторами ударных волн в*

*сверхзвуковом канале и при их отсутствии ..... 120*

3.3.1 Влияние генераторов ударных волн на тепловые и динамические параметры газового потока в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения .....	120
3.3.2 Влияние генераторов ударных волн на эффекты нагрева и охлаждения потоков в устройстве безмашинного энергоразделения.....	126
3.3.3 Влияние длины канала на эффект безмашинного энергоразделения	130
3.3.4 Влияние числа Маха и температуры торможения на эффект безмашинного энергоразделения.....	132
3.3.5 Выводы по разделу 3.3 .....	134
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	136
<b>СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ</b> .....	139
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ А</b> – Программы тарировки и автоматизации эксперимента в среде LabView.....	154
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ Б</b> – Создание системы безогневого подогрева и редуцирования природного газа на основе эффекта безмашинного энергоразделения .....	163

## ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

$a, b$  – калибровочные коэффициенты;

$C_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К);

$d, D$  – диаметр, м;

$G$  – массовый расход, кг/с;

$h$  – высота ребра, м;

$k$  – коэффициент пропорциональности;

$K$  – коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);

$L$  – длина модели, м;

$L_k (L_m)$  – удельная работа компрессора (турбины), Дж/кг;

$M$  – число Маха;

$M_{\text{удар}}$  – число Маха за ударной волной;

$m, n, N$  – переменные;

$P$  – статическое давление в потоке, Па;

$Pr$  – критерий Прандтля;

$q_w$  – удельный тепловой поток в стенку, Вт/м<sup>2</sup>;

$r$  – коэффициент восстановления температуры;

$R$  – радиус, м;

$Re$  – критерий Рейнольдса;

$S$  – среднеквадратичное отклонение;

$S_r$  – относительный параметр энергоразделения;

$St$  – критерий Стэнтона;

$t$  – продолжительность процесса (запуска установки), с;

$T$  – термодинамическая температура, К;

$T_w^*$  – адиабатная температура стенки, К;

$t_{st}$  – коэффициент Стьюдента;

$U$  – неопределенность измерения;

$w$  – скорость потока, м/с;

$x, y, z$  – координата, м;

$\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  
 $\alpha_{доз}$  – коэффициент расхода сужающего (расходомерного) устройства;  
 $\alpha_{удар}$  – угол наклона ударной волны, °;  
 $\alpha/\alpha_{глад}$  – отношение величины коэффициента теплоотдачи при наличии воздействия (ударная волна, отрывное течение) к величине на гладкой стенке (интенсификация теплоотдачи);  
 $\gamma$  – показатель адиабаты;  
 $\delta$  – толщина пограничного слоя, м;  
 $\delta_{ст}$  – толщина стенки, м;  
 $\varepsilon_{сжим}$  – поправочный множитель на расширение сжимаемой среды;  
 $\eta$  – безразмерная поперечная координата ( $\eta=y/\delta$ );  
 $\eta_t$  – температурный коэффициент полезного действия;  
 $\eta_k$  ( $\eta_m$ ) – внутренний коэффициент полезного действия компрессора (турбины);  
 $\eta_{мех}$  – коэффициент полезного действия механической передачи;  
 $\theta$  – безразмерная температура торможения:  $\theta=(T^*-T)/(T_0^*-T)$ ;  
 $\lambda$  – приведенная скорость;  
 $\lambda_{изл}$  – длина волны излучения, мкм;  
 $\lambda_{mat}$  – коэффициент теплопроводности материала, Вт/(м·К);  
 $\lambda_{удар}$  – приведенная скорость за ударной волной;  
 $\mu$  – отношение расхода в дозвуковом канале устройства безмашинного энергоразделения к расходу в сверхзвуковом канале:  $\mu=G_{доз}/G_{сверх}$ ;  
 $\mu_e$  – коэффициент динамической вязкости газа, Па·с;  
 $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\sigma$  – коэффициент сохранения полного давления;  
 $\tau$  – время, с;  
 $\tau_\lambda$  – спектральный коэффициент пропускания;  
 $\varphi$  – угловая координата, °;  
 $\varphi_{сверх}$  – тарировочный коэффициент сверхзвукового сопла;  
 $\varphi_{доз}$  – тарировочный коэффициент мерной шайбы (сужающего устройства);  
 $\Omega$  – безразмерный тепловой поток:  $\Omega=q/(\rho_0 w_0 C_p T_0^*)$ ;

## Индексы и сокращения:

\* – параметр торможения;

$O$  – параметр набегающего потока;

$\infty$  – параметр на внешней границе пограничного слоя;

$a$  – параметр атмосферы;

$z$  – параметр газа;

*глад* – параметры, соответствующие режиму безотрывного обтекания гладкой стенки без вносимых возмущений в поток;

*гор* – параметр, относящийся к горячему потоку (теплоносителю);

*доз* – параметр, относящийся к дозвуковому потоку (каналу);

*кр* – параметр в критическом сечении (сопла);

*лок* – расчёт по локальным параметрам потока;

*ЛТП* – ламинарно-турбулентный переход;

*мат* – материал;

*набег* – расчёт по параметрам набегающего потока;

*отрыв* – параметры, соответствующие режиму обтекания пластины с отрывом пограничного слоя за ребром;

*пик* – пиковое (максимальное) значение параметра (тепловой поток, давление и т.п.);

*сверх* – параметр, относящийся к сверхзвуковому потоку (каналу);

*ст* – статический параметр;

*удар* – параметры, соответствующие режиму обтекания стенки с инициированной ударной волной;

*хол* – параметр, относящийся к холодному потоку (теплоносителю);

*ш* – шайба (расходомерная);

$s$  – параметр изоэнтропного процесса;

$w$  – параметр на стенке;

$\Sigma$  – суммарный (расход, тепловой поток и т.п.)

## **ВВЕДЕНИЕ**

### **Актуальность темы**

Актуальной проблемой современной теплофизики в рамках приоритетного направления развития науки – энергоэффективность и энергосбережение – является разработка и применение методов безмашинного энергоразделения газовых потоков. Под термином «энергоразделение» или «безмашинное энергоразделение» понимается перераспределение полной энтальпии (температуры торможения) в потоке газа без совершения им внешней работы и при отсутствии теплообмена с окружающей средой. Причины, вызывающие энергоразделение потока, могут быть различными. В некоторых случаях это вихревые течения, в других – пульсации давления и ударные волны [1]. Данные эффекты легли в основу устройств для энергоразделения газов.

Наиболее эффективным способом осуществления энергоразделения является использование машинных методов воздействия на поток – турбин, компрессоров, поршневых машин. Безусловным достоинством машинных методов является их высокая тепловая эффективность. К недостаткам использования машинных методов можно отнести высокую стоимость, малый ресурс и вопросы надежности. Альтернативой машинным методам являются безмашинные методы энергоразделения [2]. К ним относятся вихревые, волновые, резонансные, эжекционные, пульсационные и некоторые другие.

Наибольшее распространение среди безмашинных методов энергоразделения получили вихревые трубы Ранка-Хилша и резонансные трубы Гартмана-Шпренгера [1, 2, 3]. На данный момент создано множество разновидностей таких устройств, которые нашли широкое применение в промышленности. Например, вихревой эффект применяется в системах кондиционирования и жизнеобеспечения летательных аппаратов, при организации локального охлаждения кромки режущего инструмента при обработке металлов резанием, при буровых работах, для создания холодильных установок, вихревых эжекторов, сепараторов и нагревателей [4] [5].

К достоинствам безмашинных методов энергоразделения можно отнести простоту изготовления, высокую надежность, низкую инерционность, отсутствие систем смазки, возможность работать в широком диапазоне температур рабочего тела. С другой стороны,

им присущ и существенный недостаток, ограничивающий их применение в тепловых двигателях и установках – это высокие потери полного давления на выходе у горячего и холодного потоков. В связи с этим актуальна задача создания метода энергоразделения, сочетающего в себе высокую термическую эффективность с приемлемыми потерями полного давления. Академик А.И. Леонтьев в 1997 году предложил новый способ энергоразделения газов, который позволяет сохранить полное давление одного из потоков [6, 7]. Это преимущество позволяет использовать многокаскадные схемы и комбинировать данный способ энергоразделения с другими.

Принцип действия нового устройства энергоразделения основан на газодинамическом эффекте температурной стратификации: за счет диссипативных процессов в пограничном слое сжимаемого газа происходит искривление эпюры температуры торможения. Неравномерность эпюры по толщине пограничного слоя будет тем больше, чем сильнее отличие числа Прандтля от единицы [2]. Разность между температурой пристенного слоя газа и температурой торможения в основном потоке можно использовать для осуществления энергоразделения.

Реализация эффекта температурной стратификации предполагается в устройстве безмашинного энергоразделения [8]. Разделив имеющийся газовый поток с повышенным давлением на две части, один из потоков разгоняется в сопле Лаваля до сверхзвуковой скорости, а другой – дозвуковой высоконапорный поток – направляется с противоположной стороны от разделяющей потоки стенки. Со стороны сверхзвукового потока эпюра температуры торможения перераспределяется. Со стороны дозвукового потока температура стенки практически равняется температуре торможения. В результате взаимодействия через теплопроводную стенку в устройстве энергоразделения сверхзвуковой поток разогревается, а дозвуковой охлаждается при условии использования в качестве рабочего тела газа с числом Прандтля меньшим единицы. Если число Прандтля рабочего тела больше единицы, эффект оказывается обратным – сверхзвуковой поток охлаждается, а дозвуковой нагревается.

Работоспособность устройства безмашинного энергоразделения была обоснована теоретическими расчетами [9] [10] и подтверждена экспериментально [11] [12].

Эффективность устройства определяется количеством теплоты, передаваемой через разделяющую потоки стенку. Удельный тепловой поток  $q$  зависит от коэффициента теплопередачи  $K$  и температурного напора между начальной температурой торможения потока  $T_0^*$  и адиабатной температурой стенки  $T_w^*$  со стороны сверхзвукового потока. Коэффициент теплопередачи определяется, прежде всего, коэффициентами теплоотдачи со стороны сверхзвукового  $\alpha_{сверх}$  и дозвукового  $\alpha_{доз}$  потоков. Температурный напор можно выразить через коэффициент восстановления температуры  $r$ , который показывает долю кинетической энергии потока, переходящей в тепло на стенке. Как показано в ряде работ [13] [14] [15] [16], эффективность энергоразделения существенно зависит от коэффициентов восстановления температуры  $r$  и теплоотдачи  $\alpha$ . Причем режим максимальной эффективности энергоразделения соответствует минимальному значению  $r$  и максимальному значению  $\alpha$ .

Для повышения количества передаваемого тепла в устройстве необходимо уменьшить коэффициент восстановления, например, путем формирования поверхностей особой формы с пониженной адиабатной температурой стенки [17] [18]. Теоретические расчеты [19] также показывают перспективность существенного повышения эффективности энергоразделения за счет использования рабочих тел с низким числом Прандтля. Примерами таких рабочих тел являются смеси легких и тяжелых газов: водород-аргон, гелий-аргон, водород-ксенон, гелий-ксенон.

Другим направлением повышения эффективности энергоразделения является интенсификация теплоотдачи в дозвуковом и сверхзвуковом каналах устройства энергоразделения. При одинаковых параметрах торможения потока за счет эффекта сжимаемости теплоотдача в сверхзвуковом потоке оказывается ниже, чем в дозвуковом [20]. Поэтому при одинаковых расходах и прочих равных коэффициент теплоотдачи по сверхзвуковой стороне устройства энергоразделения определяет эффективность устройства в целом.

Интенсификация теплоотдачи в сверхзвуковых потоках пока не является объектом пристального внимания исследователей, в отличие от дозвуковых потоков, где методы интенсификации хорошо известны и активно применяются на практике [21]. Объясняется это тем фактом, что любое внесение конструктивных изменений в сверхзвуковой канал с

целью интенсификации теплоотдачи сопровождается образованием ударных волн и локальных отрывных течений. Согласно результатам многочисленных исследований взаимодействия ударной волны с пограничным слоем, отрыв пограничного слоя от стенки и его последующее присоединение увеличивает интенсивность теплоотдачи на стенке пропорционально градиенту статического давления [22] [23]. При этом влияние ударных волн и отрывных течений на коэффициент восстановления температуры, который наряду с коэффициентом теплоотдачи определяет эффективность энергоразделения, менее исследовано в литературе.

Были предложены различные схемы использования устройства безмашинного энергоразделения [24], среди которых можно особо выделить устройства на базе природного газа. Одним из возможных приложений устройства является использование его для замены блока огневого подогрева природного газа на газораспределительных станциях. Одной из проблем при редуцировании газа от давления в магистрали (50-100 атм) до давления в городской газовой сети (~6 атм) является образование гидратов и отложений на стенке трубы из-за падения температуры газа в процессе дросселирования. Как показано в ряде работ [25] [26], конденсация рабочего тела в сверхзвуковом потоке приводит к охлаждению стенки практически до термодинамической температуры. Этот эффект можно утилизировать в устройстве безмашинного энергоразделения, эффективность которого в значительной степени определяется температурой стенки сверхзвукового канала (коэффициентом восстановления температуры). Однако выпадающий конденсат может стать препятствием на пути сверхзвукового потока, который является крайне чувствительным к подобного рода возмущениям. Данные отложения, по аналогии с ребрами и различными интенсификаторами теплоотдачи, также могут привести к образованию ударных волн в потоке сжимаемого газа.

**Целью** данной работы является поисковое исследование методов снижения адиабатной температуры стенки и увеличения коэффициента теплоотдачи в сверхзвуковом потоке и применение данных эффектов для повышения эффективности работы устройства безмашинного энергоразделения.

Эта цель достигается решением следующих **задач**:

1. Разработка методики проведения экспериментального исследования тепловых и динамических параметров в потоке сжимаемого газа на сверхзвуковой аэродинамической установке непрерывного действия.

2. Реализация данной методики в виде экспериментального стенда, ориентированного на решение задач, возникающих при моделировании тепловых и динамических процессов в сверхзвуковом канале устройства безмашинного энергоразделения потоков.

3. Исследование отдельных аспектов, определяющих эффективность процесса в устройстве безмашинного энергоразделения, таких как влияние инициированных ударных волн и отрывного течения за ребром на адиабатную температуру стенки, коэффициент восстановления температуры и интенсификацию теплоотдачи на плоской стенке.

4. Применение результатов исследований на плоской стенке к течению в сверхзвуковом канале устройства безмашинного энергоразделения. Определение эффектов нагрева и охлаждения потоков в устройстве энергоразделения с гладким сверхзвуковым каналом и при наличии в канале ребер – генераторов ударных волн.

**Научная новизна** работы состоит в следующем:

1. Адаптирована методика проведения экспериментальных исследований тепловых и динамических параметров сверхзвукового газового потока при наличии ударных волн и отрывных течений на стационарном и нестационарном режимах работы аэродинамической установки.

2. Методика реализована в виде экспериментального стенда, оборудованного современными средствами автоматизации, зондовым оборудованием, бесконтактными оптическими и тепловизионными средствами визуализации картины течения, ориентированного на моделирование тепловых и динамических процессов при течении потока сжимаемого газа в широком диапазоне чисел Маха.

3. Проведено исследование влияния падающей ударной волны и отрывного течения за ребром на адиабатную температуру стенки, коэффициент восстановления температуры и интенсификацию теплоотдачи – параметры, определяющие эффективность процесса безмашинного энергоразделения.

4. Впервые определены абсолютные значения эффекта нагрева сверхзвукового потока и охлаждения дозвукового потока в рамках сравнительного исследования устройства безмашинного энергоразделения при наличии в сверхзвуковом канале ударных волн и при их отсутствии в гладком канале.

5. Экспериментально зафиксирован эффект локального увеличения адиабатной температуры стенки в области падения ударной волны на плоскую стенку. При течении сверхзвукового потока в отрывной области за ребром обнаружено уменьшение адиабатной температуры стенки. Показано, что изменение адиабатной температуры стенки оказывает значительное влияние на величину коэффициента теплоотдачи при течении сжимаемого газа. Учет данных эффектов позволяет повысить точность определения коэффициента теплоотдачи при взаимодействии падающей ударной волны со стенкой и в области отрывных течений за преградами.

### **Практическая значимость**

Результаты проведенных исследований представлены в виде таблиц и графиков зависимости исследуемых величин. Полученные данные могут быть использованы в инженерных расчётах устройств, основанных на эффекте безмашинного энергоразделения, при проектировании современного высокоэффективного теплообменного оборудования и средств тепловой защиты, а также при исследовании аэродинамического нагрева и закономерностей теплоотдачи в сверхзвуковых потоках. Представленные методики исследования коэффициентов восстановления температуры и теплоотдачи могут быть использованы для последующего решения задач по оптимизации конструкции устройства энергоразделения.

### **Апробация работы**

Основные результаты были представлены на конференциях: 15<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference (Kyoto, Japan, 2014); 8<sup>th</sup> International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, 2015), XIV и XV Минском международном форуме по тепломассообмену (Минск, Беларусь, 2012, 2016); XII, XIII и XV Международных школах-семинарах «Модели и методы аэродинамики» (Евпатория, 2012, 2013, 2015); международная конференция «VIII Окуневские чтения» (Санкт-Петербург, 2013); VIII Международном Аэрокосмическом Конгрессе IAC'2015 (Москва,

2015); XXII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность Не-За-Те-Ги-Ус» (Звенигород, 2016); XIII Всероссийской школы-конференции молодых ученых с международным участием “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики” (Новосибирск, 2014); V и VI Российской национальной конференции по теплообмену РНКТ (Москва, 2010, 2014); XI Всероссийском съезде по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Казань, 2015); XVII - XX школах-семинарах под руководством академика А.И. Леонтьева (Жуковский, 2009, Звенигород, 2011, 2015, Орехово-Зуево, 2013); VI-VIII Всероссийской конференции молодых ученых и специалистов «Будущее машиностроения России» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Москва, 2012-2015); XVII школе-семинаре «Современные проблемы аэрогидродинамики» (Туапсе, 2014); конференции «Ломоносовские чтения» МГУ имени М.В. Ломоносова (Москва, 2012-2016); конференции-конкурсе молодых ученых МГУ имени М.В. Ломоносова (Москва, 2010-2015).

### **Публикации**

По теме диссертации опубликовано 44 научные работы (16 статей, 28 тезисов докладов и материалов конференций), из них 4 статьи в журналах из списка ВАК.

### **Личный вклад автора**

Диссертационная работа выполнялась в Межвузовской научно-учебной лаборатории «Термогазодинамика» (МГУ-МГТУ) НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова. Автором создан экспериментальный стенд для исследования тепловых и динамических параметров газового потока на базе сверхзвуковой аэродинамической установки непрерывного действия. При непосредственном участии автора разработана методика проведения экспериментального исследования, произведены монтаж и тарировка сенсорного оборудования стенда. Автор принимал участие в разработке, отладке и тестировании программ автоматизации эксперимента и обработки опытных данных в среде LabView. Проведены экспериментальные исследования по двум различным методикам тепловых и динамических параметров потока сжимаемого газа при обтекании плоской теплоизолированной стенки и наличии воздействий в виде инициированной ударной волны и отрывного течения за ребром. Проведено

экспериментальное исследование влияния на эффект безмашинного энергоразделения генерации ударных волн в сверхзвуковом канале устройства. Получены данные по значению адиабатной температуры стенки и коэффициента восстановления температуры на стационарном режиме в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем и в отрывной области за ребром. Получены данные по адиабатной температуре стенки, коэффициенту восстановления температуры и интенсификации теплоотдачи при отрывном течении на плоской стенке за ребром в сравнении с обтеканием гладкой стенки. Получены значения нагрева сверхзвукового потока и охлаждения дозвукового при наличии в сверхзвуковом канале устройства ударных волн и при их отсутствии в гладком канале.

#### **На защиту выносятся:**

1. Результаты экспериментального исследования влияния падающей ударной волны на адиабатную температуру стенки и коэффициент восстановления температуры на стационарном тепловом режиме.
2. Результаты экспериментального исследования влияния отрывного течения на адиабатную температуру стенки и коэффициент восстановления температуры на стационарном тепловом режиме.
3. Результаты экспериментального исследования адиабатной температуры стенки, коэффициентов восстановления температуры и интенсификации теплоотдачи при течении сверхзвукового потока за ребром на нестационарном тепловом режиме.
4. Результаты сравнительного экспериментального исследования устройства безмашинного энергоразделения потоков с генераторами ударных волн в сверхзвуковом канале и при их отсутствии в гладком канале.

#### **Структура и объем работы**

Текст диссертации изложен на 164 страницах и состоит из введения, 3 глав, заключения, списка использованной литературы и приложения из 2 частей. Работа иллюстрирована 97 рисунками и 7 таблицами. Библиография имеет 148 наименований.

## Краткое содержание работы

В **первой** главе представлен литературный обзор. Данная глава поделена на четыре части – в первой дается понятие энергоразделяющего устройства и приводится ряд известных и наиболее исследованных на сегодняшний день методов энергоразделения. Во второй части подробно описывается принцип действия эффекта газодинамического энергоразделения, приводится обзор материалов, посвященных исследованию эффективности данного устройства. Из термогазодинамического анализа следует, что наиболее ответственной частью устройства энергоразделения, определяющим в конечном итоге его эффективность, является сверхзвуковой канал. Показано, что основными параметрами эффективности устройства энергоразделения являются коэффициент восстановления температуры  $r$  и коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  со стороны сверхзвукового потока. Третья часть данной главы – это обзор материалов, посвященных исследованию коэффициента восстановления температуры. Четвертая часть главы посвящена исследованиям теплоотдачи в сверхзвуковом потоке при наличии воздействий на стенку в виде падающей ударной волны и отрывного течения при обтекании сверхзвуковым потоком различных преград. Из проведенного анализа работ сделан вывод о необходимости дальнейших исследований, прежде всего экспериментальных, из-за сложности картины течения в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем и в области отрыва пограничного слоя от стенки канала. В заключении первой главы сформулированы основные цели работы.

Во **второй** главе представлено описание экспериментальных стендов, измерительного оборудования и методики проведения экспериментов. В первой части главы описывается методика исследования тепловых и динамических параметров в потоке сжимаемого газа на стационарном тепловом режиме при достижении адиабатной температуры стенки. Далее приводится описание измерительно-регистрающей системы, задействованной в данном экспериментальном исследовании, и методика расчета основных параметров потока в сверхзвуковой аэродинамической установке. Далее описывается методика исследования тепловых и динамических параметров в потоке сжимаемого газа на

нестационарном режиме. Уникальность методики заключается в возможности одновременного определения коэффициента восстановления температуры и коэффициента теплоотдачи при обтекании стенки потоком сжимаемого газа. В следующей части главы описывается стенд для сравнительного экспериментального исследования устройства энергоразделения потоков с генераторами ударных волн в сверхзвуковом канале и при их отсутствии в гладком канале. В заключение главы приводится расчет неопределенностей измерений основных параметров.

В **третьей** главе представлены результаты экспериментального исследования влияния падающей ударной волны и отрывного течения за ребром на параметры теплообмена – адиабатную температуру стенки, коэффициент восстановления температуры и коэффициент теплоотдачи. В целях проверки измерительного оборудования стенда было проведено исследование коэффициента восстановления температуры при обтекании гладкой стенки без вносимых возмущений в поток. Проведено сравнение полученных результатов с известными экспериментальными данными и теоретическими решениями. Далее представлены графики распределения по длине экспериментальной модели статического давления в потоке, адиабатной температуры стенки и коэффициента восстановления температуры в области падения ударной волны на стенку и при отрывном течении за ребром. В исследованиях по методике регистрации параметров газового потока на нестационарном режиме также представлены графики распределения по длине модели коэффициента восстановления температуры, разности между температурой торможения и адиабатной температурой стенки и интенсификации теплоотдачи. В заключительной части главы представлены результаты сравнительного экспериментального исследования устройства энергоразделения потоков с генераторами ударных волн в сверхзвуковом канале и при их отсутствии в гладком канале. Исследовано распределение статического давления и адиабатной температуры стенки по длине трубы. Исследовано влияние на эффект энергоразделения генераторов ударных волн в виде кольцевых ребер, установленных по длине сверхзвукового канала. Также получены эффекты нагрева сверхзвукового и охлаждения дозвукового потоков на

выходе из устройства энергоразделения при изменении длины канала, числа Маха и температуры торможения на входе в устройство.

**Приложение** состоит из двух частей. В приложении А представлены коды программы для тарировки и автоматизации проведения экспериментальных исследований в среде LabView. В Приложении Б представлен проект использования эффекта безмашинного энергоразделения для безогневого подогрева и редуцирования природного газа.

Автор выражает благодарность научному руководителю диссертационной работы д.т.н., профессору, академику РАН Александру Ивановичу Леонтьеву за постановку задачи исследований и общее руководство работой, к.т.н., доценту кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана Кириллу Сергеевичу Егорову, к.т.н., доценту кафедры «Газотурбинные и нетрадиционные энергоустановки» Сергею Алексеевичу Бурцеву, сотрудникам НИИ механики МГУ к.т.н., с.н.с. Андрею Геннадьевичу Здитовцу, к.т.н., в.н.с. Юрию Алексеевичу Виноградову, с.н.с. Марку Моисеевичу Стронгину, вед. инж. Николаю Александровичу Киселеву за помощь в подготовке и проведении экспериментальных исследований, обработке результатов и ценные замечания по работе.

# 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

## 1.1 Методы энергоразделения газовых потоков

Движущиеся жидкости и газы способны самопроизвольно разделяться на области с повышенной и пониженной температурой потока. Это явление называется энергоразделением и наблюдается в ламинарных и турбулентных пограничных слоях, а также в вихревых потоках [27]. Использование энергоразделения в качестве метода получения разности температур для различных приложений представляет значительный научный и технический интерес.

Задача энергоразделения газовых потоков заключается в искусственном создании условий для перераспределения энтальпии потока газа с одновременным физическим разделением на холодный и горячий потоки [2]. Рассмотрим следующую постановку задачи (Рис. 1.1). Имеется неограниченный объем газа в баллоне, находящийся под давлением  $P_0^*$ , большим давления окружающей среды  $P_a$ , и с температурой  $T_0^*$  равной температуре окружающей среды  $T_a$ . Необходимо разделить газ на две части с повышенной и пониженной температурой.

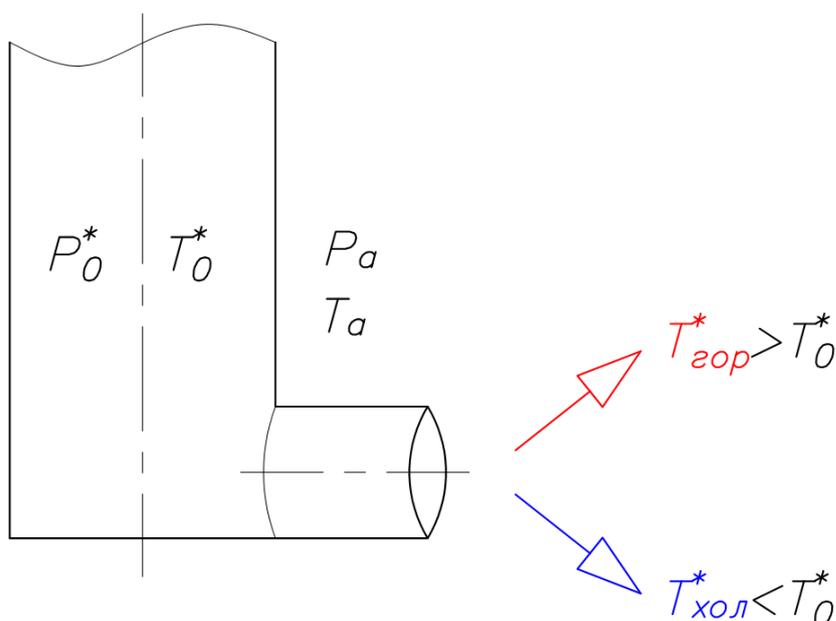


Рис. 1.1 – К задаче об энергоразделении потоков газа

Наиболее эффективным способом осуществления энергоразделения является использование машинных методов воздействия на поток. Если сработать давление первой части газа в турбине, то температура газа на выходе из турбины уменьшится в соответствии с адиабатическим процессом расширения и с учетом степени совершенства турбины (внутренним КПД):

$$T_{хол}^* = T_0^* \cdot \left( \frac{P_0^*}{P_a} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma} \eta_T} \quad (1.1)$$

За счет работы турбины можно привести в движение компрессор (Рис. 1.2), с помощью которого осуществить подвод энергии ко второй части газа из ресивера:

$$L_T = C_p \cdot (T_0^* - T_{хол}^*), \quad L_K = L_T \cdot \eta_{мех} = C_p \cdot (T_{гор}^* - T_0^*) \quad (1.2)$$

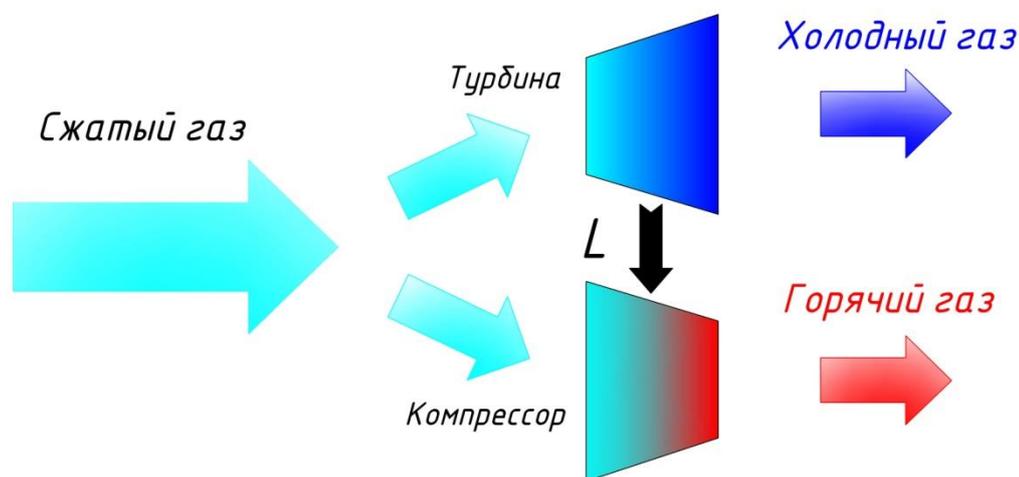
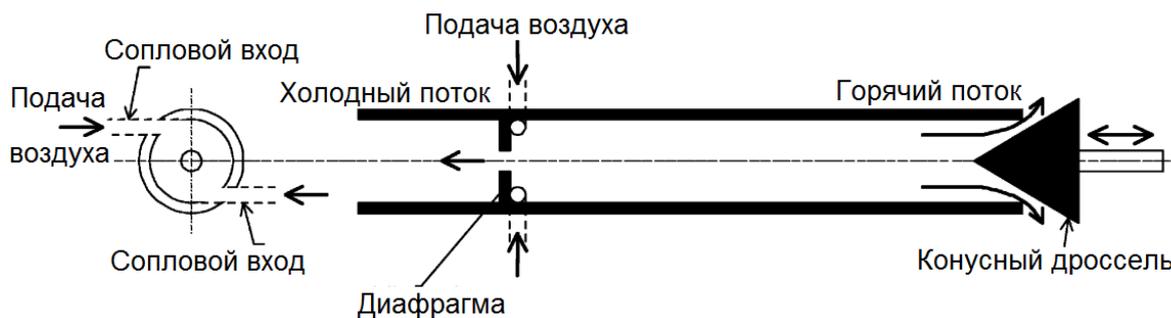


Рис. 1.2 – Принцип машинного энергоразделения газовых потоков

Безусловным достоинством машинных методов энергоразделения является их высокая тепловая эффективность. В то же время существенным для работы таких установок является температура газа перед турбиной, которую необходимо повышать для достижения оптимальной мощности установки. Так, например, машинный метод энергоразделения не подходит для использования в системах транспорта природного газа, где имеется высокое давление, но температура газа мало отличается от температуры окружающей среды. К недостаткам использования машинных методов также можно отнести высокую стоимость, малый ресурс и вопросы надежности.

Альтернативой машинным методам энергоразделения являются безмашинные методы. Под термином «безмашинное энергоразделение» понимается

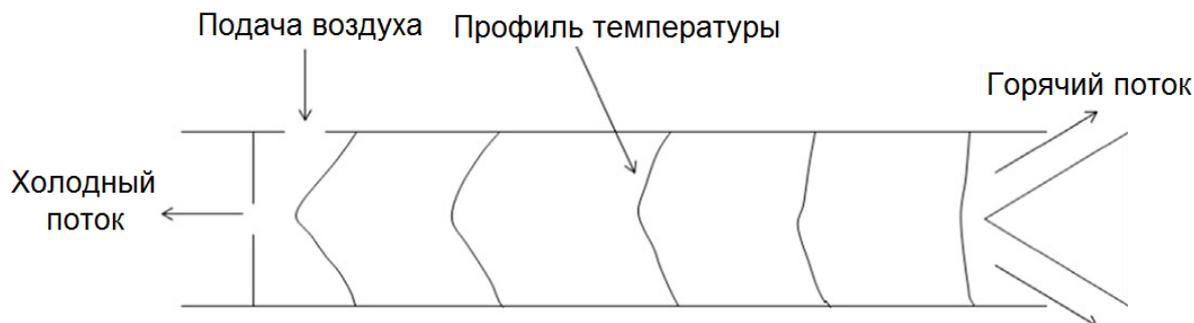
перераспределение полного теплосодержания (температуры торможения) в потоке газа без совершения им внешней работы и при отсутствии теплообмена с окружающей средой. Причины, вызывающие энергоразделение потока, могут быть различными. В некоторых случаях это вихревые течения, в других случаях это связано с пульсациями давления и возникновением ударных волн. К методам безмашинного энергоразделения относятся вихревые, волновые, резонансные, эжекционные, пульсационные и некоторые другие [3].



**Рис. 1.3** – Вихревая труба Ранка-Хилша противоточной компоновки [28]

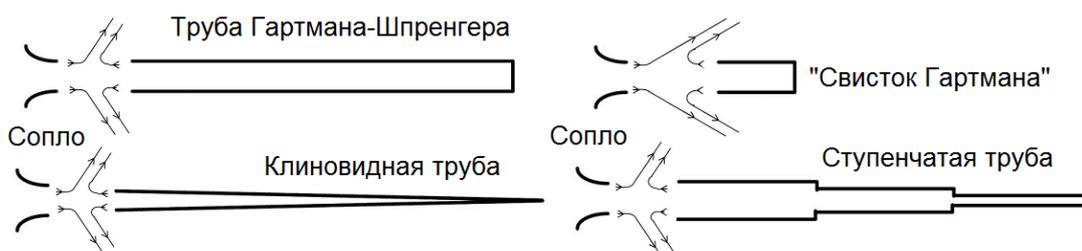
Наибольшее распространение среди безмашинных методов энергоразделения получило применение вихревого эффекта в трубках Ранка (Ранка – Хилша), более известных под названием вихревые трубы [4]. Принцип действия вихревой трубы заключается в следующем (Рис. 1.3): сжатый воздух тангенциально подается в камеру через один или несколько сопловых входов. В трубе формируется поток, закрученный по закону вынужденного вихря в приосевой области и свободного вихря на периферии. С противоположной стороны от входного устройства через проточный канал дроссельного устройства осуществляется выход горячего потока воздуха с периферийного сечения, а через центральное отверстие диафрагмы выходит холодный поток (Рис. 1.4). При этом длина вихревой трубы должна быть достаточной, чтобы осуществить энергоразделение. Несмотря на большое количество проведенных исследований, полученных патентов и используемых на практике устройств на основе данного эффекта, механизм энергоразделения в вихревой трубе до сих пор не имеет однозначного объяснения. Простота вихревой трубы, ее надежность, несложность обслуживания, неограниченный ресурс работы делают ее весьма

привлекательной, если бы не один существенный недостаток – низкое значение термодинамического КПД [5].



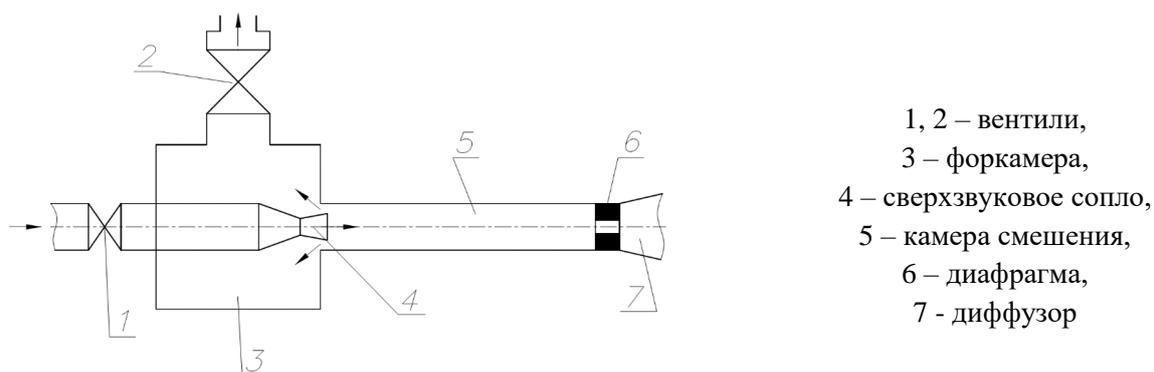
**Рис. 1.4** – Профили температуры по сечениям вихревой трубы [29]

Известны и другие методы энергоразделения в газовых потоках. На Рис. 1.5 приведена схема резонансной трубы Гартмана-Шпренгера [30] [31] [32] [33]. При обтекании воздушной струей трубки 1 с закрытым дном 2, температура поверхности дна при определенных режимах может в несколько раз превышать начальную температуру торможения газа. При этом температура газа в струе, вытекающей из трубки с закрытым дном, снижается. Этот эффект наблюдается при возникновении резонансных звуковых режимов, и величина температурного разделения существенным образом зависит от расстояния между соплом струи 4 и открытым отверстием трубы 3.



**Рис. 1.5** – Конфигурации трубы Гартмана-Шпренгера [34]

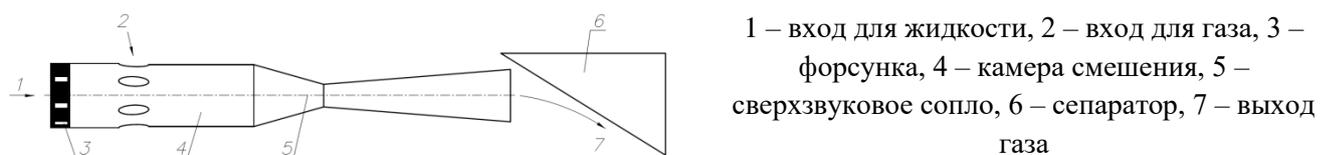
Вихревые эффекты сочетаются с волновыми в устройстве энергоразделения Емина-Зарицкого [35] [36] [37]. Схема устройства показана на Рис. 1.6. Сжатый газ поступает в сверхзвуковое сопло 3, после чего часть газа выходит подогретой через диафрагму 6 и диффузор 7, а другая часть возвращается в камеру 3 и выходит через вентиль 2 охлажденной.



- 1, 2 – вентили,
- 3 – форкамера,
- 4 – сверхзвуковое сопло,
- 5 – камера смешения,
- 6 – диафрагма,
- 7 – диффузор

**Рис. 1.6** – Эжектор с отрицательным коэффициентом эжекции Емина-Зарицкого [35] [36] (слева – вход сжатого газа, справа – выход горячего газа, вверх – выход холодного):

В устройстве Столярова [38], представленном на Рис. 1.7, реализуется энергоразделение в двухфазном потоке. Как известно, при увеличении скорости двухфазного потока в сопле статическая температура потока уменьшается. При этом температура газообразной фазы потока снижается значительно быстрее, чем температура капель жидкости, движущейся вместе с потоком. За счет теплопроводности капли жидкости отдают теплоту окружающему потоку газа. В результате температура торможения газообразной фазы возрастает, а температура капельной жидкости снижается, приближаясь к статической температуре потока. После натекания на препятствие в виде сепаратора б капельная жидкость, не успев изменить направление, оседает на поверхность сепаратора б. В результате получаем на выходе поток нагретого газа 7 и пленку охлажденной жидкости на поверхности сепаратора б.



- 1 – вход для жидкости, 2 – вход для газа, 3 – форсунка, 4 – камера смешения, 5 – сверхзвуковое сопло, 6 – сепаратор, 7 – выход газа

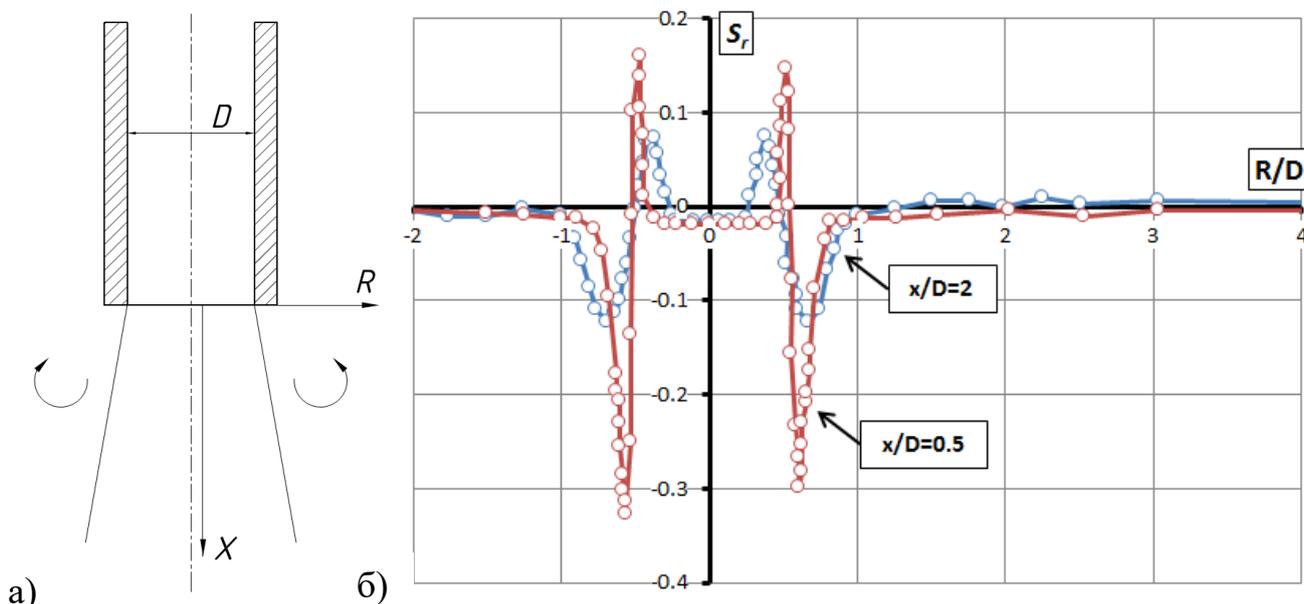
**Рис. 1.7** – Схема устройства энергоразделения в двухфазном потоке Столярова [38]

Представляет интерес энергоразделение в свободно истекающей струе газа (Рис. 1.8, а). На Рис. 1.8, б) представлены результаты проведенных экспериментов Гольдшейна и Сеола [39]. Графики приведены для поперечного сечения струи на расстоянии 0.5 и 2 калибра от среза сопла. Температура торможения струи равна температуре окружающей среды, куда происходит истечение. На выходе из сопла основным фактором энергоразделения является разнонаправленные потоки теплоты

за счет теплопроводности (в ядро струи) и работы сил вязкости (в сторону периферии). На расстоянии 0.5 калибров от сопла энергоразделение интенсифицируется вихреобразованием. Эффект начинает уменьшаться на расстоянии 1 калибра от сопла и практически прекращается на расстоянии 14 калибров. Неопределенность величины энергоразделения в эксперименте оценивается не более чем в 0.035 [40]. Величина энергоразделения  $S_r$  определялся как:

$$S_r = \frac{T^* - T_0^*}{w^2 / 2C_p} \quad (1.3)$$

где  $T^*$  - температура торможения в данном сечении струи.



**Рис. 1.8** – Схема истечения струи газа из сопла (а) и график распределения величины энергоразделения в струе газа (б) на расстоянии  $x/D=0.5$  и  $x/D=2$  [39]

Эффективность безмашинных методов энергоразделения можно оценить различными способами. Вихревую трубу Ранка-Хилша чаще всего используют как устройство для получения охлажденных масс газа. Основной характеристикой оценки термодинамического совершенства устройства энергоразделения являются абсолютные эффекты снижения температуры охлажденного потока и повышения температуры подогретого:

$$\Delta T_{хол}^* = T_0^* - T_{хол}^*, \quad \Delta T_{гор}^* = T_{гор}^* - T_0^* \quad (1.4)$$

Эффективность вихревых труб, применяемых для охлаждения и нагрева, принято также оценивать температурным  $\eta_t$  и адиабатным  $\mu\eta$  КПД. Температурный

КПД, называемый также иногда коэффициентом температурной эффективности, можно записать в виде:

$$\eta_t = \frac{\Delta T_{хол}^*}{\Delta T_s^*} = \frac{\Delta T_{хол}^*}{T_0^* \cdot \left[ 1 - \left( \frac{P_x^*}{P_0^*} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \quad (1.5)$$

где  $\Delta T_s^*$  – понижение температуры при изоэнтропном охлаждении в процессе расширения газа от  $P_0^*$  до давления среды  $P_{хол}^*$ ,  $\Delta T_{хол}^*$  – снижение температуры при охлаждении части газа в вихревой трубе.

Таким образом, можно сравнить холодопроизводительность устройства энергоразделения с идеальным изоэнтропным турбодетандером. Однако температурный КПД  $\eta_t$  не учитывает соотношения расходов горячего и холодного потоков, что не позволяет сравнивать устройства энергоразделения, имеющие разные соотношения расходов. Для решения этой проблемы [24] введен параметр  $\mu_{хол} = G_{хол}/G_{\Sigma}$  (отношение массового расхода холодного потока к суммарному расходу) и эффективность устройства энергоразделения оценивается по произведению  $\mu_{хол}\eta_t$ , называемому адиабатным КПД.

Более подробно обзор методов безмашинного энергоразделения изложен в работах Эккерта [1] и А.И. Леонтьева [2] [3]. На данный момент создано множество разновидностей устройств энергоразделения, которые нашли широкое применение в промышленности. Их безусловными достоинствами являются: простота изготовления, высокая надежность, низкая инерционность, отсутствие систем смазки, возможность работать в широком диапазоне температур рабочего тела. С другой стороны, им присущ и существенный недостаток, ограничивающий их применение в тепловых двигателях и установках – это высокие потери полного давления на выходе у горячего и холодного потоков. В связи с этим актуальна задача создания метода энергоразделения, сочетающего в себе высокую термическую эффективность с приемлемыми потерями полного давления.

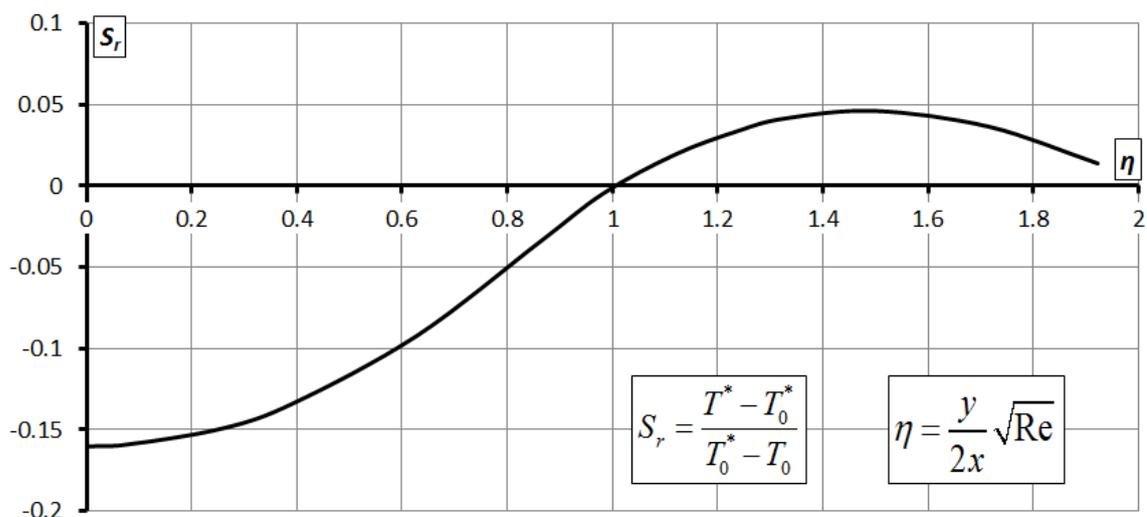
## 1.2 Безмашинное энергоразделение в потоке сжимаемого газа

Известно, что интенсивность теплообмена между газом и омываемой поверхностью пропорциональна величине температурного напора между стенкой и потоком [20]. При движении газа с небольшой скоростью ( $M < 0.4$ ) эта величина равна разности между температурой торможения потока и температурой стенки. В случае же движения газа с большими скоростями (когда начинают проявляться эффекты сжимаемости) тепловой поток становится пропорциональным разности между температурой стенки и адиабатной (равновесной) температурой обтекаемой поверхности:

$$q_w = \alpha \cdot (T_w^* - T_w) \quad (1.6)$$

Распределение температуры торможения в пограничном слое сжимаемого газа при обтекании плоской стенки впервые было исследовано в работах Эккерта и Древетца [41]. Как видно из рис. 1.8, температура торможения внутри пограничного слоя в потоке воздуха ниже, а во внешней части – выше, чем температура торможения во внешнем потоке. Параметр  $S_r$  и относительная поперечная координата  $\eta$  выражаются, соответственно:

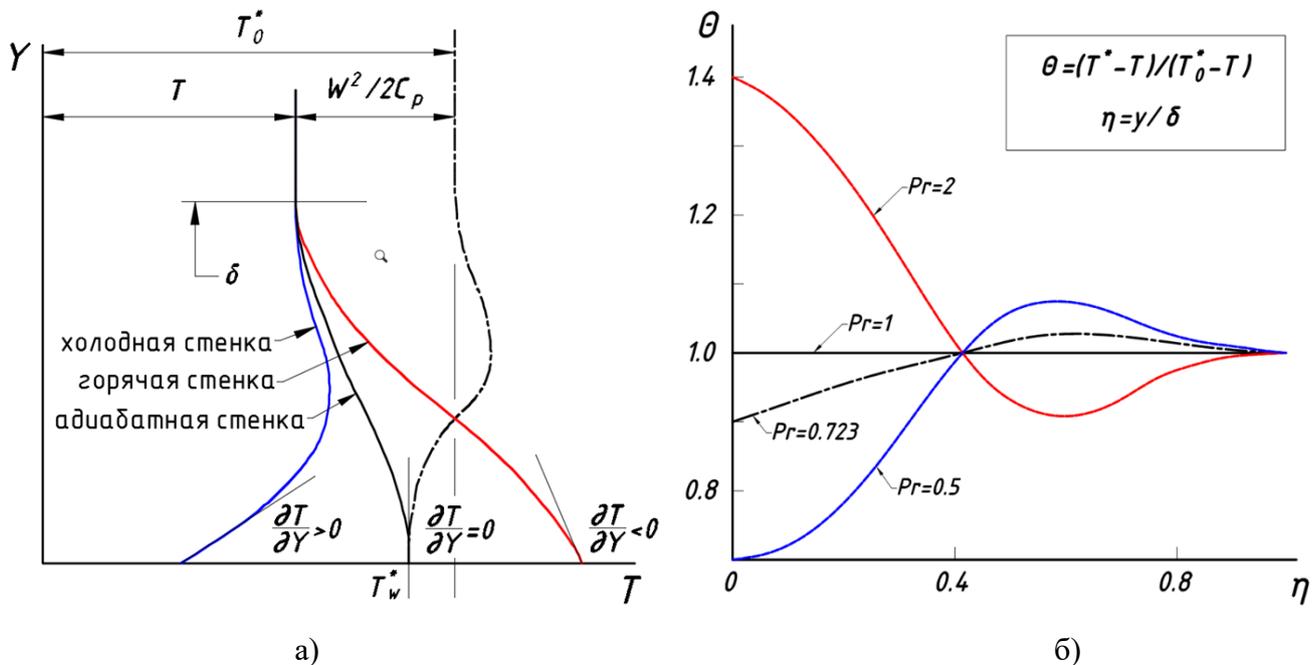
$$S_r = \frac{T^* - T_0^*}{T_0^* - T_0}, \quad \eta = \frac{y}{2x} \cdot \sqrt{\text{Re}_x}, \quad (1.7)$$



**Рис. 1.9** – Распределение безразмерной температуры торможения в пограничном слое сжимаемого газа на пластине [41]

Стенка, обтекаемая сверхзвуковым потоком воздуха, испытывает на себе эффект аэродинамического нагрева в результате возникновения градиента температуры в пограничном слое. Градиент температуры возникает из-за перехода скоростного напора в тепло под воздействием сил вязкости. На Рис. 1.10, а) показаны возможные профили температуры в пограничном слое, определяющиеся локальной температурой стенки (нагретая, охлажденная или адиабатная).

Искривление эпюры температуры торможения потока газа в пограничном слое возле стенки определяется значением критерия Прандтля:  $Pr = \mu \cdot C_p / \lambda$ . Как показано на Рис. 1.10, б), неравномерность эпюры температуры торможения по толщине пограничного слоя будет тем больше, чем сильнее отличие числа Прандтля от единицы [2].

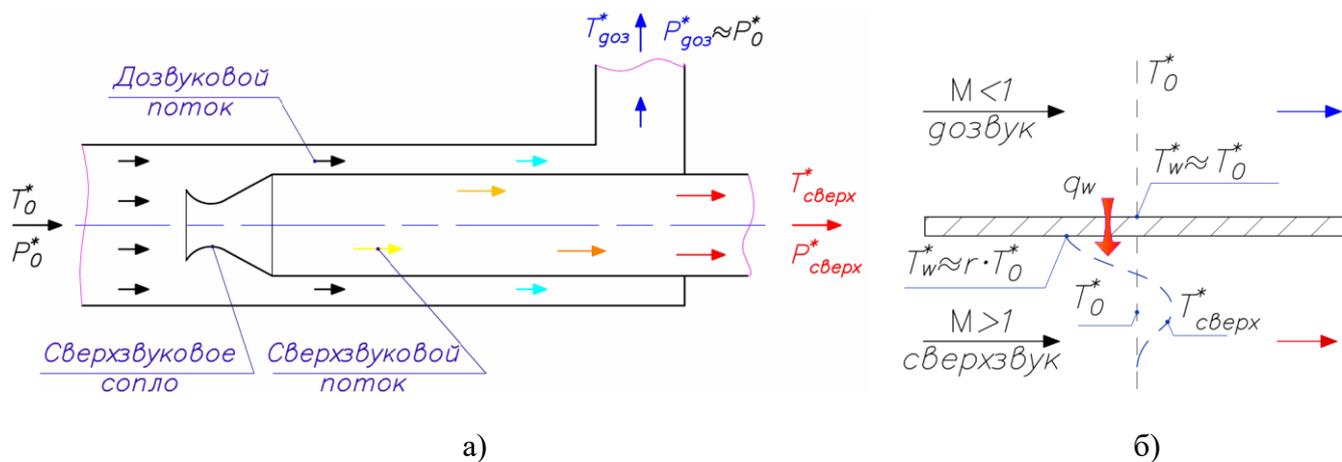


**Рис. 1.10** – Распределение по толщине пограничного слоя температуры газа в зависимости от локальной температуры стенки (а), безразмерной температуры торможения в зависимости от числа Прандтля рабочего тела (б)

В практике инженерных и научных расчётов адиабатной температуры стенки определяется с помощью коэффициента восстановления температуры:

$$T_w^* = T_0^* \cdot \frac{1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2} \quad (1.8)$$

На эффекте разности между адиабатной температурой стенки и температурой торможения основан способ температурной стратификации в сверхзвуковом потоке газа, предложенный А.И. Леонтьевым [7]. Реализация эффекта температурной стратификации предполагается в устройстве безмашинного энергоразделения [8] [6]. Разделив имеющийся газовый поток с повышенным давлением на две части, один из потоков разгоняется при геометрическом воздействии в сопле Лавала до сверхзвуковой скорости (Рис. 1.11, а), а другой дозвуковой высоконапорный поток направляется с противоположной стороны от разделяющей потоки стенки. Со стороны сверхзвукового потока эпюра температуры торможения перераспределяется (Рис. 1.10, б), при этом сохраняется неизменной среднеинтегральная температура торможения в пограничном слое. В результате взаимодействия через теплопроводную стенку на выходе из устройства получаем подогретый сверхзвуковой поток и охлажденный дозвуковой.



**Рис. 1.11.** Принцип действия устройства безмашинного энергоразделения потоков (а) и температурный напор между сверхзвуковым и дозвуковым потоками в устройстве (б) [42]

Работоспособность устройства была обоснована теоретическими расчетами [9] и подтверждена экспериментально [11] в совместной межвузовской (МГУ имени М.В. Ломоносова и МГТУ имени Н.Э. Баумана) научно-учебной лаборатории «Термогазодинамика». Устройство обладает важным преимуществом по сравнению с аналогичными трубками Ранка-Хилша и Гартмана-Шпренгера – один из потоков (дозвуковой) на выходе из трубы Леонтьева практически сохраняет полное давление. Эта особенность позволяет использовать его для создания многокаскадных схем или в комбинации с вихревыми трубками и трубками Гартмана-Шпренгера. К настоящему

времени на данную тему опубликованы несколько десятков статей и докладов на конференциях различного уровня, получены несколько патентов [43] [44] [45] [46] [47], защищено несколько кандидатских диссертаций [48] [17] [49] [50] [51] [52].

Эффективность устройства безмашинного энергоразделения определяется прежде всего количеством теплоты, передаваемой через разделяющую потоки стенку [15] [16] [13]. При этом на стенке возникает температурный напор:

$$\Delta T = T_0^* - T_w^* = T_0^* - T_0^* \left[ 1 - (1-r) \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2 \right] = T_0^* (1-r) \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2 \quad (1.9)$$

Из соотношения (1.8) следует, что увеличение числа Маха (или приведенной скорости) приводит к уменьшению адиабатной температуры стенки, а значит способствует росту температурного напора в устройстве энергоразделения. Однако при этом за счет эффекта сжимаемости увеличение скорости сверхзвукового потока уменьшает коэффициент теплоотдачи по сверхзвуковой стороне устройства [20]. Следовательно, существует оптимальная скорость сверхзвукового потока, обеспечивающая максимальную передачу тепла от дозвукового потока газа к сверхзвуковому.

Удельный тепловой поток в устройстве безмашинного энергоразделения зависит от коэффициента теплопередачи  $K$ , начальной температуры торможения потока  $T_0^*$  и адиабатной температуры стенки  $T_w^*$ , обтекаемой сверхзвуковым потоком. Коэффициент теплопередачи определяется теплоотдачей со стороны сверхзвукового  $\alpha_1$  и дозвукового потоков  $\alpha_2$ , а также термическим сопротивлением стенки (отношением толщины стенки  $\delta_{cm}$  к коэффициенту теплопроводности материала стенки  $\lambda_{mat}$ ). Тогда с учетом (1.9):

$$q_w = K (T_0^* - T_w^*) = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{сверх}} + \frac{\delta_{cm}}{\lambda_{mat}} + \frac{1}{\alpha_{доз}}} T_0^* (1-r) \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2 \quad (1.10)$$

Как следует из (1.10), эффективность энергоразделения существенным образом зависит от коэффициентов восстановления температуры  $r$  и теплоотдачи  $\alpha$ . Причем режим максимальной эффективности энергоразделения соответствует минимальному значению  $r$  и максимальному значению  $\alpha$ . Для повышения количества передаваемого

тепла в устройстве необходимо уменьшить коэффициент восстановления (об этом речь пойдет в разделе 1.3 обзора). Другим направлением повышения эффективности энергоразделения является увеличение наименьшего из коэффициентов теплоотдачи (1.10), в данном случае – со стороны сверхзвукового канала устройства (об этом – в разделе 1.4 обзора).

В работах [53] [54] была предложена методика расчета устройства безмашинного энергоразделения на базе одномерной теории термогазодинамики. Верификация методики представлена в работах [48] [55], а в работах [56] [57] – ее модификация и повторная верификация по экспериментальным данным для течения воды и природного газа. Обтекание идеальным газом бесконечно тонкой стенки и предельные оценки возможного максимального увеличения температуры торможения сверхзвукового потока рассмотрены в работах [7] [58].

Влияние соотношения скоростей сверхзвукового и дозвукового потока, а также числа Прандтля рабочего тела, для случая разделяющей потоки стенки в виде непроницаемой и проницаемой пластины – рассмотрено в работе [59]. Там же рассмотрено влияние отношения массовых расходов сверхзвукового и дозвукового потоков и приведенных скоростей для случая «труба в трубе».

В работе [14] было показано, что для газов с числом  $P_r \approx 0.7$  увеличение эффекта энергоразделения возможно только при снижении коэффициента восстановления температуры и повышении коэффициента теплоотдачи. В работах [60] [61] [62] [63] [64] [65] [66] рассмотрено влияние вдува в пограничный слой (отсоса из пограничного слоя) газа и выполнены предельные оценки достижимого уровня энергоразделения. Вопросы конденсации сверхзвукового потока и влияние этого явления на эффективность энергоразделения рассмотрены в работах [67] [26] [68] [69] [70] [71] [72] [73]. Влияние остальных факторов на эффективность данного способа безмашинного энергоразделения рассмотрено в [13] [74] [75] [76].

Помимо исследований энергоразделения на пластине также проводились аналитические и численные расчеты для коаксиальных каналов. В работе [24] представлены близкие к оптимальным для эффекта энергоразделения параметры рабочего тела – число Прандтля, показатель адиабаты, величины вдува и скоростей

как в дозвуковом, так и в сверхзвуковом потоках в канале. Показано, что оптимальной является коническая форма сверхзвукового канала, близкая к условию постоянства статического давления. Были предложены различные варианты использования устройства безмашинного энергоразделения [24], циклы тепловых и холодильных машин [2, 77, 78, 79, 80]. Описано первое экспериментальное исследование метода безмашинного энергоразделения для воздуха, экспериментально подтвержден данный эффект [48] [11].

В работе [16] показано, что для воздуха ( $Pr \approx 0.7$ ) наиболее перспективными путями повышения эффективности безмашинного энергоразделения являются конденсация части рабочего тела и использование регулярного рельефа, нанесенного на стенку сверхзвукового канала устройства. Согласно проведенному численному исследованию, использование интенсификаторов теплообмена в виде полусферических лунок позволяет на 10-15% увеличить количество теплоты, переданной от дозвукового потока газа к сверхзвуковому при заданной длине канала. Это объясняется двумя факторами: одновременным уменьшением коэффициента восстановления температуры и увеличенным коэффициентом теплоотдачи со стороны сверхзвукового потока.

В качестве интенсификаторов теплоотдачи в сверхзвуковом канале устройства предложено использовать конфигурацию работы [81]. В ней экспериментально исследована поверхность с регулярно расположенными неглубокими полусферическими лунками при сверхзвуковом обтекании потоком сжимаемого газа. При этом зафиксирован рост коэффициента сопротивления в 1.7 раз и одновременная интенсификация теплоотдачи в 1.2 раза при уменьшении коэффициента восстановления на величину около 3%.

Актуальным также является поиск новых устройств энергоразделения более высокой эффективности, например, за счет комбинации несколько методов энергоразделения [82].

### 1.3 Исследование влияния различных факторов на коэффициент восстановления температуры

В ряде работ [24] [13] [10] показано, что наибольшее влияние на эффект безмашинного энергоразделения в потоке сжимаемого газа оказывает коэффициент восстановления температуры. Действительно, из выражения (1.10) для теплового потока в устройстве энергоразделения, если пренебречь близким к единице множителем, следует:

$$q_w \approx K \cdot T_0^* \cdot (1-r) \quad (1.11)$$

Коэффициент восстановления температуры показывает долю кинетической энергии потока, переходящей в тепло на стенке. Коэффициент восстановления может принимать значения как меньше, так и больше единицы. Если интенсивность выделения теплоты трения преобладает над интенсивностью отвода тепла в газ конвекцией и теплопроводностью, то  $r > 1$ . Если  $r < 1$  – значит, преобладает отвод тепла. Если  $r = 1$ , то процессы выделения и отвода теплоты уравновешены:

$$r = \frac{T_w^* - T}{T_0^* - T} \quad (1.12)$$

Многочисленные экспериментальные исследования, проведенные для воздуха [83] [84] [85] [86] [87], показали, что для развитого турбулентного режима течения в сверхзвуковом потоке на пластине величина  $r$  лежит в пределах  $0.885 \pm 0.01$ . В то же время при воздействии различных факторов (вдув/отсос пограничного слоя, изменение формы и рельефа обтекаемой поверхности, отрывные течения, изменение свойств рабочего тела, влияние чисел Маха и Рейнольдса) коэффициент восстановления может как увеличиваться до значений больших 1, так и уменьшаться практически до 0.

Был выполнен ряд экспериментальных исследований по определению коэффициента восстановления при сверхзвуковом обтекании различных поверхностей работах [83] [85] [87] [17] [84] [86]. Результаты некоторых из этих исследований приведены в Таблица 1.1.

**Таблица 1.1** – Результаты экспериментальных исследований коэффициента восстановления температуры при сверхзвуковых скоростях обтекания различных поверхностей

Авторы	Модели и условия проведения экспериментов	$Re_x \cdot 10^{-6}$	M	r
Уимброу [88]	конус, параболоид	2.7 4.8 –	2 1.5 2.0	0.885±0.008 0.902±0.005 0.894±0.008
Стальдер, Рубезин, Тенделенд [89]	пластина	7	2.4	(0.884÷0.897)±0.007
Эккерт, Вайзе [90]	пластина		1.75	0.89...0.902
Хилтон [91]	цилиндр	10	1.73; 2.0	0.880±0.004
Тукер, Мазлен [92]		турбулентный режим		$r = Pr^m$ ; $m = \frac{N + 1 + 0,528M_o}{3N + 1 + M_o^2}$ ; $N = 2.6Re^{0.25}$
Эбер [93]	конус, конус-цилиндр (трубы кратковременного действия)	1.0 0.25	2.87 4.25	0.92 0.97
Клерс, Штернберг [94]	конус 10°, конус-цилиндр	4÷7	2.13; 3.40	0.882±0.007
Слэк [95]	пластина	3	2.4	0.906
Бринич [96]	цилиндр, конус-цилиндр	3.7÷8.2	3.12	0.880±0.002

**Таблица 1.1** (продолжение)

<b>Авторы</b>	<b>Модели и условия проведения экспериментов</b>	<b><math>Re_x \cdot 10^{-6}</math></b>	<b>M</b>	<b>r</b>
Штайн, Шеррер [97]	конус $10^\circ$ , комбинированное тело: $40^\circ$ конус и цилиндр	$0.4 \div 4$ $0.3 \div 1$	1.97; 3.77 3.1; 3.77	$0.882 \pm 0.008$ $0.885 \pm 0.011$
Шульберг, Хилл, Ривэс [98]	плоская пластина	$5 \div 1$	3.01; 1.9; 1.98	$0.88 \pm 0.003$
Кей [86]	плоская пластина	17	$1.9 \div 3.1$	$0.881 \pm 0.003$
Джек, Москович [99]	конус $10^\circ$		3.12	0.88
Мэк [100]	конус $13^\circ$ , $5^\circ$	$0.1 \div 9$	$1.2 \div 6$	$0.884 \pm 0.006$
Паппас [101]	пластина	$1 \div 10$	1.69 2.27	$0.9 (Re_x \approx 10^6) \dots 0.89 (Re_x \approx 10^7)$ $0.895 (Re_x \approx 10^6) \dots 0.89 (Re_x \approx 10^7)$
Тэнделенд [102]	цилиндр	$2 \div 4.25$	3.00; 3.44; 4.08; 4.56; 5.04	$0.885 \pm 0.01$
Эдкок, Петерсон, Макри [103]	цилиндр	$5 \div 33$	6	$0.88 \pm 0.002$
Руди, Вайнштайн [104]	клин, угол полураствора $10^\circ$ , гелиевая труба	$0.5 \div 5$ (1/фут)	6.8	$0.899 \pm 0.002$

**Влияние числа Прандтля.** При обтекании пластины сжимаемым потоком газа наилучшее соответствие наблюдениям показала зависимость коэффициента восстановления температуры в функции числа Прандтля [105]:

$$r = \text{Pr}^n \quad (1.13)$$

где  $n=1/2$  для ламинарного пограничного слоя [83] ( $0.72 < \text{Pr} < 1.2$ ,  $0 < M < 10$ ),  $n=1/3$  – для турбулентного пограничного слоя [106] ( $0.5 < \text{Pr} < 2$ ).

Пионерские экспериментальные исследования Хилтона [91], Эккерта и Вайзе [90], Эбера [93] и Уимброу [88] подтвердили возможность использования выражения (1.13) для расчета коэффициента восстановления при обтекании пластины, цилиндра и конуса как для дозвуковых скоростей, так и для сверхзвуковых вплоть до  $M=3.1$ .

Для развитого турбулентного течения Себан [107] получил аналитическое выражение для коэффициента восстановления в функции чисел Прандтля и Рейнольдса:

$$r = 1 - \left( 4.71 - 4.11 \cdot \frac{5 \text{Pr} + 7}{5 \text{Pr} + 1} \frac{\text{Pr}}{2} - 0.601 \text{Pr} \right) \text{Re}^{-0.2} \quad (1.14)$$

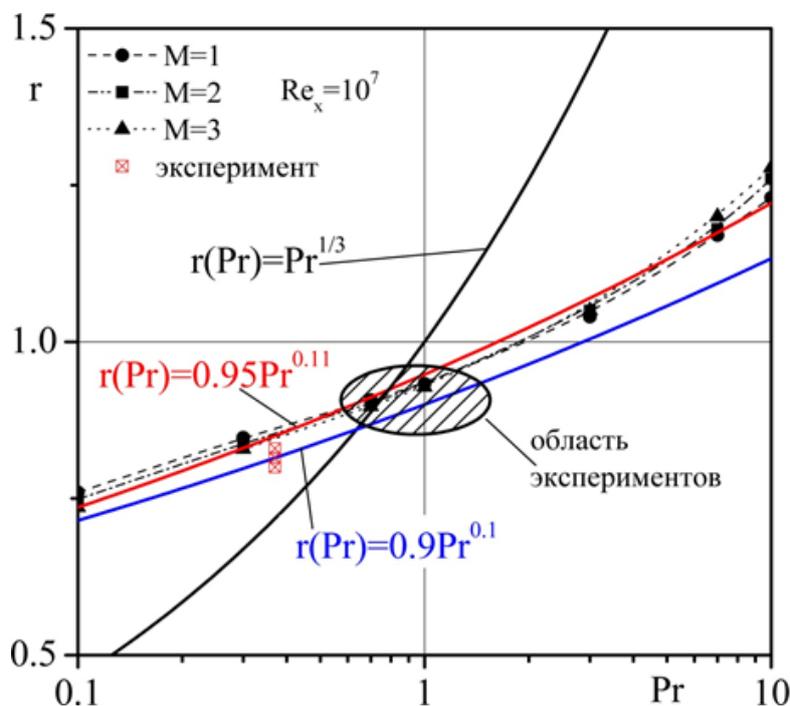
Если в выражении (1.14) пренебречь влиянием буферного подслоя, то решение приобретает вид соотношения, полученного Широковым [108]:

$$r = 1 - 4.55(1 - \text{Pr}) \text{Re}^{-0.2} \quad (1.15)$$

Независимыми численными расчетами [49] [52] были получены близкие зависимости, точнее описывающие изменение коэффициента восстановления в области низких чисел Прандтля в диапазоне  $\text{Pr}=0.1 \dots 0.7$ :  $r=0.95 \cdot \text{Pr}^{0.11}$  [52],  $r=0.9 \cdot \text{Pr}^{0.1}$  [49]. Сравнение результатов расчета коэффициента восстановления для разных чисел Прандтля по перечисленным методикам представлены на Рис.1.12.

Большинство исследований коэффициента восстановления, как экспериментальных, так и аналитических, проводились для воздуха ( $\text{Pr} \approx 0.7$ ) [85]. Однако, аналитически полученная зависимость коэффициента восстановления от числа Прандтля натолкнула исследователей безмашинного энергоразделения на идею использования рабочих тел с низким значением числа Прандтля [10] [19]. Примерами

таких рабочих тел являются смеси легких и тяжелых газов: водород-аргон, гелий-аргон, водород-ксенон, гелий-ксенон.



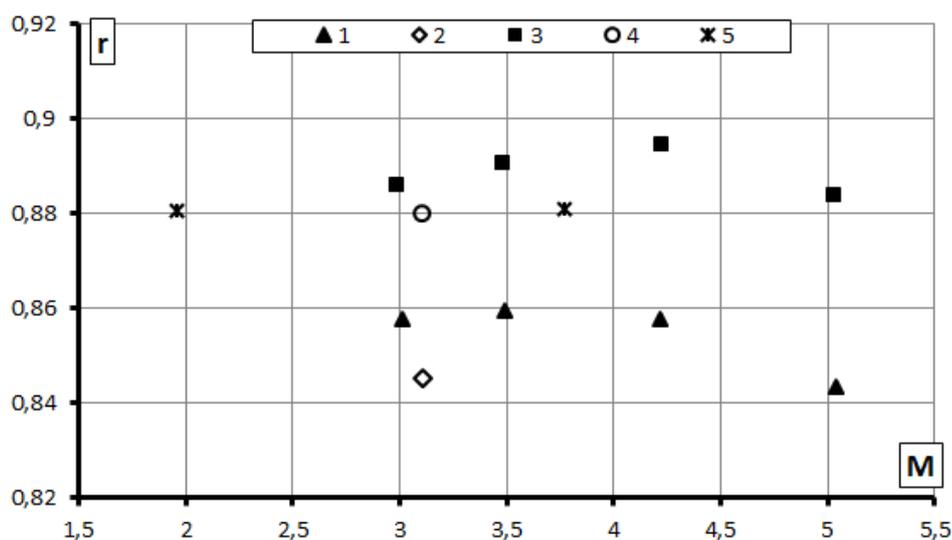
Точки – расчет при  $M=1...3$ ,  
 $Re_x = 10^7$ , линии – зависимости  
 $r = Pr^{1/3}$ ,  $r = 0.9 \cdot Pr^{0.1}$  [49],  
 $r = 0.95 \cdot Pr^{0.11}$  [52]

**Рис.1.12** – Влияние числа Прандтля на коэффициент восстановления температуры

**Влияние числа Маха.** По результатам работ [97] [109] [99] значительного влияния числа Маха на коэффициент восстановления для тел вращения с гладкими образующими не было выявлено (Рис.1.13). С увеличением числа Маха наблюдается некоторое уменьшение коэффициента восстановления, но оно, как правило, лежит в пределах точности эксперимента.

В работе Шульберга, Хила и Риваса [98] также исследовалось влияние числа Маха на величину коэффициента восстановления (Рис.1.14). Как видно из Рис.1.14, в диапазоне чисел Маха 1.9 – 3.1 влияние числа  $M$  на  $r$  не выявлено.

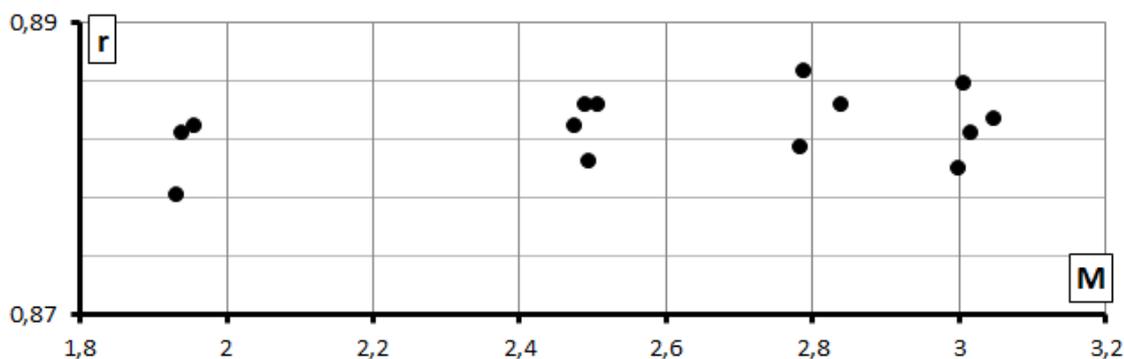
По результатам других многочисленных экспериментальных исследований [83] [86] [106] [91] [90] [93] [88] [89] [101] [102] [103] в широком диапазоне чисел Маха (вплоть до  $M_0=6$ ) при обтекании пластины, конуса, конуса-цилиндра также не выявлено влияние числа Маха на коэффициент восстановления температуры.



Ламинарное течение: 1 – конус-цилиндр [109]; 2 – конус  $10^\circ$  [99];

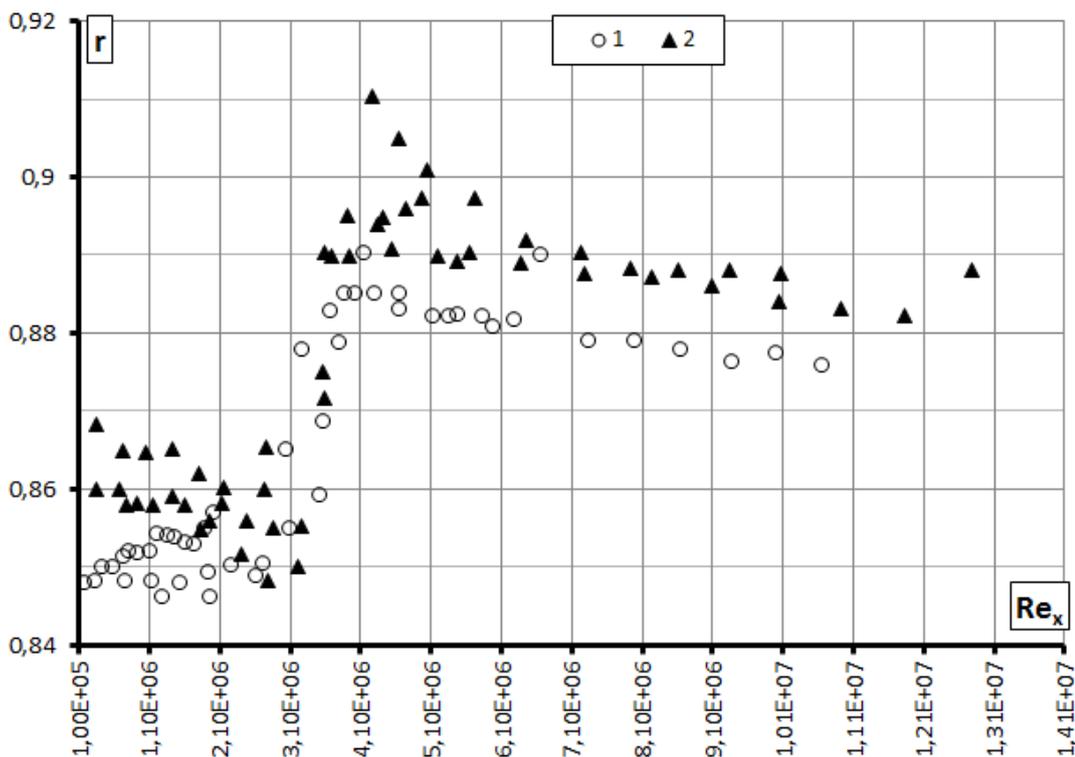
Турбулентное течение: 3 – конус-цилиндр [109]; 4 – конус  $10^\circ$  [109]; 5 – конус  $10^\circ$  [99]

**Рис.1.13** – Влияние числа Маха на коэффициент восстановления температуры



**Рис.1.14** – Влияние числа Маха на коэффициент восстановления температуры при обтекании пластины  $Re_x=5 \times 10^6$  [98]

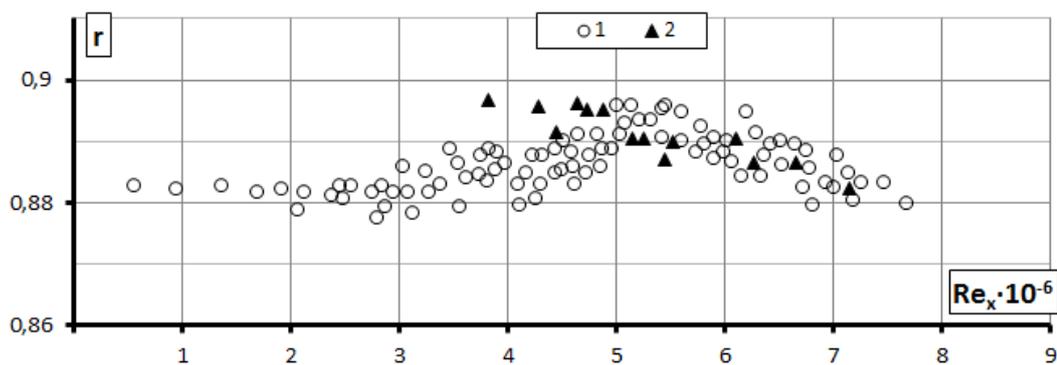
**Влияние числа Рейнольдса.** В работах [109] [99] не было обнаружено выраженной зависимости  $r$  от  $Re$  в пределах ламинарного и развитого турбулентного течения. Исследовалось обтекание  $10^\circ$  конуса и комбинированного тела –  $12^\circ$  конус и цилиндр – при  $M_0=3.5$  и нулевом угле атаки (Рис.1.15). Число Рейнольдса рассчитывалось по параметрам невозмущенного потока, координата отсчитывалась от передней кромки тела по образующей.



1 – конус  $10^\circ$  [99]; 2 – комбинация конуса  $12^\circ$  и цилиндра [109]

**Рис.1.15** – Влияние числа Рейнольдса на коэффициент восстановления температуры  $M_0=3.5$

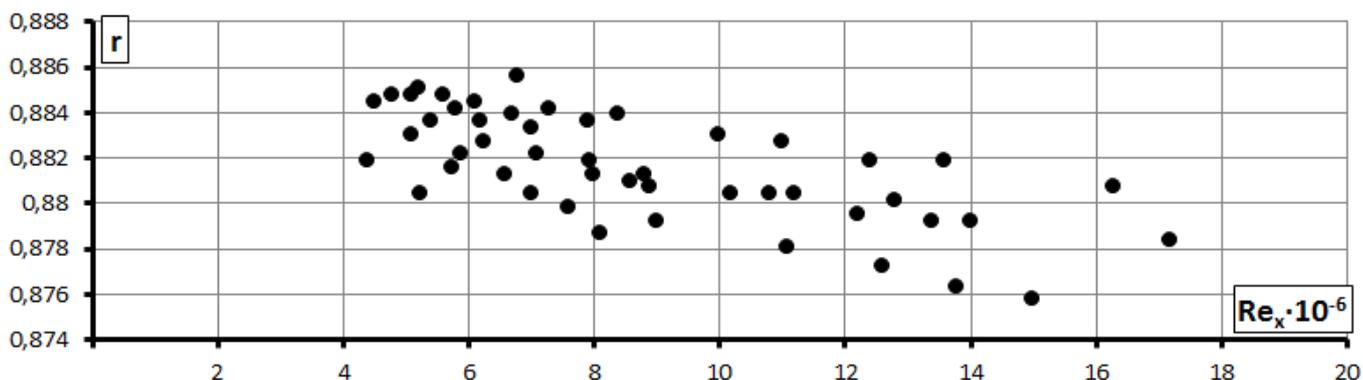
На Рис.1.16 приведены результаты измерения коэффициента восстановления температуры при обтекании пластины сверхзвуковым потоком ( $M_0=2.4$ ) для чисел Рейнольдса  $5.7 \times 10^5 - 7.7 \times 10^6$  [89]. Число  $Re_x$  рассчитано по параметрам на границе пограничного слоя, координата  $x$  – от передней кромки.



1 – развитие турбулентное течение, 2 – течение за турбулизатором (проволока  $\varnothing 3$  мм)

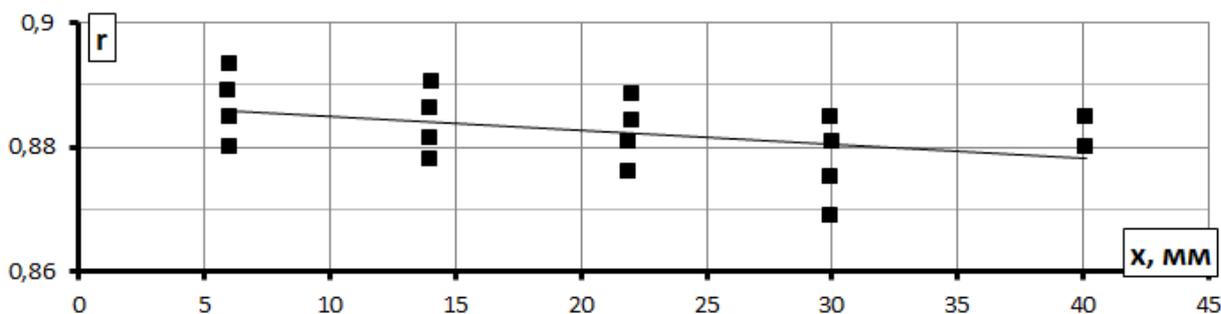
**Рис.1.16** – Результаты измерения коэффициента восстановления температуры на пластине для числа Рейнольдса в диапазоне  $5.7 \times 10^5 - 7.7 \times 10^6$  [89]

В опытах Шульберга, Хилла и Ривса [98] в процессе эксперимента измерялась температура теплоизолированной пластины и число Маха на внешней границе пограничного слоя. Измерения проводились в для числа Маха  $1.9 \leq M_o \leq 3.14$  и числа Рейнольдса  $4 \times 10^6 \leq Re_x \leq 17 \times 10^6$ . Как видно из Рис.1.17, рост числа Рейнольдса приводит к некоторому уменьшению коэффициента восстановления на величину около 0.5%.



**Рис.1.17** – Зависимость коэффициента восстановления температуры от числа Рейнольдса при  $M_o=2$  [98]

В работе Эдкока, Петерсона и Макри [103] представлены результаты экспериментального исследования турбулентного пограничного слоя при продольном обтекании цилиндра сверхзвуковым потоком с числом Маха  $M_o=6$  в диапазоне чисел Рейнольдса:  $5 \times 10^6 \leq Re_x \leq 3.3 \times 10^7$ . Измерения коэффициента восстановления по координате от передней кромки модели представлены на Рис.1.18. Так же, как и в рассмотренных ранее работах, наблюдается тенденция к уменьшению величины  $r$  с ростом числа Рейнольдса.



**Рис.1.18** – Результаты исследования коэффициента восстановления при обтекании цилиндра  $M_o=6, 5 \times 10^6 \leq Re_x \leq 33 \times 10^6$  [103]

Резюмируя результаты различных авторов, можно заключить, что при обтекании потоком воздуха с нулевым углом атаки пластины и тел вращения с гладкими образующими коэффициент восстановления практически не зависит от локального числа Рейнольдса. В развитом ламинарном пограничном слое коэффициент восстановления лежит в пределах  $r=0.85\pm 0.01$ , в развитом турбулентном пограничном слое:  $r=0.885\pm 0.01$ , и, соответственно, принимает промежуточные значения в области переходных чисел Рейнольдса.

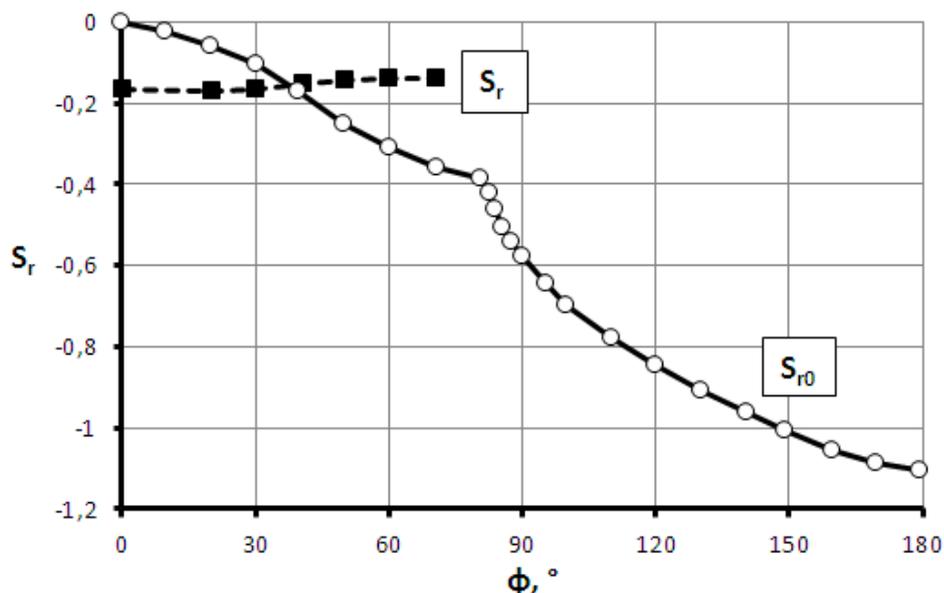
**Влияние продольного градиента давления.** Интересный эффект уменьшения коэффициента восстановления температуры был получен в работе Эккерта и Вайзе 1940 года [90], позднее также описанный Эккертом в обзорной статье по энергоразделению 1986 года [1]. Авторы экспериментально исследовали поперечное обтекание дозвуковым потоком полого цилиндра с запрессованными в его поверхности термопарами. Цилиндр можно было поворачивать в потоке, что позволило измерить коэффициент восстановления температуры для разных углов по окружности цилиндра. Результаты представлены на Рис.1.19 в виде относительного параметра энергоразделения  $S$ , уже упоминавшегося в разделе 1.2 обзора [41]:

$$S_r = \frac{T_w^* - T_0^*}{T_0^* - T} = \frac{T_w^* - T_0^*}{\frac{w^2}{2C_p}} = r - 1 \quad (1.16)$$

На Рис.1.19 представлено два варианта расчета параметра  $S$ . В первом случае  $S_{r0}$  рассчитывается подстановкой в выражение (1.16) скорости набегающего потока. Во втором случае параметр  $S_r$  рассчитывается через локальную скорость потока на границе пограничного слоя, для определения которой проводилось измерение статического давления на внешней поверхности цилиндра. В передней части цилиндра с ламинарным пограничным слоем параметр энергоразделения соответствует ожидаемому из теории. Однако при угле поворота потока  $180^\circ$  параметр  $S_{r0}$  уменьшается до значения  $-1.1$ , что означает уменьшение температуры стенки цилиндра ниже значения термодинамической температуры в набегающем потоке. Это явление получило название «аэродинамического охлаждения» по

аналогии с эффектом аэродинамического нагрева [110]. Результаты, представленные на Рис.1.19, были получены при  $M=0.685$  и  $Re=1.4 \times 10^5$ , что соответствует образованию вихревой дорожки Кармана за цилиндром. При этом разность между температурой торможения в набегающем потоке и температурой восстановления на стенке при угле  $180^\circ$  достигает  $80^\circ\text{C}$ , что значительно больше соответствующей разности, характерной для обтекания дозвуковым потоком пластины.

Авторы работы [90] также сделали важный вывод, что параметр энергоразделения  $S_r$ , выраженный через локальные параметры потока (Рис.1.19), остается практически постоянной величиной вплоть до точки отрыва (между  $70^\circ$  и  $80^\circ$  вдоль окружности цилиндра). При этом значение коэффициента восстановления соответствует ламинарному режиму обтекания плоской пластины и имеет значение  $0.84$  ( $r = \sqrt{Pr}$ ).



$S_{r0}$  – расчет по скорости набегающего потока,  $S_r$  – расчет по локальной скорости потока на границе пограничного слоя

**Рис.1.19** – График изменения параметра энергоразделения при поперечном обтекании дозвуковым потоком кругового цилиндра  $M_0=0.526$ ,  $Re_d=1.81 \times 10^5$  [90]

Результаты опытов Эккерта и Вайзе сначала подверглись сомнению со стороны Л. Прандтля [1], но вскоре были подтверждены исследователями Райаном в 1951 году [110] и Томанном в 1959 [111]. Райан [105] также продемонстрировал, что эффект энергоразделения распространяется дальше в следе за цилиндром. Он предположил,

что вихревая дорожка, образуемая за любым плохо обтекаемым телом, является причиной данного эффекта.

Задача энергоразделения при поперечном обтекании цилиндра была вновь исследована Гольдштейном и Хи в 2001 году [27], Гольдштейном и Санитайей в 2004 [112]. Результаты данных измерений представлены на Рис.1.20. Диаметр цилиндра составлял 28.55 мм, максимальная скорость потока достигала 100 м/с. Локальная температура стенки измерялась медь-константановыми термопарами по окружности цилиндра. Как видно из Рис.1.20, коэффициент восстановления близок к единице в области торможения потока в передней критической точке, что говорит о равенстве температуры стенки и температуры торможения потока. Затем коэффициент восстановления снижается ниже по потоку практически до нуля, что означает уменьшение температуры стенки цилиндра в этой области до значения термодинамической температуры в набегающем потоке.

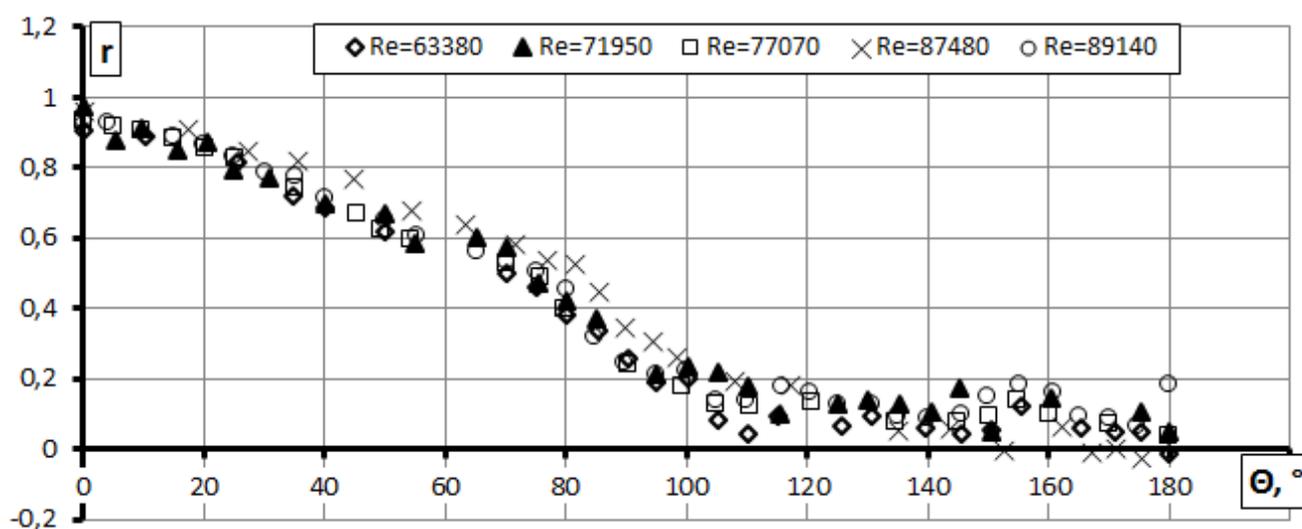
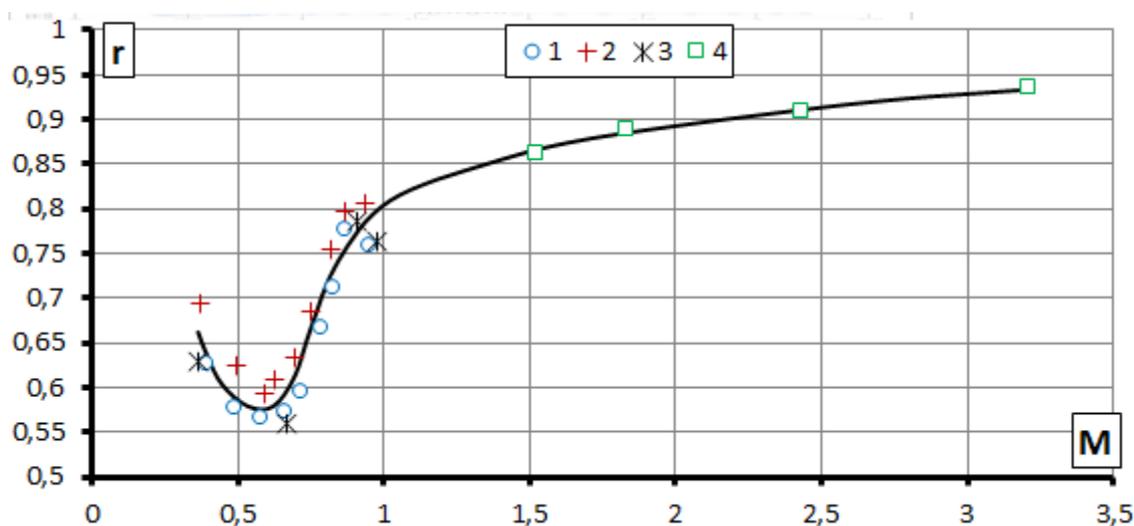


Рис.1.20 – Результаты измерения коэффициента восстановления температуры при поперечном обтекании цилиндра дозвуковым потоком воздуха [27] [112]

Распределение коэффициентов восстановления, рассчитанных по средней температуре поверхности, при поперечном обтекании проволоки кругового профиля (а значит – цилиндрической поверхности) представлено на Рис.1.21. Диаметр поперечного сечения – 0.5 мм, диапазон исследованных чисел Маха – от 0.4 до 3.4. В дозвуковой области представлены результаты работы Эккерта и Вайзе [113], в сверхзвуковой – Эбера [93]. Зафиксированное уменьшение коэффициента

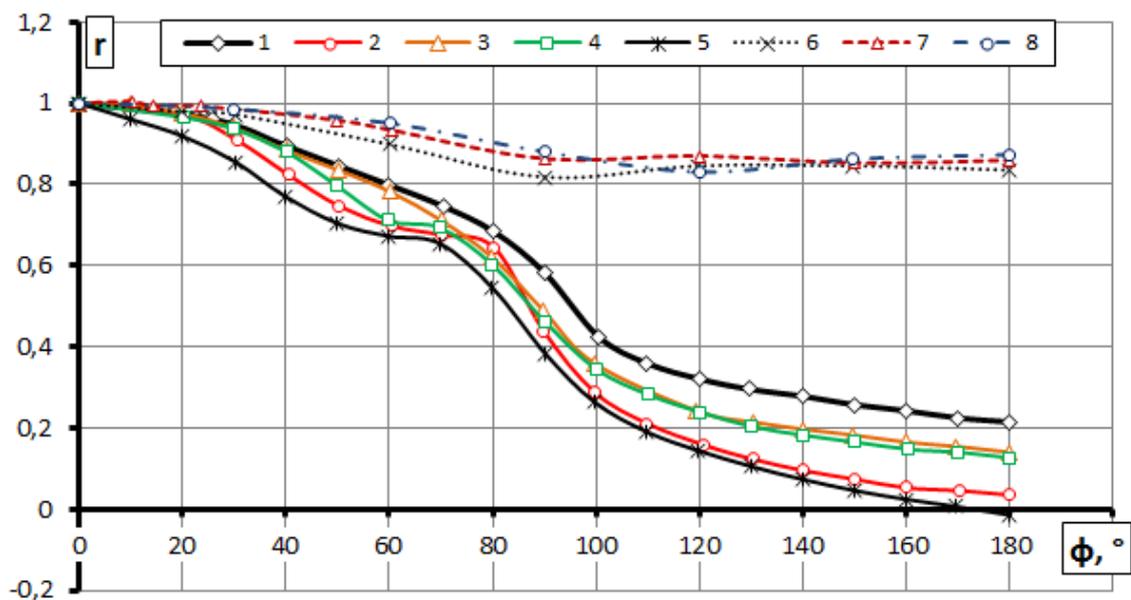
восстановления при числе Маха около 0.5 объясняется существованием локальной звуковой зоны на некотором участке обвода профиля. Данный эффект отсутствует при числе Маха меньшем 0.5 или большем 1.



1-3 – по данным работы [90], 4 – по данным работы [93]

**Рис.1.21** – Коэффициент восстановления температуры, рассчитанный по средней температуре поверхности и параметрам набегающего потока, при поперечном обтекании проволоки кругового профиля Ø0.5 мм

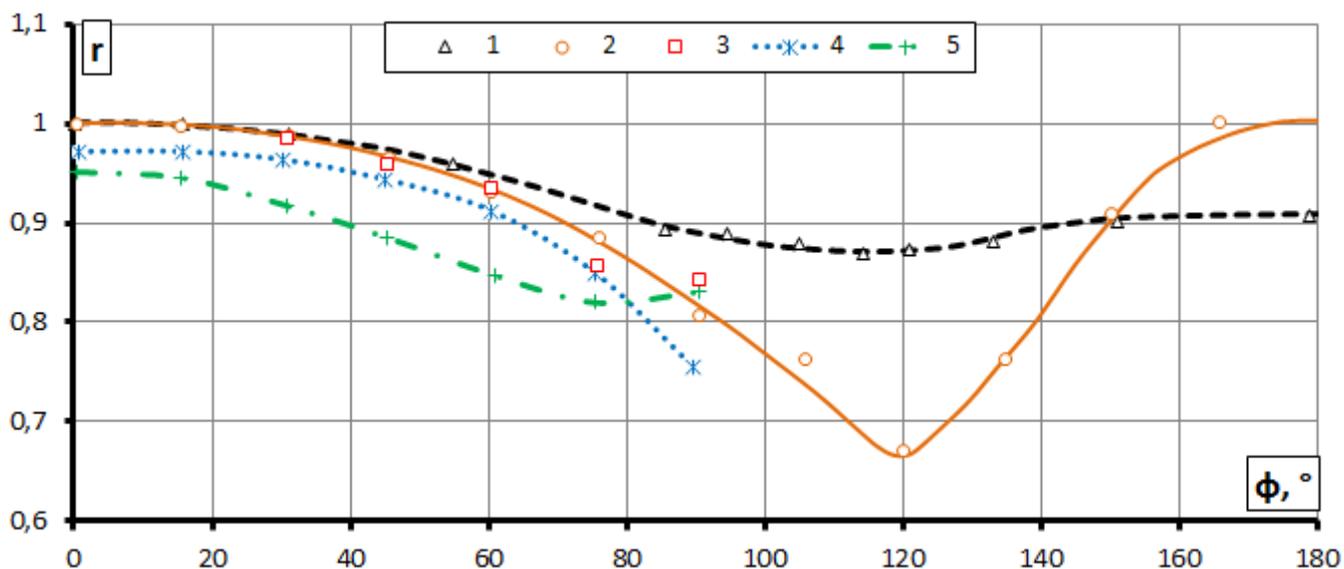
В работе Эбера [93] также представлено распределение по обводу профиля коэффициента восстановления, рассчитанного по локальной адиабатной температуре стенки цилиндра и параметрам набегающего потока. На Рис.1.22 данные результаты приведены в сравнении с результатами работы Эккерта и Вайзе [90]. Как видно из Рис.1.22, адиабатная температура стенки равняется температуре торможения в передней критической точке ( $r = 1$ ) как для дозвуковых скоростей обтекания, так и для сверхзвуковых. Коэффициент восстановления, рассчитанный по данной методике, не уменьшается так сильно вокруг обвода профиля при сверхзвуковой скорости в отличие от дозвуковой. При этом значение в задней критической точке возрастает от 0.1 до 0.87 при изменении числа Маха от 0.5 до 2.5.



1 –  $M_0=0.882$ ,  $Re_d=2.57 \times 10^5$ ,  $\varnothing 20$  мм; 2 –  $M_0=0.526$ ,  $Re_d=1.81 \times 10^5$ ,  $\varnothing 20$  мм; 3 –  $M_0=0.831$ ,  $Re_d=1.21 \times 10^5$ ,  $\varnothing 10$  мм; 4 –  $M_0=0.50$ ,  $Re_d=8.55 \times 10^4$ ,  $\varnothing 10$  мм; 5 –  $M_0=0.575$ ,  $Re_d=9.3 \times 10^4$ ,  $\varnothing 10$  мм; 6 –  $M_0=1.56$ ,  $Re_d=1.88 \times 10^5$ ,  $\varnothing 5$  мм; 7 –  $M_0=1.86$ ,  $Re_d=1.49 \times 10^5$ ; 8 –  $M_0=2.50$ ,  $Re_d=8.68 \times 10^5$

**Рис.1.22** – Сравнение результатов измерения коэффициента восстановления при поперечном обтекании дозвуковым потоком (1-5) [90] и сверхзвуковым потоком (6-8) [93]

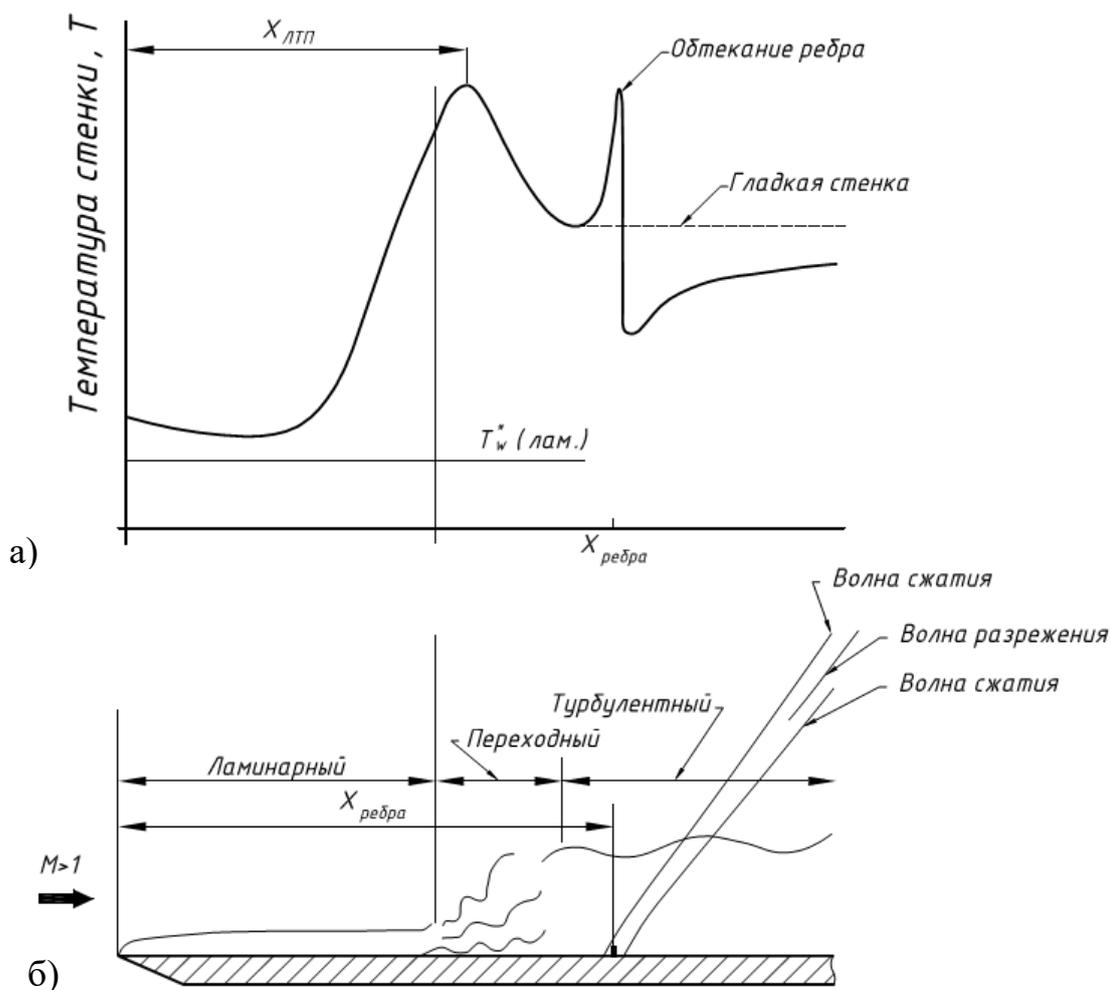
В работе [114] исследовалось обтеканием цилиндра диаметром 1 дюйм (25.4 мм) сверхзвуковым потоком с фиксированным числом Маха  $M_0=3.9$  в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_d=2.1 \times 10^3 \div 6.7 \times 10^3$ . Как видно из Рис.1.23, коэффициент восстановления изменялся от 1 в передней критической точке торможения на цилиндре до 0.67 при угле обвода  $120^\circ$  и затем вновь стремился к 1 в задней критической точке. В отличие от результатов данной работы [114], в работах [93] [115] не было выявлено такого резкого уменьшения коэффициента восстановления при углах от  $60^\circ$  до  $180^\circ$ . Поэтому, поскольку основной целью исследования авторов было оценить влияние угла отклонения потока от нормального направления на параметры теплообмена, то в дальнейшем они использовали значения  $r$  для области от  $0^\circ$  до  $60^\circ$ , где наблюдалось совпадение с данными других авторов. На Рис.1.19 показано также влияние угла отклонения потока от нормального направления на коэффициент восстановления температуры. Авторы [114] отмечают, что угол отклонения не оказывает значительного влияния на  $r$ .



1 – по данным работы [115]; 2-5 – по данным работы [114]; 2 –  $M_0=3.9$ ,  $Re_d=6.7 \times 10^3$ ; 3 –  $M_0=3.9$ ,  $Re_d=2.1 \times 10^3$ ; 4, 5 –  $M_0=3.9$ ,  $Re_d=3.8 \times 10^3$ ; 4 – угол отклонения потока  $30^\circ$  (от нормального направления), 5 – угол отклонения  $44^\circ$

**Рис.1.23** – Результаты измерения коэффициента восстановления при поперечном обтекании сверхзвуковым потоком воздуха поверхности цилиндра

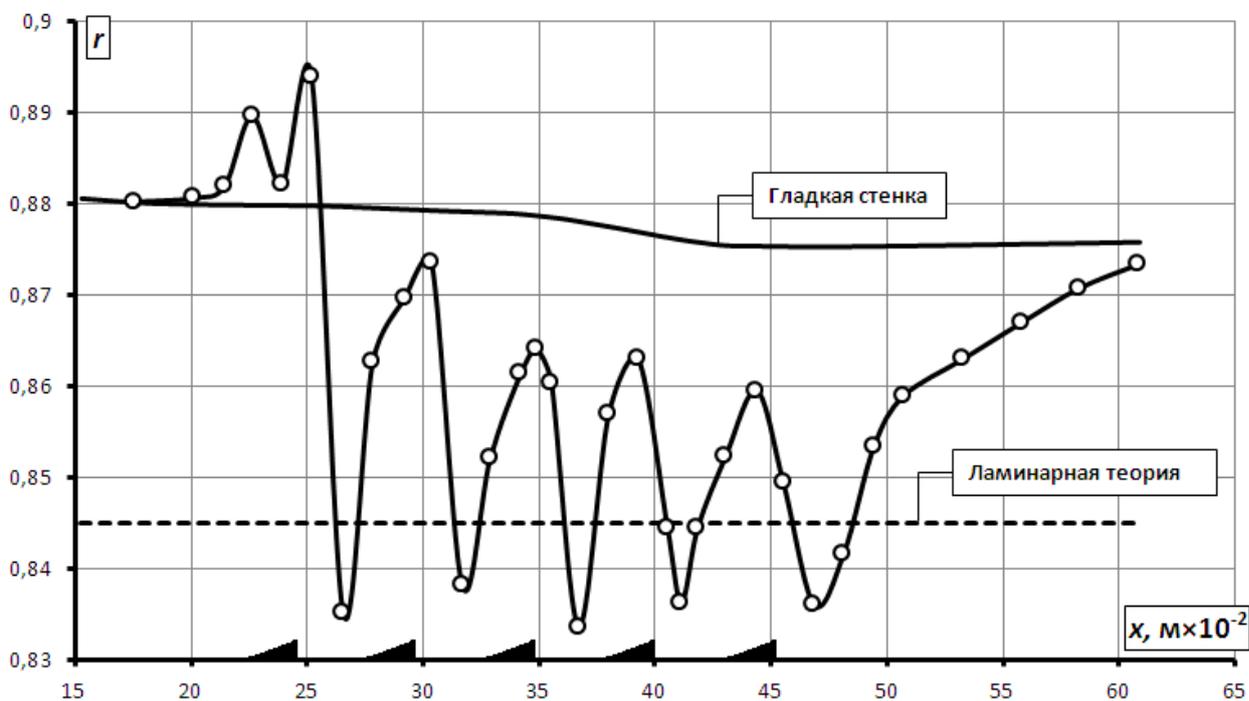
**Влияние формы и рельефа поверхности.** В работе [116] исследовалось влияние выступа поверхности на температуру стенки и коэффициент восстановления при продольном обтекании полого цилиндра сверхзвуковым потоком. Число Маха набегающего потока составляло 3.1, число Рейнольдса на 1 дюйм – от  $1 \times 10^5$  до  $7 \times 10^5$ . Выступ представлял собой кольцевое ребро кругового поперечного сечения высотой 0.2, 0.8 и 2 мм. На Рис.1.24, а) представлено качественное распределение температуры стенки цилиндра при установке ребра в области турбулентного пограничного слоя. При этом перед ребром наблюдается резкое возрастание температуры стенки, а непосредственно за ним – падение и сохранение низкого значения (в сравнении с обтеканием гладкой стенки) на протяжении нескольких калибров. На Рис.1.24, б) показана обработка теневой фотографии рассматриваемого течения.



**Рис.1.24** – Сопоставление качественного распределения температуры стенки цилиндра при продольном обтекании сверхзвуковым потоком (а) с результатом обработки теневой фотографии (б) [116]

Работа [117] является продолжением исследования влияния формы кольцевого ребра на температуру стенки и протяженность области, на которой наблюдается уменьшение температуры. Исследования проводились на стенде, описанном в работе [116], при тех же числах Маха и Рейнольдса. Исследовались стальные ребра высотой 2 и 4 мм с поперечным сечением в виде круга, клина и ромба. Наименьшие значения температуры стенки были зафиксированы за ребром с поперечным сечением в виде клина (Рис.1.25), а наибольшие – для клина с обратным расположением – ступенькой вперед по потоку. Использование нескольких клиньев подряд позволило сохранить эффект уменьшения температуры стенки при соблюдении интервала между клиньями не меньше, чем 2 дюйма (около 5 см). При этом не было выявлено ограничений по количеству клиньев, установленных в ряд, и уменьшающих при этом эффект

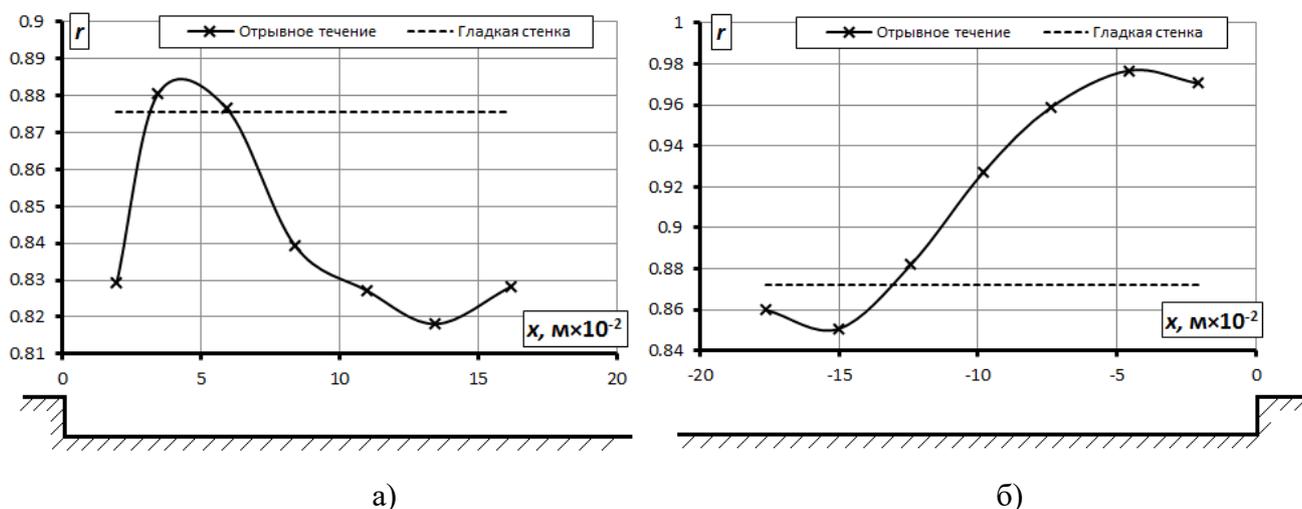
воздействия на температуру стенки. Максимальное количество используемых клиньев равнялось 5. В книге Чжена [118] упоминается, что в работе Бринича даже на расстоянии 80 высот ребра ниже по потоку коэффициент восстановления температуры сохранял значение ниже, чем полное значение на гладкой стенке. На Рис.1.25 приведен график распределения коэффициента восстановления вдоль поверхности. Для сравнения на том же рисунке приведена величина коэффициента восстановления для гладкого цилиндра при одинаковых параметрах набегающего потока.



**Рис.1.25** – Влияние кольцевых элементов с поперечным сечением в виде клина на коэффициент восстановления температуры [117]

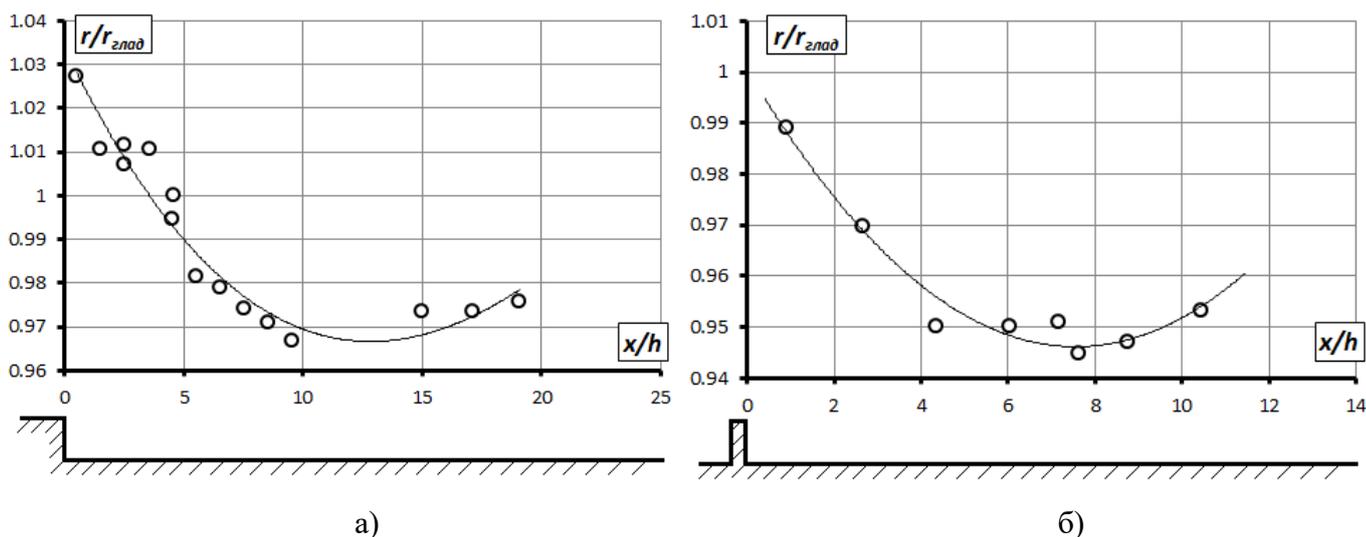
В работе [119] представлены результаты измерений параметров теплообмена и трения в пограничном слое при турбулентном обтекании пластины и ступеньки сверхзвуковым потоком при числе Маха 2.44. Высота ступеньки составляла 15/16 дюйма (около 2.4 см), высота канала 11.4 дюйма (около 29 см). На Рис.1.26 приводятся результаты исследования коэффициента восстановления температуры в области отрывного течения в сравнении с обтеканием гладкой стенки. Полученное значение коэффициента восстановления схоже с результатами работ [117] и [120], хотя последних не было выявлено такого значительного увеличения коэффициента

восстановления перед ступенькой. За уступом зафиксировано уменьшение коэффициента восстановления температуры, что также согласуется с ранее полученными данными работы [117].



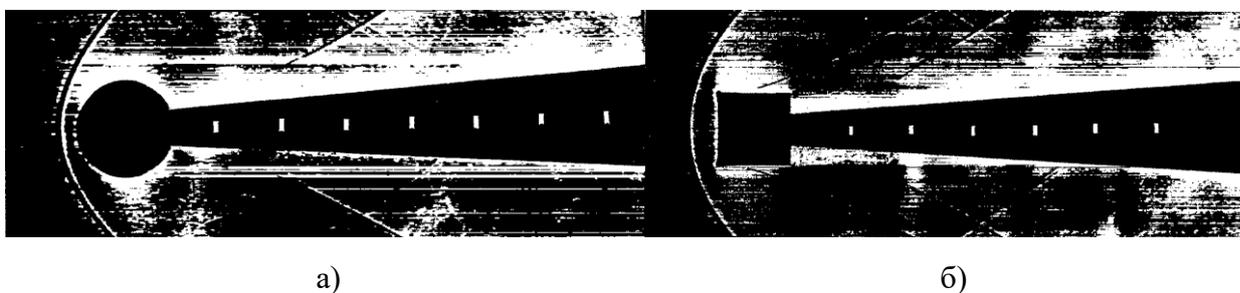
**Рис.1.26** – Коэффициент восстановления температуры при течении сверхзвукового потока  $M_0=2.44$  на плоской стенке за уступом (а) и перед ступенькой (б) высотой 2.4 см [119]

Томан в работе [121] исследовал коэффициент восстановления температуры в сверхзвуковом потоке перед уступом, обращенным навстречу потоку, высотой 12 мм и 21 мм, за уступом, расположенным по потоку, и выступом высотой 20 мм. Число Маха набегающего потока составляло 1.8, число Рейнольдса –  $10^7$ , интервал температур –  $10 \div 30^\circ\text{C}$  [118]. На Рис.1.27 показано распределение коэффициента восстановления для уступа, расположенного по потоку (а), и выступа (б). График коэффициента восстановления, равно как и распределения статического давления, коэффициента теплоотдачи, напряжения трения для уступа подобны результатам, полученным Гэддом и др. в работе [119]. При этом, так же, как и в работах Бринича [96, 117], на большом расстоянии за преградой (до 18 высот) коэффициент восстановления не достигал полной величины, соответствующей гладкой стенке. За уступом, расположенным по потоку, образуется вихревой слой, который и вызывает уменьшение адиабатной температуры стенки за замыкающей ударной волной, хотя вихри были очень слабыми [118].



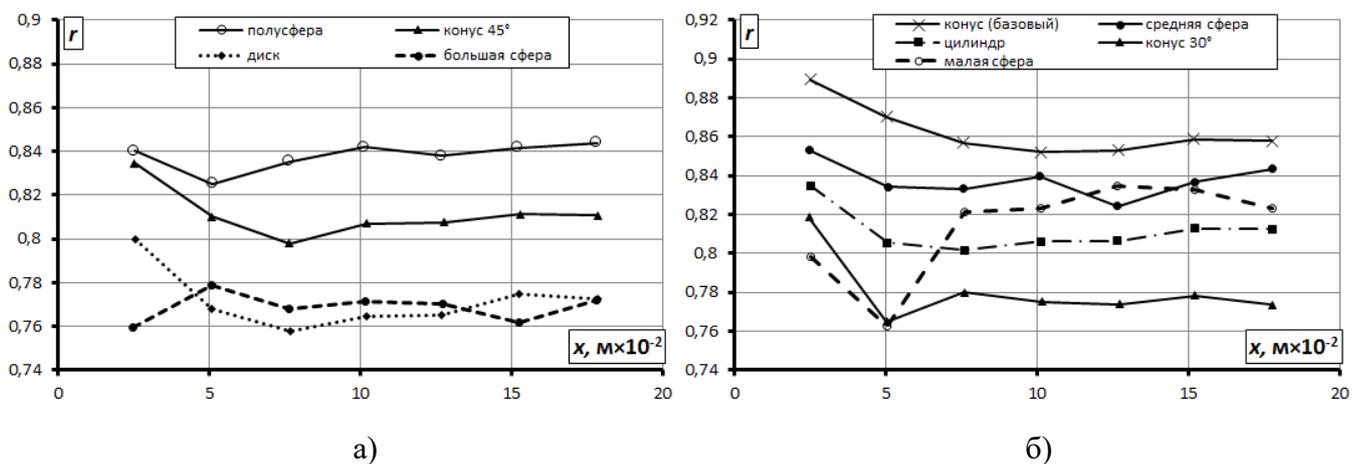
**Рис.1.27** – Отношение коэффициента восстановления температуры за уступом (а) и выступом (б) к значению на гладкой стенке при течении сверхзвукового потока  $M_{\infty}=1.8$ ,  $Re=10^7$  [121]

В работе [122] приводятся результаты экспериментального исследования аэродинамического нагрева в области отрыва и присоединения потока с начальным числом Маха 1.8 при обтекании конуса с углом полуоткрытия  $4^{\circ}$ . Отрывное течение возникало при установке перед конусом носовых обтекателей различных форм: сфера, цилиндр, конус, диск. На Рис.1.28 показаны теневые фотографии картины течения при использовании в качестве носового обтекателя сферы (Рис.1.28, а) и цилиндра (Рис.1.28, б). Светлыми точками обозначены места установки термопар на конус. Область отрывного течения распространяется до второй термопары для обтекателей в форме большой сферы, цилиндра, диска и конуса с углом полуоткрытия  $45^{\circ}$ . Для остальных форм обтекателей отрыв потока достигал первой термопары.



**Рис.1.28** – Теневая фотография обтекания сверхзвуковым потоком  $M_0=1.8$  конуса с углом полуоткрытия  $4^{\circ}$  за носовым обтекателем в форме сферы (а) и цилиндра (б) [122]

На Рис.1.29 представлены результаты работы [122] в части изменения коэффициента восстановления температуры по длине конуса в зависимости от формы носового обтекателя. Отмечается тенденция к уменьшению коэффициента восстановления на несколько процентов между первой и третьей термопарами, а затем некоторое увеличение. Исключением является случай носового обтекателя в форме большой сферы. В области установки первой термопары наименьшие значения коэффициента восстановления зафиксированы для обтекателей в форме большой и малой сфер, диска, конуса с углом полуоткрытия  $30^\circ$ . Эти формы обтекателей приводили к наибольшему отрыву потока и имели наименьшие коэффициенты восстановления по всей длине конуса.



**Рис.1.29** – Коэффициент восстановления температуры при обтекании сверхзвуковым потоком  $M_0=1.8$  конуса с углом полуоткрытия  $4^\circ$  за носовыми обтекателями различных форм [122]: полусферы, конуса  $45^\circ$ , диска и большой сферы (а); базового конуса, средней сферы, цилиндра, конуса  $30^\circ$  и малой сферы (б)

Из рассмотренных работ можно заключить, что форма и рельеф поверхности оказывают значительное влияние на коэффициент восстановления температуры. При этом актуальной представляется задача оптимизации размеров, формы и взаимного расположения элементов, способствующих уменьшению адиабатной температуры стенки, а значит, и интенсифицирующих процесс энергоразделения между пограничным слоем и ядром потока.

## 1.4 Исследование теплоотдачи в потоке сжимаемого газа при воздействии ударных волн и отрывных течений

Взаимодействие ударных волн с пограничным слоем на поверхностях различных типов – классическая задача термогазодинамики. Исследования в этой области ведутся на протяжении более 60 лет. Однако до сих пор нерешенными остаются многие вопросы. Как отмечается в обзорной статье Доллинга [22], среди них – определение положения и величины пиковых тепловых и динамических нагрузок, возникающих в области падения ударной волны на поверхность. Согласно обзору Найта и Дигреза [123], дальнейший прогресс в моделировании данного взаимодействия невозможен без получения достоверных экспериментальных данных по распределению тепловых потоков, давлений и параметров теплообмена в области падающих и взаимодействующих ударных волн. В то же время за последние годы удалось достичь больших успехов в предсказании с помощью CFD-моделей закономерностей теплообмена в ламинарном пограничном слое [124].

Как следует из соотношения (1.6), коэффициент теплоотдачи при обтекании поверхности потоком сжимаемого газа определяется разностью между адиабатной температурой стенки  $T_w^*$  и локальной температурой стенки  $T_w$ :

$$\alpha = \frac{q_w}{T_w^* - T_w} \quad (1.17)$$

Отношение интенсивности теплоотдачи к полной потенциально возможной теплоотдаче потока газа определяется безразмерным критерием теплоотдачи – числом Стэнтона. Данные по теплообмену, представленные в виде числа Стэнтона, менее чувствительны к изменению числа Маха потока, равно как и к изменению температуры стенки:

$$St = \frac{q_w}{\rho_\infty w_\infty C_p (T_w^* - T_w)} \quad (1.18)$$

При расчете коэффициента теплоотдачи по соотношениям (1.17) и (1.18) одной из главных проблем является определение адиабатной температуры стенки, а значит, как следует из раздела 1.3 данного обзора, коэффициента восстановления. Для целей

инженерного анализа, как правило, используется аппроксимация (1.13). Чувствительность коэффициента теплоотдачи к изменению коэффициента восстановления температуры дополнительно усиливается невысокими значениями температуры потока при проведении исследований на большинстве аэродинамических труб, поскольку разность температур ( $T_w^* - T_w$ ) в этом случае, как правило, мала. Поэтому параметры теплообмена в сверхзвуковых аэродинамических трубах могут значительно изменяться, если небольшие неточности появляются при расчете адиабатной температуры стенки [125].

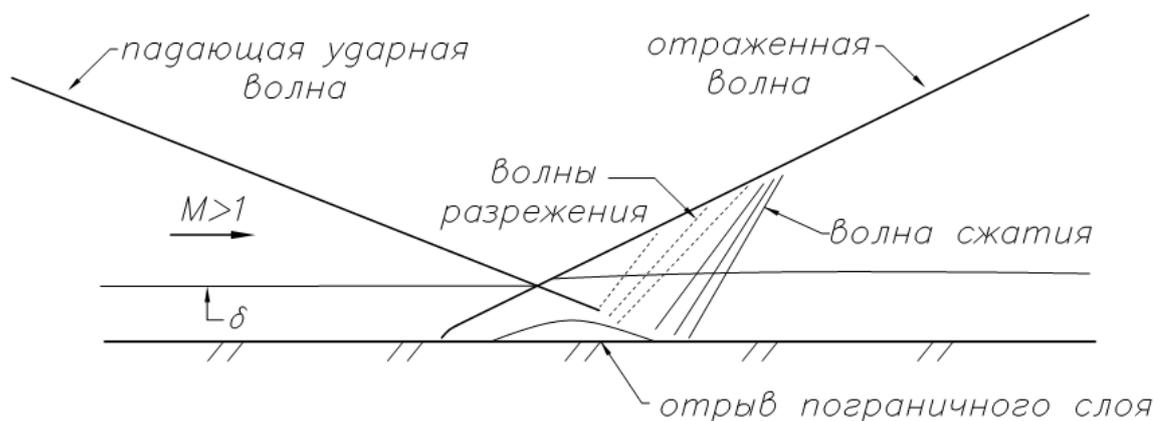
Таким образом, точность параметров теплообмена определяется точностью, с которой удастся найти коэффициент восстановления. Если рабочий диапазон аэродинамической трубы позволяет создать большой перепад температур в процессе эксперимента, тогда неточности определения величины  $T_w^*$  меньше сказываются на погрешности коэффициента теплоотдачи.

При обработке результатов термогазодинамических экспериментальных исследований различными авторами вместо величины  $T_w^*$  используется либо теоретическое значение адиабатной температуры для пластины (когда исследуется безотрывное обтекание тел простой формы), либо температура торможения (когда исследуется обтекание, сопровождающееся отрывом) [23]. В первом случае неизменным предполагается коэффициент восстановления температуры  $r$ , во втором – адиабатная температура стенки вообще не входит в число определяющих тепловой поток параметров. В любом случае могут возникнуть существенные погрешности при последующем определении величины коэффициента теплоотдачи.

Взаимодействие ударной волны со стенкой приводит к увеличению статического давления и разрушению пограничного слоя в области взаимодействия. Отрыв и последующее присоединение пограничного слоя сопутствует большинству случаев взаимодействия. Результатом этого является локальное повышение аэродинамического нагрева в локализованной области. Полного понимания происходящих в области взаимодействия ударных волн со стенкой процессов, несмотря на долгие годы исследований, так и не достигнуто. В большинстве

технических приложений используются полуэмпирические методы описания процессов взаимодействия.

Классическим случаем взаимодействия является генерация плоской ударной волны с помощью клина и последующее отражение волны от плоской стенки (Рис.1.30). При малых углах раскрытия клина поток сжимается в области отражения ударной волны, где наблюдается увеличение давления и нагрева стенки. При больших углах раскрытия генератора возникающий положительный градиент давления приводит к отрыву пограничного слоя выше от области падения волны на стенку и к последующему присоединению ниже по потоку. Уровень интенсификации теплоотдачи в области присоединения пограничного слоя определяется состоянием пограничного слоя до взаимодействия.



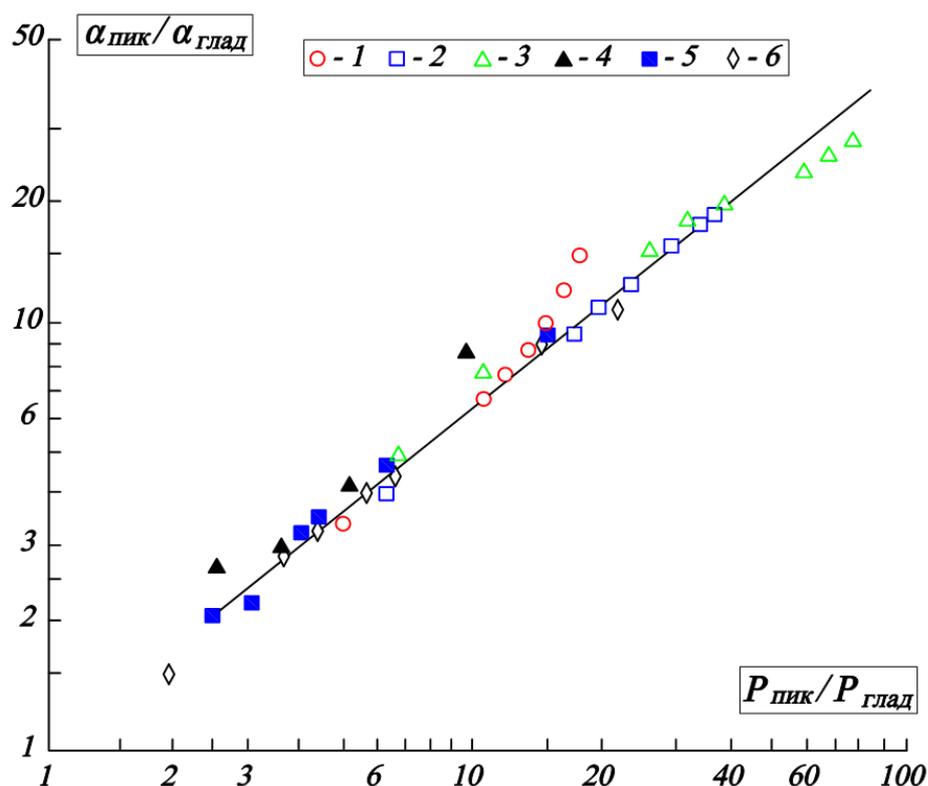
**Рис.1.30** – Схема течения в области взаимодействия падающей ударной волны с пограничным слоем на пластине [126]

Уровень интенсификации теплоотдачи в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем, как правило, оценивается через повышение давления, которое в свою очередь вычисляется по соотношениям для косых скачков уплотнения. Общий вид соотношения выглядит следующим образом:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{\text{глад}}} = k \left( \frac{P}{P_{\text{глад}}} \right)^n \quad (1.19)$$

где константа  $K$  определяется экспериментально, а степень  $n$  зависит от состояния пограничного слоя.

На практике для турбулентного случая эксперименты показывают наилучшую корреляцию при  $k=1$  и  $n=0.8$ , а для ламинарного случая при  $k=1.1$  и  $n=0.7$ . Базой для сравнения является случая обтекания гладкой стенки без вносимых возмущений в поток. На Рис.1.31 представлены результаты различных исследований взаимодействия ударной волны с турбулентным пограничным слоем [127] [128] [129] [130].



Линия – расчет по (1.19), 1-3 – по данным работы [127], 4 – [129], 5 – [128], 6 – [130]; 1 –  $M_0=6$ , 2 –  $M_0=8$ , 3 –  $M_0=10$ , 4-6 –  $M_0=3\div 5$

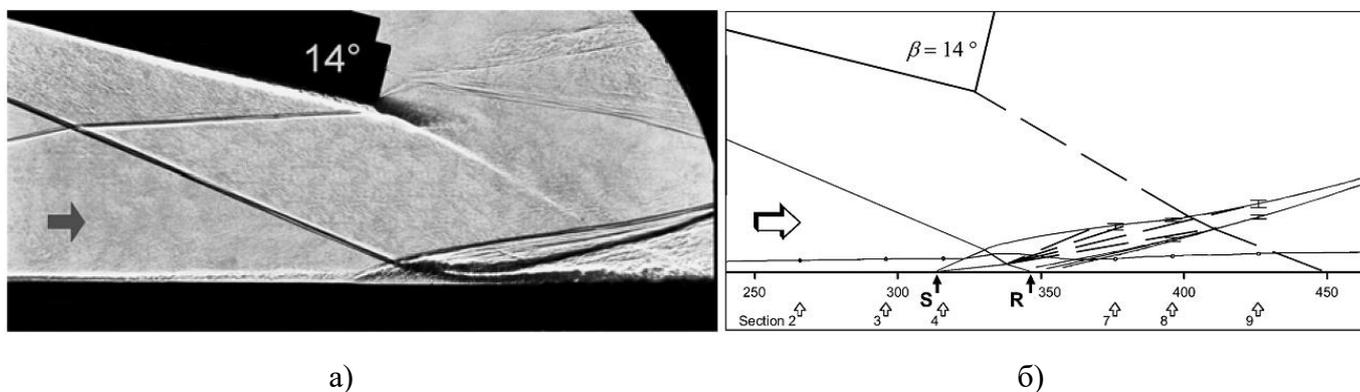
**Рис.1.31** – Корреляция между пиковым нагревом и степенью повышения давления при взаимодействии падающей ударной волны с турбулентным пограничным слоем

В работе [131] представлены результаты измерения трения и теплообмена в области взаимодействия ударной волны с турбулентным пограничным слоем на плоской стенке. Исследования проводились при числе Маха  $M_\infty=5$ , температуре торможения  $T_0^*=410$  К, полном давлении  $P_0^*=2.12$  МПа, что соответствует единичному числу Рейнольдса  $Re_{1\infty}=37\times 10^6/\text{м}$ . Коэффициент теплопроводности материала модели был достаточно низким для проведения исследований на режиме адиабатического нагрева.

Данные по теплообмену в данной работе [131] представлены в безразмерном виде – числом Стэнтона, рассчитанном через разность между температурой торможения и температурой стенки. Как отмечалось ранее, в данном случае возможны дополнительные погрешности в определении коэффициента теплоотдачи, поскольку в соотношении (1.20) не учитываются изменений адиабатной температуры стенки в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем:

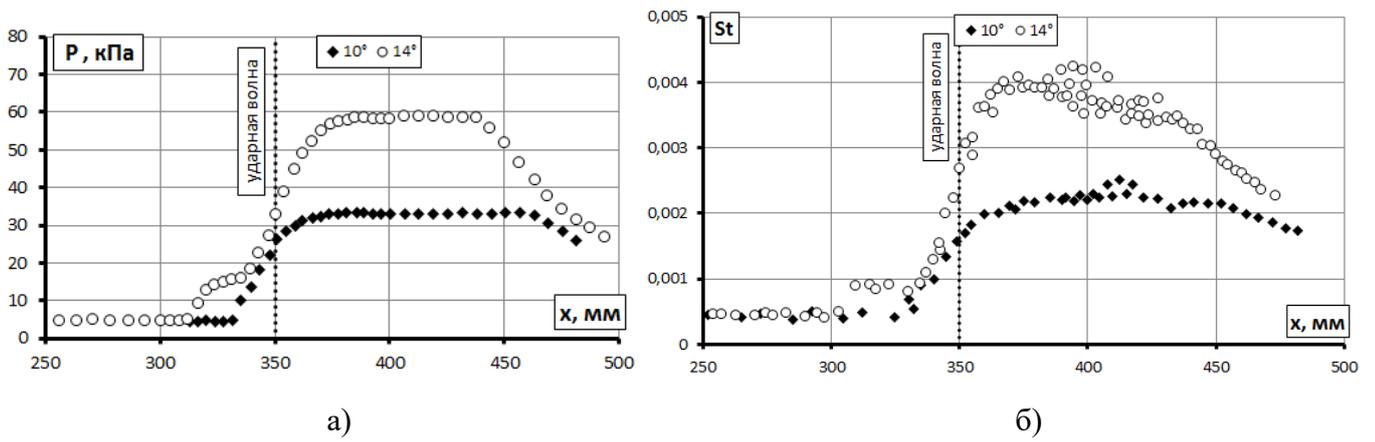
$$St = \frac{q}{\rho_{\infty} w_{\infty} C_p (T_0^* - T_w)} \quad (1.20)$$

На Рис.1.32 представлена теньевая фотография и схема течения в области падения ударной волны на стенку [131] при угле раствора генератора  $14^\circ$ . Положение точки отрыва пограничного слоя обозначено стрелкой с буквой S, а точки присоединения – R. Область падения ударной волны на стенку находится на расстоянии около 350 мм от передней кромки модели, при этом область перехода от ламинарного течения к турбулентному фиксируется на расстоянии около 120 мм. Толщина пограничного слоя в области взаимодействия составляла  $\delta=4.7$  мм.



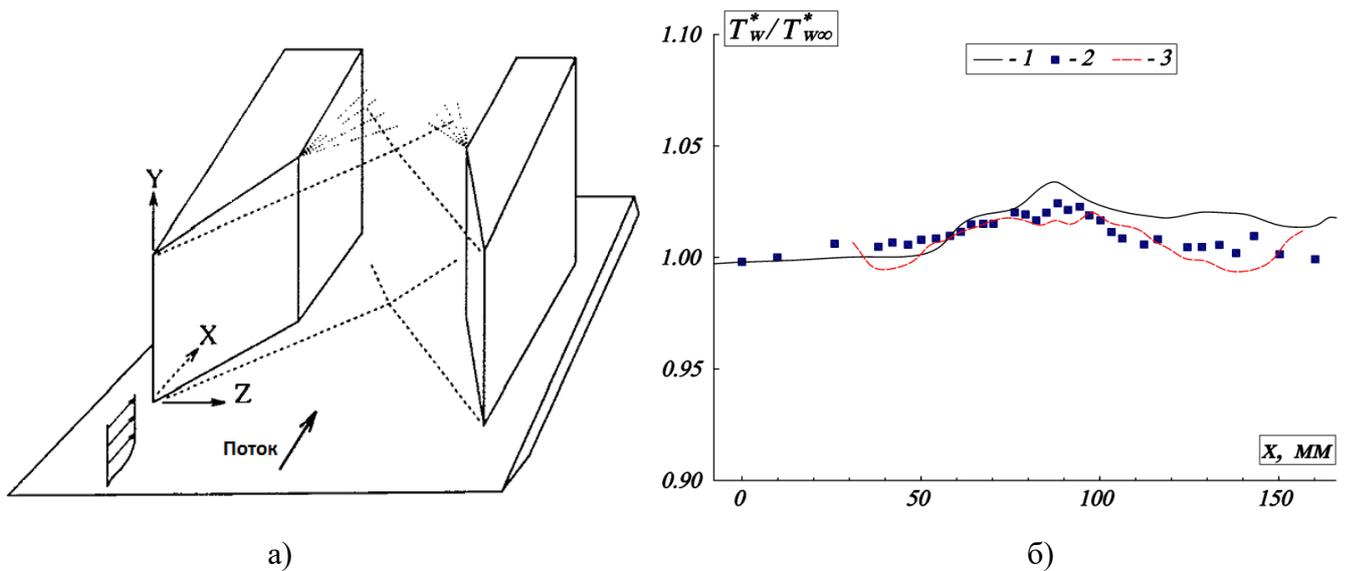
**Рис.1.32** – Теньевая фотография (а) и схема течения (б) в области падения ударной волны на стенку [131]

Измеренное распределение статического давления представлено на Рис.1.33, а) в сравнении с полученным числом Стэнтона (Рис.1.33, б) для углов раскрытия генератора  $10^\circ$  и  $14^\circ$ . Зафиксированное повышение коэффициента теплоотдачи в области отрыва пограничного слоя также отмечается в других работах по исследованию плоского взаимодействия [126] и является характерным для турбулентных потоков.



**Рис.1.33** – Распределение статического давления (а) и числа Стэнтона (б) на поверхности пластины при воздействии падающей ударной волны для углов наклона генератора  $10^\circ$  и  $14^\circ$  [131]

Результаты работы [132] по изучению трехмерного взаимодействия ударных волн с турбулентным пограничным слоем свидетельствуют о том, что адиабатная температура стенки увеличивается в области пересечения ударных волн (Рис.1.34).



1 – расчет (к-ε + Knight model) [132], 2 – эксперимент (термопары), 3 – эксперимент (тепловизор)

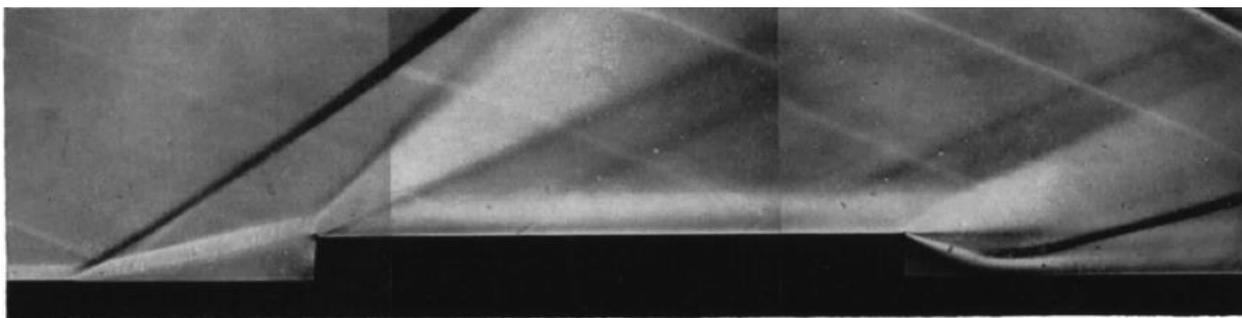
**Рис.1.34** – Постановка экспериментального исследования (а) и распределение относительной адиабатной температуры стенки по центральной линии в области взаимодействия пересекающихся ударных волн с турбулентным пограничным слоем (б)  $M_\infty=3.9$ ,  $Re_{\delta_\infty}=3.0 \times 10^5$  [132]

В работе [133] с учетом отмеченного факта показано, что использование для коэффициента восстановления значения 0.91 вместо теоретического 0.89 увеличивает оценку относительного увеличения числа Стэнтона в области пересечения ударных волн в 1.5 раза в сравнении с обтеканием гладкой стенки. Там же делается вывод об

ограниченности подхода использования постоянного коэффициента восстановления для определения числа Стэнтона в области взаимодействия ударных волн.

Задача исследования теплообмена при течении потока сжимаемого газа в области отрыва пограничного слоя за различными преградами с зонами рециркуляции и последующего присоединения также является одной из важнейших и до конца не решенных на сегодняшний день [134]. Отрывом потока от стенки сопровождаются течения в проточных трактах теплообменных устройств, энергетических машин и двигателей.

В работе Гэдда [119], уже упоминавшейся в разделе 1.3 обзора в части исследований коэффициента восстановления температуры, представлены также результаты измерений коэффициента теплоотдачи при турбулентном обтекании пластины и ступеньки сверхзвуковым потоком с числом Маха набегающего потока 2.44. В работе выполнена визуализация с помощью теневой фотографии (Рис.1.35).

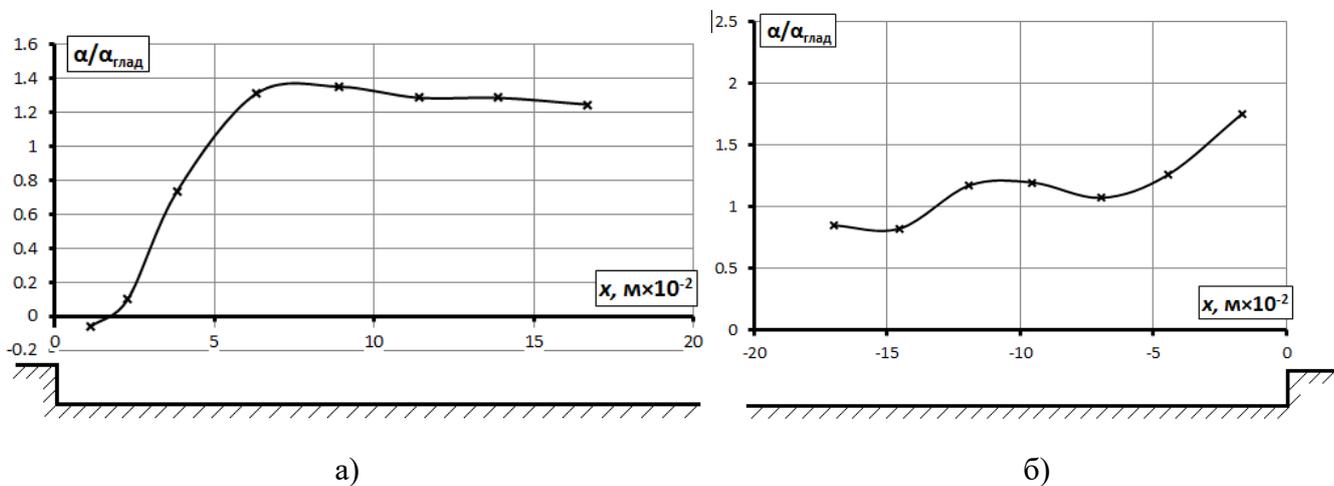


**Рис.1.35** – Комбинированная теневая фотография течения сверхзвукового потока перед ступенькой и за ней [119]

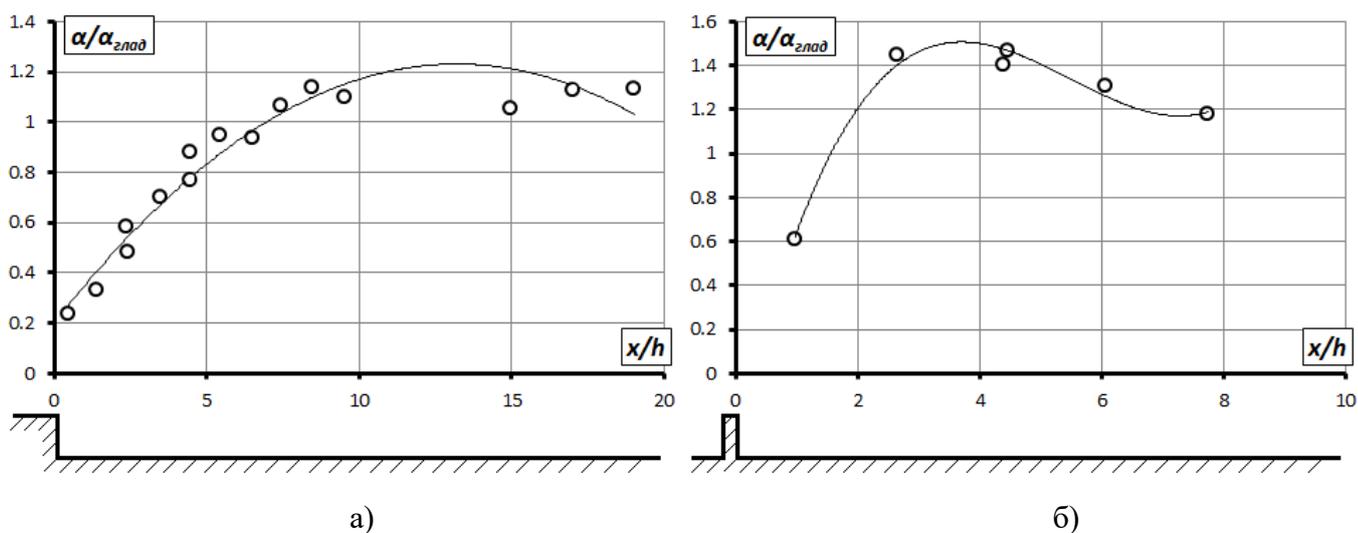
На Рис.1.36 приводятся данные по коэффициенту теплоотдачи при наличии ступеньки в сравнении с обтеканием гладкой стенки. Высокие значения коэффициента теплоотдачи зафиксированы непосредственно перед ступенькой, а также ниже по потоку за уступом.

В работе Томана [121], результаты которой приводятся в книге Чжена [118], помимо исследований коэффициента восстановления температуры (раздел 1.3) также исследовался и коэффициент теплоотдачи при обтекании сверхзвуковым потоком уступа и выступа высотой 20 мм. Число Маха набегающего потока составляло 1.8,

число Рейнольдса –  $10^7$ , интервал температур –  $10 \div 30^\circ\text{C}$ . На Рис.1.37 показано распределение коэффициента теплоотдачи для уступа, расположенному по потоку (а), и выступа (б).



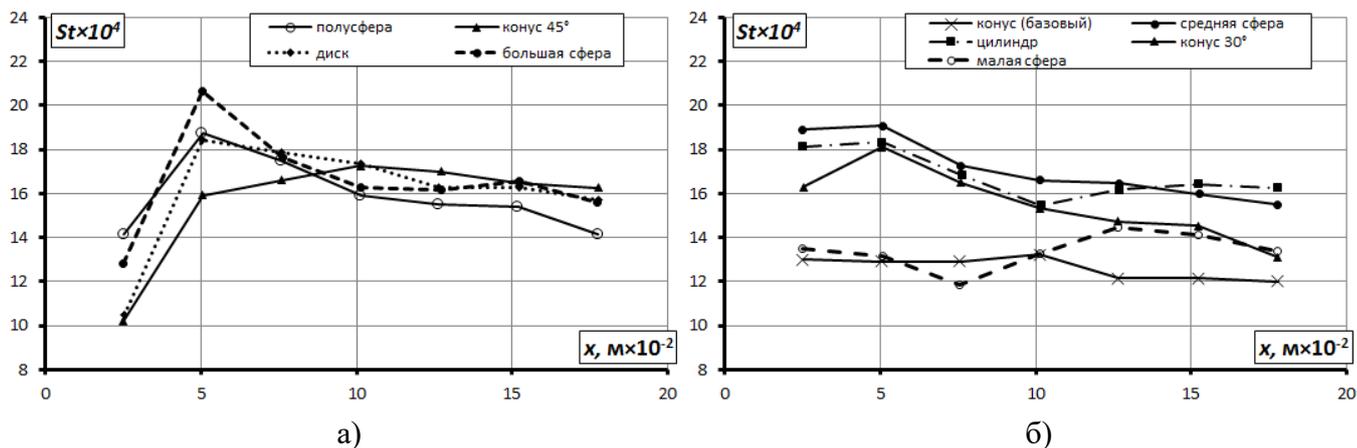
**Рис.1.36** – Интенсификация теплоотдачи при течении сверхзвукового турбулентного потока с числом Маха 2.44 за уступом (а) и перед ступенькой (б) [119]



**Рис.1.37** – Отношение коэффициента теплоотдачи за уступом (а) и выступом (б) к значению на гладкой стенке при течении сверхзвукового потока  $M_\infty=1.8$ ,  $Re=10^7$  [121]

Графики коэффициентов теплоотдачи и восстановления температуры, статического давления и напряжения трения в работе Томана для уступа подобны результатам, полученным Гэддом и др. в работе [119]. В отличие от уступа, коэффициент теплоотдачи для выступа быстро достигает максимума и далее так же быстро уменьшается.

В работе [122], также упоминаемой в разделе 1.3 обзора, помимо данных по коэффициенту восстановления приводятся также результаты измерения коэффициента теплоотдачи (числа Стэнтона) в отрывной области при обтекании конуса за носовыми обтекателями различных форм. Исследования проводились при числе Маха набегающего потока 1.8. Число Рейнольдса, рассчитанное на длине 1 фута (около 30.5 см), составляло от  $10 \times 10^6$  до  $11 \times 10^6$ . Угол полураскрытия конуса  $4^\circ$ . Каждый запуск аэродинамической трубы длился 70 секунд. На Рис.1.38 представлены результаты данной работы. Интенсификация теплоотдачи в отрывной области была зафиксирована для большинства головных обтекателей. Максимальное увеличение коэффициента теплоотдачи в сравнении с базовым конусом (без обтекателя) составило до 50% (средняя и большая сфера).



**Рис.1.38** – Графики изменения числа Стэнтона при обтекании сверхзвуковым потоком ( $M_0=1.8$ ) конуса за носовыми обтекателями различных форм [122]: полусферы, конуса  $45^\circ$ , диска и большой сферы (а); базового конуса, средней сферы, цилиндра, конуса  $30^\circ$  и малой сферы (б)

Расчет параметров теплообмена при отрывных течениях и в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем необходим из-за возникновения в области отрыва пиковых тепловых потоков. Этот эффект необходимо подавлять в случае разработки мер тепловой защиты, либо можно использовать для локальной интенсификации теплоотдачи. Отрывные течения могут дополнительно интенсифицировать теплообмен в устройстве энергоразделения. Однако необходимо также учитывать

влияние отрывных течений на изменение коэффициента восстановления температуры, который наряду с теплоотдачей, в конечном итоге определяет эффективность устройства.

## **1.5 Выводы по обзору литературных источников**

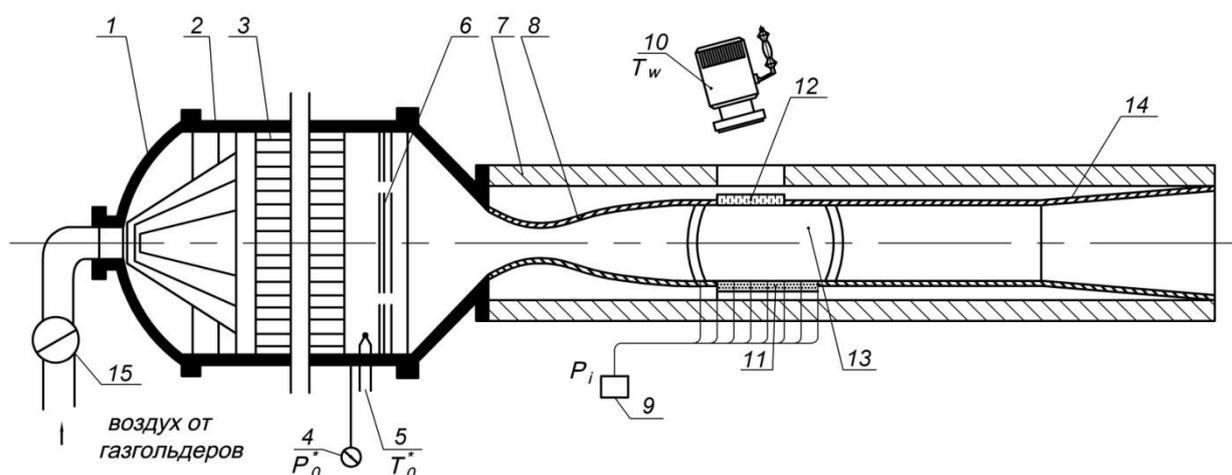
Представлен обзор литературных источников, посвященный методам безмашинного энергоразделения, и, в особенности, методу, предложенному академиком Леонтьевым А.И. [7] [6]. Из приведенного обзора следует, что наиболее ответственной частью рассматриваемого устройства энергоразделения, определяющей его эффективность, является сверхзвуковой канал. Для повышения эффекта энергоразделения необходимо либо интенсифицировать теплоотдачу, либо уменьшить коэффициент восстановления температуры по сверхзвуковой стороне. В разделе 1.3 обзора представлен анализ влияния различных факторов на коэффициент восстановления, включая числа Прандтля, Маха, Рейнольдса, продольный градиент давления, изменение формы и рельефа обтекаемой поверхности. В случае установки в сверхзвуковом канале устройства различных интенсификаторов теплоотдачи (выступов, канавок, лунок) неизбежно возникнут ударные волны и локальные отрывы пограничного слоя. Как было показано в разделе 1.4 обзора, в отрывной области интенсивность теплоотдачи может возрасти многократно. Однако в этом случае актуальным остается вопрос влияния возникающих ударных волн и отрывных зон на коэффициент восстановления температуры, который наряду с теплоотдачей, определяет эффективность устройства энергоразделения. Прояснению данных вопросов и посвящена настоящая работа, а именно:

- влиянию падающей ударной волны на адиабатную температуру стенки и коэффициент восстановления температуры;
- влиянию отрывного течения за преградой в сверхзвуковом потоке на адиабатную температуру стенки, коэффициенты восстановления температуры и интенсификацию теплоотдачи;
- влиянию кольцевых ребер в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения на эффекты нагрева и охлаждения потоков на выходе из устройства.

## 2 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СТЕНДОВ, ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ОБОРУДОВАНИЯ И МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

### 2.1 Методика исследования тепловых и динамических параметров в потоке сжимаемого газа на стационарном режиме

Экспериментальные исследования проводились на сверхзвуковой аэродинамической установке непрерывного действия, расположенной в НИИ механики МГУ [135] [136]. Основными узлами установки являются (Рис.2.1): подводящий трубопровод с регулируемой задвижкой (15), ресивер (1), рабочая часть с регулируемым соплом (8) и диффузором (14), модель (11) с системой измерения статического давления (9), параметров торможения (4, 5) и температуры стенки (10). Управление установкой, т.е. открытие и закрытие дистанционно управляемых задвижек с электроприводом на подающем воздухопроводе, осуществляется с пульта управления установкой, расположенного в отдельном помещении.

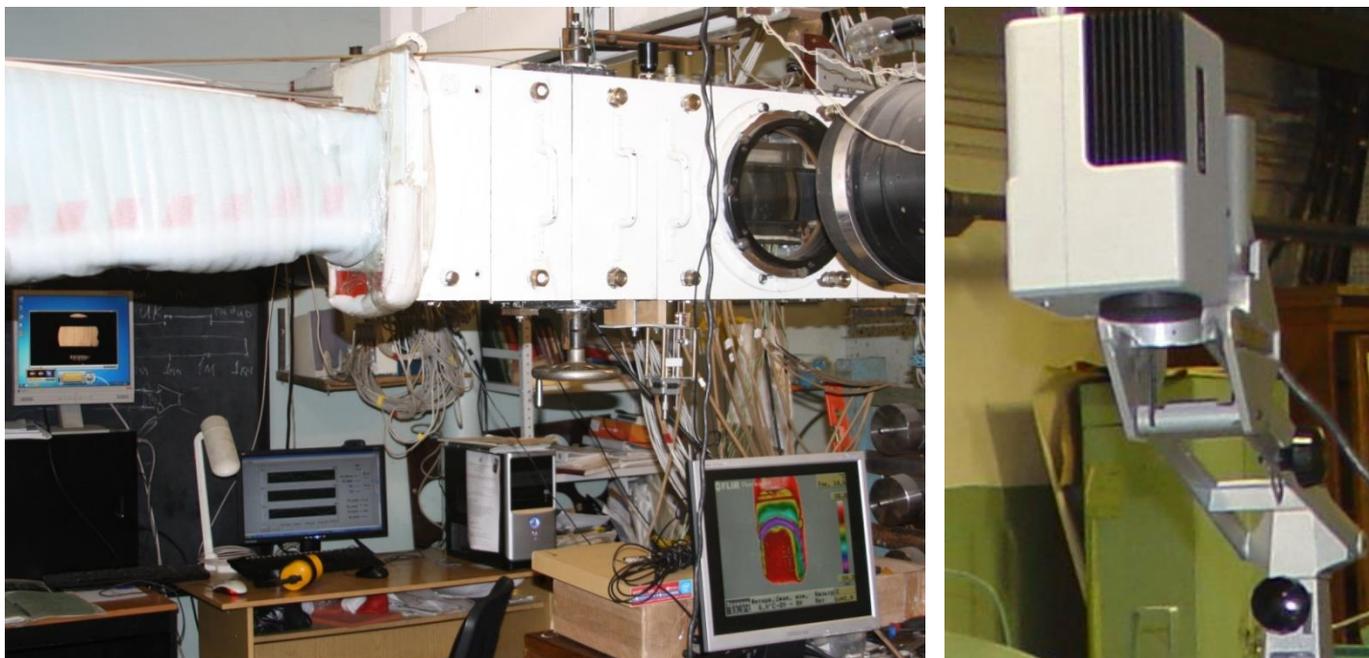


1 – ресивер; 2 – сборка конусов; 3 – хонейкомб; 4 – манометр; 5 – термопара для измерения температуры торможения; 6 – пакет сеток; 7 – рабочая часть; 8 – плоское регулируемое сопло; 9 – отборы статического давления по длине модели; 10 – тепловизор; 11 – модель; 12 – инфракрасный иллюминатор; 13 – иллюминатор из оптического стекла; 14 – диффузор; 15 – регулируемая задвижка

Рис.2.1 – Общий вид экспериментальной установки

Основным рабочим газом является воздух, который турбокомпрессором нагнетается в газгольдерную батарею до давления  $\sim 8$  атм и далее через очистные фильтры, систему регулирующих задвижек (15) поступает в аэродинамическую

установку. Максимальный расход воздуха через установку составляет 10 кг/с. Производительность компрессора (тоже ~10 кг/с) позволяет поддерживать постоянными параметры основного потока в рабочем участке около часа и более и производить эксперименты практически в стационарном режиме



а)

б)

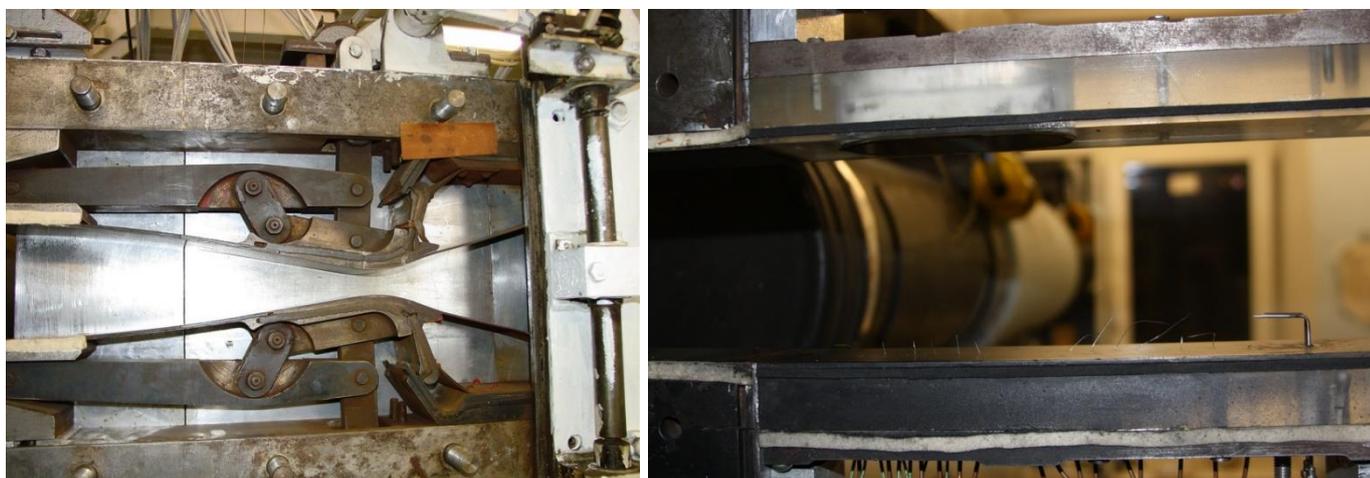
**Рис.2.2** – Фотография экспериментального стенда во время проведения исследования (а) и механизма крепления тепловизора над верхней стенкой рабочей части установки (б)

Ресивер установки (1) представляет собой резервуар прямоугольной формы с размерами: 800×660×460 мм. Ресивер служит для преобразования скоростного напора воздуха, движущегося по магистрали из газгольдерной через регулируемые задвижки, в энергию давления заторможенного газа, успокоения потока и выравнивания поля скоростей. Скорость потока воздуха в ресивере составляет 1-2 м/сек, что позволяет измерять в нем параметры торможения потока: давление и температуру. В ресивере имеются 4 ввода для установки приемников полного давления (4) и термопар (5). Каждый датчик при этом дублировался для контроля производимых измерений.

Во избежание отрыва потока от стенок на входе в ресивер, потерь полного давления и для уменьшения турбулентных пульсаций установлены соосные конуса (2). Для уменьшения турбулентных пульсаций, устранения крупномасштабных

пульсаций потока в ресивере помещаются хонейкомб (3) и сетки (6). Физическое обоснование их использования состоит в том, что крупномасштабные пульсации потока устраняются за счет образования большого количества мелких завихрений, которые быстро затухают. Размер вихрей зависит от числа  $Re$ , в котором характерным линейным размером является диаметр проволоки, из которых набрана сетка. При  $Re \leq 40$  дискретные вихри не образуются, и сетка не создает собственной турбулентности. Поэтому для сохранения низких чисел  $Re$  сетку устанавливают в области малых скоростей, а сама она изготавливается из проволоки малого диаметра.

Для уменьшения поперечных составляющих турбулентного движения перед коллектором сеток устанавливается хонейкомб (3). В данном случае применена сотовая конструкция хонейкомба из шестигранных латунных трубок с размерами ячеек 15 мм и длиной 300 мм. Использование хонейкомба и сеток перед рабочей частью значительно уменьшает пульсации, выравнивает поле скоростей. Уменьшение интенсивности турбулентных продольных пульсаций пропорционально квадрату поджатия. В нашем случае величина поджатия потока  $\sim 50$ .



а)

б)

**Рис.2.3** – Фотографии плоского сверхзвукового сопла с изменяемой геометрией (а) и рабочей части аэродинамической установки с инфракрасным иллюминатором на верхней стенке и экспериментальной моделью на нижней (б)

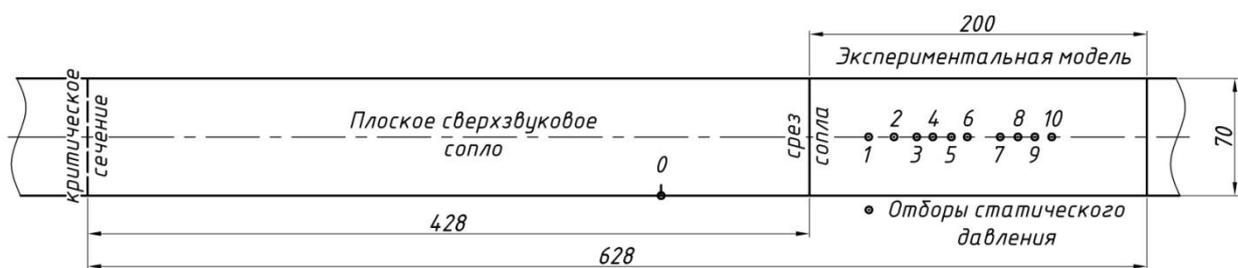
Сопловой блок (8) на установке выполнен регулируемым с переменным критическим сечением (Рис.2.2). Плоское сопло изготовлено из гибкой стальной ленты. Изменение скорости потока в рабочей части установки (числа  $M$ ) производится поджатием критического сечения сопла с помощью червячного

механизма. Высота проходного критического сечения сопла однозначно связана с делениями шкалы червячного механизма. Каждому делению шкалы соответствует определенное число Маха потока в рабочей части. Скорость потока в рабочей части установки может меняться с помощью регулируемого плоского сверхзвукового сопла в пределах  $M = 1.7 \dots 3.5$ . Давление торможения –  $6 \div 7$  атм.

Рабочая часть (7) установки имеет прямоугольное поперечное сечение с размерами  $70 \times 90$  мм. Верхняя и нижняя стенки рабочей части съемные, это дает возможность укреплять на тех же стойках, которые служат для крепления стенок и модели (11). Боковые стенки канала образованы набором плоских пластин, среди которых имеются пластины с круглыми иллюминаторами с оптическими защитными стеклами (10). Перестановка пластин позволяет расположить пластины с иллюминаторами в требуемых местах рабочей части и с помощью подвижного теневого прибора ИАБ-451 осуществлять визуализацию и фотографирование картины течения (Рис.2.2).

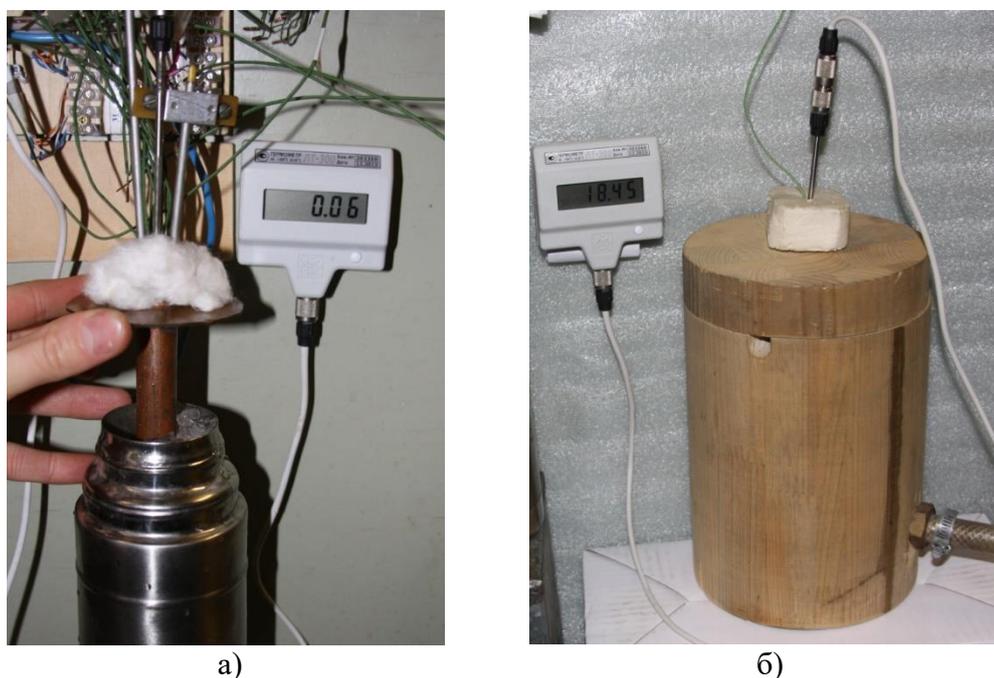
На выходе из рабочей части расположен регулируемый диффузор (14) (регулирование производится изменением проходного сечения диффузора). Диффузор предназначен для эффективного превращения кинетической энергии потока на выходе из рабочей части в энергию давления. На данной установке применен плоский диффузор с прямолинейными стенками и регулируемым горлом.

Экспериментальная модель представляет собой плоскую пластину из оргстекла, материала с низким коэффициентом теплопроводности  $\lambda_{mat} = 0.19$  Вт/(м·К). Использование такого материала позволило считать пластину теплоизолированной. Модель была смонтирована на нижней стенке рабочей части аэродинамической установки параллельно основному потоку. Ширина модели соответствовала ширине рабочей части установки – 70 мм, длина  $L = 200$  мм (Рис.2.4). Толщина динамического пограничного слоя перед моделью составляла  $\sim 6$  мм при  $M_0 = 2.25$  (по измерению подвижным зондом полного давления). Для измерения распределения статического давления по длине пластины производилось дренирование по центральной линии модели, через которое производились отборы воздуха к датчикам давления ИКД-27 Да-1500.



**Рис.2.4.** Схема расположения экспериментальной модели в рабочей части аэродинамической установки

Параметры торможения потока контролировалось в форкамере перед сверхзвуковым соплом: давление торможения – датчиками абсолютного давления ИКД-6 ТДа-7 и Honeywell ML-300PS2PC, температура торможения – двумя независимыми хромель-копелевыми термопарами. Токопроводы термопар были изолированы двухканальной фарфоровой трубкой и капроновой изоляцией. “Холодные” спаи термопар находились в сосуде Дьюара (Рис.2.6), наполненном трансформаторным маслом, и температура их измерялась лабораторным электронным термометром ЛТ-300 с точностью  $\pm 0.05^\circ\text{C}$ .



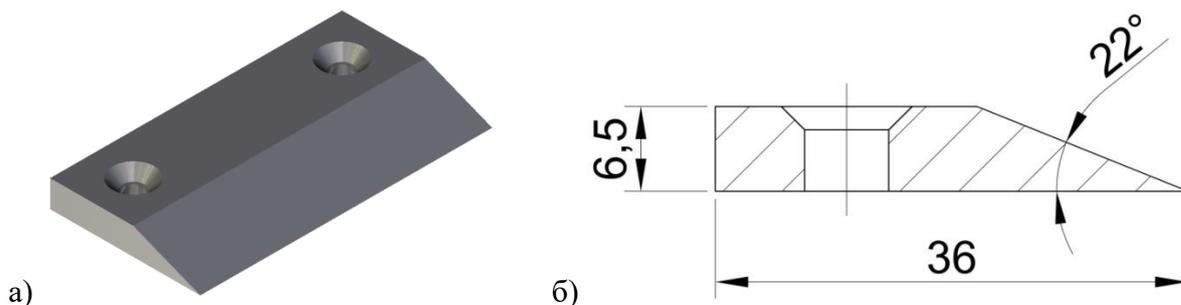
**Рис.2.5** – Контроль температуры холодных спаев термопар в сосуде Дьюара по термометру ЛТ-300 (а); термостат для тарировки термопар (б)

Температура торможения в форкамере составляет  $T_0^* = 283 \div 298$  К. Данные со всех датчиков стенда собирались в коннекторные блоки термопар и датчиков

давления NI SCXI-1303, далее через усилители SCXI-1102 (термопарный) и SCXI-1102B (для датчиков давления) подавались в аналого-цифровой преобразователь NI PCI-6220.

Верхней стенкой рабочей части аэродинамической установки является инфракрасный иллюминатор, изготовленный из монокристалла KCl (при исследовании взаимодействия ударной волны с пограничным слоем) и поликристалла ZnSe (при исследовании отрывного течения). Эти материалы прозрачны для инфракрасной области спектра. При помощи тепловизора (тепловизионная камера Flir ThermoCAM SC3000, Швеция) через инфракрасный иллюминатор фиксировалось температурное поле модели.

На первом этапе на верхней стенке рабочей части аэродинамической установки перед моделью устанавливался генератор ударной волны – стальной клин с углом раскрытия  $22^\circ$ . Место падения ударной волны на стенку предварительно рассчитывалось в зависимости от угла отклонения потока [137]. На втором этапе исследований на нижней стенке рабочей части установки перед моделью устанавливалась преграда – металлическое ребро под углом  $90^\circ$  к потоку. Высота преграды варьировалась от 2 до 8 мм.



**Рис.2.6** – Модель клина-генератора ударной волны (а) и чертеж с основными геометрическими размерами (б)

Регистрация всех измеряемых параметров производилась после установления стационарного теплового режима. Время выхода модели на стационарный тепловой режим составляло 15-20 минут.

Порядок проведения основных экспериментов состоял в следующем:

- прогрев электронных приборов и измерительного оборудования;

- установка заданного раскрытия критического сечения сопла аэродинамической установки, соответствующего заданному числу Маха;
- запуск установки открытием задвижек на воздухопроводе;
- установка и поддержание в течение всех измерений заданного давления в ресивере аэродинамической установки;
- производство и регистрация измерений.

## 2.2 Измерительно-регистрающая система

В данном экспериментальном исследовании требуется определять большое количество параметров (поля давлений и температур), что приводит к необходимости накапливать информацию с различного рода сенсорных устройств. Для этих целей экспериментальный стенд оборудован аппаратурой, способной работать в многоточечном режиме и отвечать высоким требованиям по надежности и точности регистрируемых данных.



**Рис.2.7** – Компоненты системы сбора данных (DAQ)

На Рис.2.7 приведена система сбора данных (DAQ-система), в состав которой входят датчики и измерительные преобразователи, нормирующие устройства (устройства кондиционирования сигналов), соединительные кабели между различными устройствами и аксессуарами к ним, DAQ-устройство, программное обеспечение и персональный компьютер. DAQ-устройство дискретизирует сигналы, выполняет аналого-цифровые преобразования, а также формирует сигналы цифрового вывода.

В состав измерительно-регистрающей системы эксперименты входили (Рис.2.8): датчики давления и температуры, коммутатор сигналов датчиков, аналого-цифровой преобразователь АЦП, контроллер связи с ЭВМ, персональный компьютер.



**Рис.2.8** – Блок-схема измерительно-регистрающей системы

Программа эксперимента написана на языке G-программирования в среде LabVIEW и отображается в виде виртуальных приборов, позволяющих в режиме реального времени отслеживать параметры на экране монитора ПК. Программа позволяет производить накопление наблюдений по мере анализа состояния процесса по показаниям виртуального прибора многократно с фиксированием результатов в протокол. Проведению экспериментов предшествовала тарировка датчиков. На Рис.2.9 и Рис.2.10 показаны тарировочные характеристики датчиков давления и термопар. В Таблица 2.1 сведены тарировочные коэффициенты и дано краткое описание датчиков.

В Приложении А на Рис. А. 1 представлен общий вид окна управления тарировкой термопар в среде LabView. На экране отображается представление виртуального прибора с выводами результатов наблюдения. Левая часть – инициализация оборудования, верхняя – монитор, отображающий выход параметров каждой калибруемой термопары на заданный режим. Нижняя часть – результаты первичной обработки данных (среднее значение, отклонение в абсолютных и относительных величинах). На – Рис. А. 4 представлен код программы тарировки термопар в логической последовательности работы слева – направо. В левой части кода () располагаются функции ввода параметров и инициализация оборудования.

Далее с правой стороны внутренний блок с циклом – часть кода, которая осуществляет выход параметров измерительных каналов на заданный режим. Далее следует функция опроса и вывода на экран показаний каждого датчика. На Рис. А. 3 расположены коды блока, которые осуществляют первичную обработку наблюдений и запись результатов в файл. В левой части Рис. А. 4 происходит считывание данных первичной обработки и далее производится окончательный расчет коэффициентов измерительных каналов с записью результатов калибровки в файл.

Общий вид окна управления экспериментом в среде LabView представлен на Рис. А. 5. В окне показана только вкладка наблюдений с виртуальными приборами для контроля в процессе эксперимента таких параметров, как полное давление, температура торможения, число Маха набегающего потока, распределение по длине модели статического давления, числа Маха и температуры стенки. На экран выведены и параметры инициализации, монитор выхода параметров на установившийся режим, кнопка записи информации в файл. Код программы получения и обработки экспериментальных данных показан на – Рис. А. 9, также в последовательности работы слева – направо. На в левой части производится инициализация, далее формируется протокол наблюдений с перечислением всех записываемых параметров. На Рис. А. 7 выполняется первичная обработка информации с учетом градуировочных коэффициентов каналов давления (слева) и температур (справа). После чего параметры выводятся на монитор для контроля выхода на установившийся режим. На Рис. А. 8 в левой части представлен расчетный блок, производится первичная обработка наблюдений. В правой части Рис. А. 8 и на Рис. А. 9 последовательно представлены 3 блока, осуществляющие считывание показаний по измерительным каналам, первичную обработку наблюдений и запись результатов в протокол.

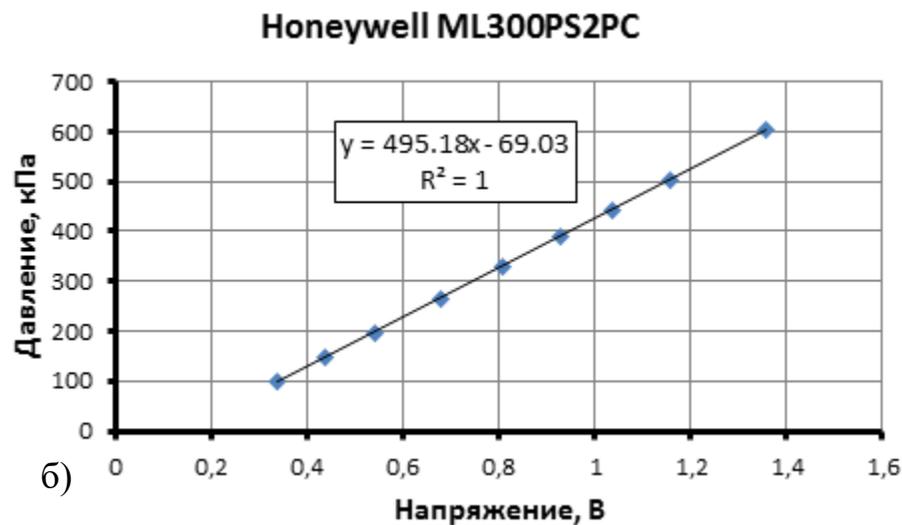


Рис.2.9 – Тарировочная характеристика датчика статического давления ИКД27Да-1500 (а) и датчика полного давления Honeywell ML300PS2PC (б)

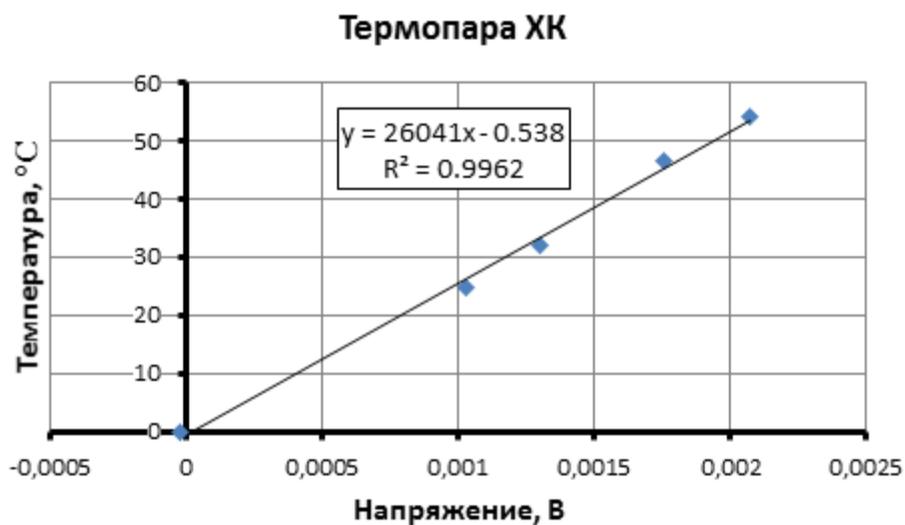


Рис.2.10 – Тарировочная характеристика хромель-копелевой термопары

**Таблица 2.1** – Тарировочные коэффициенты и описание датчиков экспериментального стенда

№	a	b	Измеряемый параметр	№ канала в устройстве NI SCXI-1303	Тип платы NI	Тип датчика
1	-20.7	27.3	Статическое давление на входном участке модели	SC1Mod1/AI0	SC1102B	ИКД27Да-1500
2	-22.4	27.2	Статическое давление на участке модели №1	SC1Mod1/AI1	SC1102B	ИКД27Да-1500
3	-16.1	26.1	Статическое давление на участке модели №2	SC1Mod1/AI2	SC1102B	ИКД27Да-1500
4	-19.7	27.4	Статическое давление на участке модели №3	SC1Mod1/AI3	SC1102B	ИКД27Да-1500
5	-19.7	27.3	Статическое давление на участке модели №4	SC1Mod1/AI4	SC1102B	ИКД27Да-1500
6	-17.6	27.0	Статическое давление на участке модели №5	SC1Mod1/AI5	SC1102B	ИКД27Да-1500
7	-19.3	27.3	Статическое давление на участке модели №6	SC1Mod1/AI6	SC1102B	ИКД27Да-1500
8	-18.3	27.1	Статическое давление на участке модели №7	SC1Mod1/AI7	SC1102B	ИКД27Да-1500
9	-21.2	27.4	Статическое давление на участке модели №8	SC1Mod1/AI8	SC1102B	ИКД27Да-1500
10	-19.1	27.1	Статическое давление на участке модели №9	SC1Mod1/AI9	SC1102B	ИКД27Да-1500
11	-20.0	27.0	Статическое давление на участке модели №10	SC1Mod1/AI10	SC1102B	ИКД27Да-1500
12	-19.0	27.0	Статическое давление на участке модели №11	SC1Mod1/AI11	SC1102B	ИКД27Да-1500
13	-16.1	26.4	Статическое давление на участке модели №12	SC1Mod1/AI12	SC1102B	ИКД27Да-1500
14	-34.8	27.1	Статическое давление на участке модели №13	SC1Mod1/AI13	SC1102B	ИКД27Да-1500
15	-22.6	27.8	Статическое давление на участке модели №14	SC1Mod1/AI14	SC1102B	ИКД27Да-1500
16	-19.4	27.5	Статическое давление на участке модели №15	SC1Mod1/AI15	SC1102B	ИКД27Да-1500
17	-17.8	26.7	Статическое давление зонд	SC1Mod1/AI16	SC1102B	ИКД27Да-1500
18	-69.0	495.1	Полное давление зонд HoneyWell	SC1Mod1/AI21	SC1102B	ML300PS2PC
19	-74.3	129.1	Полное давление в форкамере ИКД	SC1Mod2/AI29	SC1102B	ИКД6тДа-7
20	-267.0	499.3	Полное давление в форкамере HoneyWell	SC1Mod1/AI22	SC1102B	ML300PS2PC
21	-0.5	27026.6	Термопара на участке модели 1	SC1Mod3/AI30	SC1102	Термопара ХК
22	-0.4	26399.9	Термопара на участке модели 2	SC1Mod3/AI31	SC1102	Термопара ХК

**Таблица 2.1** (продолжение)

№	a	b	Измеряемый параметр	№ канала в устройстве NI SCXI-1303	Тип платы NI	Тип датчика
23	-0.2	26092.2	Термопара на участке модели 3	SC1Mod4/AI0	SC1102	Термопара ХК
24	-0.6	26030.0	Термопара на участке модели 4	SC1Mod4/AI1	SC1102	Термопара ХК
25	-0.5	26088.4	Термопара на участке модели 5	SC1Mod4/AI2	SC1102	Термопара ХК
26	-0.3	25740.2	Термопара на участке модели 6	SC1Mod4/AI3	SC1102	Термопара ХК
27	-0.2	25695.2	Термопара по глубине модели I	SC1Mod4/AI4	SC1102	Термопара ХК
28	-0.3	25987.3	Термопара по глубине модели II	SC1Mod4/AI5	SC1102	Термопара ХК
29	-0.2	26178.4	Термопара по глубине модели III	SC1Mod4/AI6	SC1102	Термопара ХК
30	-0.9	26549.4	Термопара по глубине модели IV	SC1Mod4/AI7	SC1102	Термопара ХК
31	2.1	13747.0	Полная температура в форкамере 1	SC1Mod4/AI22	SC1102	Термопара ХК
32	-0.1	24928.0	Полная температура в форкамере 2	SC1Mod3/AI0	SC1102	Термопара ХК

### 2.3 Методика расчета основных параметров потока в сверхзвуковой аэродинамической установке

Параметры в потоке рассчитывались в 11 точках в соответствии с отборами статического давления, предусмотренными по длине экспериментальной модели. Безразмерная координата вдоль модели  $x/L$  отсчитывается от среза сопла (Рис.2.4) и представлены в Таблица 2.2.

**Таблица 2.2** – Геометрия расположения отборов статического давления на экспериментальной модели относительно критического сечения сопла

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
x, мм	35	50	64	73	84	94	113	124	134	144
$x/L$	0.175	0.25	0.32	0.365	0.42	0.47	0.565	0.62	0.67	0.72

С помощью значения давления торможения  $P_0^*$ , определенного в форкамере установки, и распределения статического давления по длине модели  $P$ , можно найти распределение чисел Маха по длине модели:

$$M = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \cdot \left( \left( \frac{P_0^*}{P} \right)^\gamma - 1 \right)} \quad (2.1)$$

Локальные числа Маха после ударной волны за клином-генератором или ребром вычислялись по углу наклона ударной волны [137]. Картина течения в канале фиксировалась по теневым фотографиям с помощью прибора Теплера.

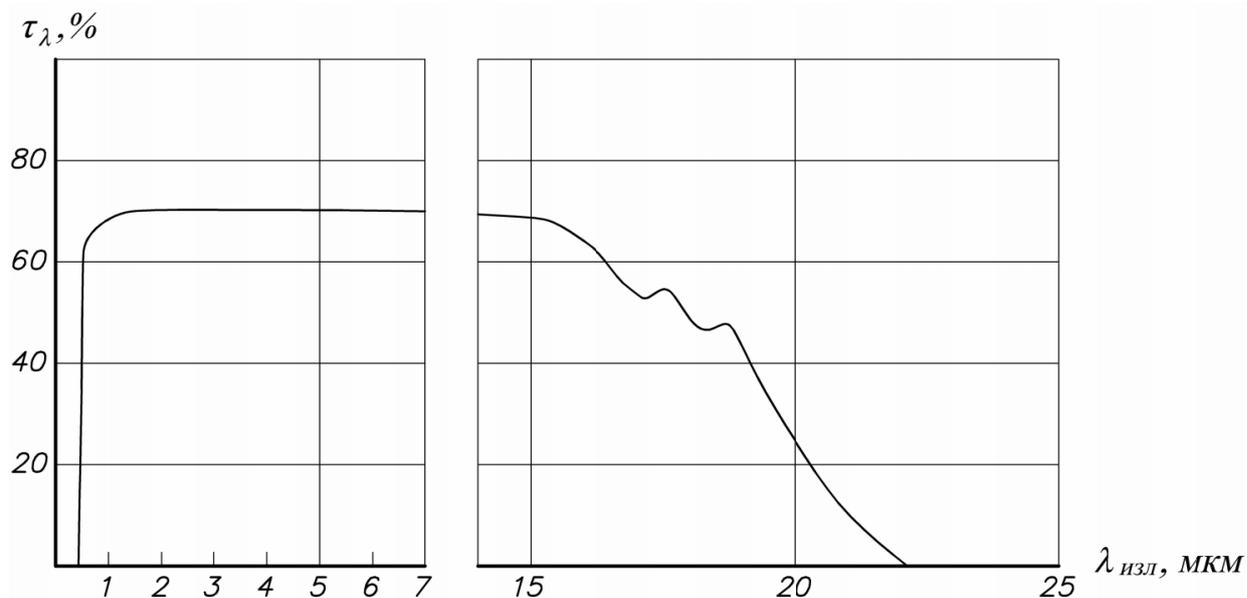
$$\lambda_{удар} = \sqrt{\lambda_0^2 \cdot \cos^2(\alpha_{удар}) + \frac{\left( 1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \cdot \lambda_0^2 \cdot \cos^2(\alpha_{удар}) \right)^2}{\lambda_0^2 \cdot (1 - \cos^2(\alpha_{удар}))}} \quad (2.2)$$

$$M_{удар} = \sqrt{\frac{\frac{2}{\gamma+1} \cdot \lambda_{удар}^2}{1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \cdot \lambda_{удар}^2}} \quad (2.3)$$

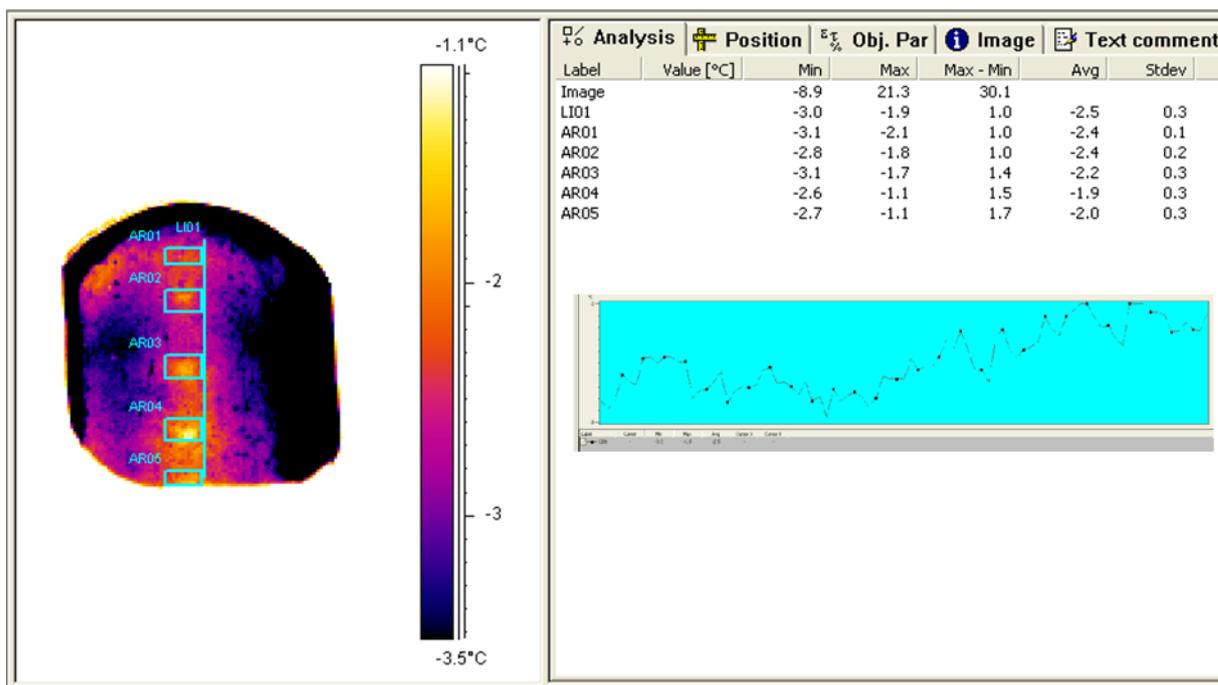
С помощью тепловизора бесконтактным методом определяется температура стенки модели за счет использования в качестве верхней стенки рабочей части аэродинамической установки иллюминатора, изготовленного из монокристалла KCl (в исследовании падающей ударной волны) и ZnSe (в остальных исследованиях). Использование этих материалов обосновано, поскольку они являются прозрачными для инфракрасного излучения. Степень черноты поверхности модели составила 0.96 (стенка была предварительно зачернена). Коэффициент пропускания инфракрасного иллюминатора: 0.9 для монокристалла KCl и 0.7 для поликристалла ZnSe (Рис.2.11).

На Рис.2.12 представлен фрагмент обработки термограммы в среде FLIR ThermaCAM Researcher. В исследованиях на стационарном режиме выдерживался достаточный промежуток времени от момента запуска аэродинамической установки до установления стационарного теплового режима (15-20 минут), когда температура

стенки модели менялась только за счет изменений температуры торможения в ресивере установки.



**Рис.2.11** – Спектральная кривая коэффициента пропускания плоскопараллельного образца поликристалла оптического марки ПО-4 (ZnSe)



**Рис.2.12** – Обработка термограммы в среде FLIR ThermoCAM Researcher

Коэффициент восстановления температуры на плоской стенке вычислялся по найденной адиабатной температуре стенки и рассчитанным по соотношению (2.1) числам Маха. Расчёт коэффициента восстановления температуры производился

двумя способами с условными обозначениями: «лок» – расчёт локальных параметров в потоке (в соответствии с предусмотренными на модели отборами статического давления) и «набег» – по параметрам набегающего потока (по числу Маха перед моделью):

$$r_{лок} = 1 - \frac{T_0^* - T_w^*}{T_0^*} \cdot \left( \frac{2}{(\gamma - 1) \cdot M^2} + 1 \right) \quad (2.4)$$

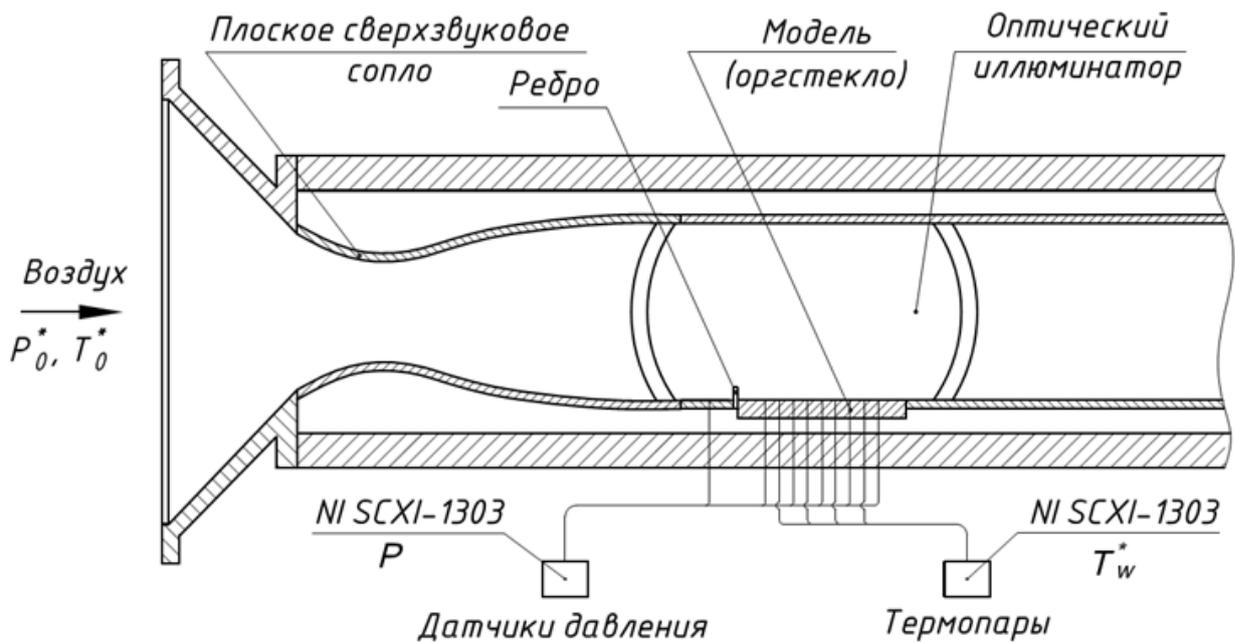
$$r_{набег} = 1 - \frac{T_0^* - T_w^*}{T_0^*} \cdot \left( \frac{2}{(\gamma - 1) \cdot M_0^2} + 1 \right) \quad (2.5)$$

где  $T_w^*$  – адиабатная температура стенки – в нашем случае равна температуре стенки (после достижения стационарного теплового режима), поскольку поверхность считаем теплоизолированной.

## 2.4 Методика исследования тепловых и динамических параметров в потоке сжимаемого газа на нестационарном режиме

Экспериментальные исследования проводились на той же аэродинамической установке, описанной в разделе 2.1 (Рис.2.13). В качестве экспериментальной модели также использовалась пластина из оргстекла – материала с низким коэффициентом теплопроводности  $\lambda_{mat} = 0.19$  Вт/(м·К). На нижней стенке рабочей части установки перед моделью устанавливалась преграда – металлическое ребро под углом  $90^\circ$  к потоку. Высота преграды варьировалась от 2 до 8 мм. Толщина пограничного слоя на срезе сопла составляла около 6 мм. Критерий Рейнольдса рассчитывался по длине динамического пограничного слоя (расстоянию от горла сопла) и составлял на срезе сопла не менее  $Re_x \geq 2 \times 10^7$ , что свидетельствует о турбулентном режиме течения.

На поверхности модели были запрессованы 6 термопар для регистрации значения и скорости изменения температуры стенки модели. Холодные спаи термопар помещались в сосуд Дьюара, температура в котором поддерживалась на уровне  $0^\circ\text{C}$  и контролировалась с помощью лабораторного электронного термометра ЛТ-300.



**Рис.2.13** – Схема проведения эксперимента:  $T_0^*$  – полная температура набегающего потока;  $P_0^*$  – полное давление в форкамере;  $P$  – статическое давление на стенке;  $T_w^*$  – адиабатная температура стенки

Методика проведения исследования заключалась в регистрации изменения параметров на стенке модели от момента запуска аэродинамической установки в течение 90 секунд с частотой 1 Гц [131]. Скорость охлаждения пластины отслеживалась с помощью запresseванных на поверхности модели термопар. Полученные данные позволили восстановить тепловой поток на стенке с помощью интегрирования производной температуры стенки по времени:

$$q = \frac{\sqrt{\rho_{\text{mat}} \lambda_{\text{mat}} C_p}}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{dT_w(\tau)}{(t-\tau)^{1/2}} d\tau \quad (2.6)$$

Выражение (2.6) справедливо в рамках одномерного уравнения теплопроводности в полубесконечном теле при изменяющемся тепловом потоке на стенке [138]. В процессе проведения эксперимента достижение адиабатной температуры стенки было практически затруднено. Для этого необходимо проведение длительного эксперимента. При этом задача усложняется еще и уменьшением температуры торможения потока в установке со временем из-за снижения полного давления в ресивере и невозможности подогрева потока. Поэтому значение адиабатной температуры стенки определялось с помощью

экстраполирования линейной аппроксимации графика функции безразмерного теплового потока  $\Omega$  (2.7) от отношения температуры стенки к температуре торможения ( $T_w/T_0^*$ ). На пересечении с осью абсцисс достигается режим нулевого значения теплового потока, что и соответствует значению адиабатной температуры стенки.

$$\Omega = \frac{q}{\rho_0 w_0 C_p T_0^*} \quad (2.7)$$

При этом тангенс угла наклона полученного линейного графика позволяет оценить безразмерный критерий теплоотдачи St. Его значение также можно определить для каждого момента времени по найденной адиабатной температуре стенки, изменению температуры стенки в процессе эксперимента и тепловому потоку (2.8):

$$\text{St} = \frac{\alpha}{\rho_0 w_0 C_p} = \frac{q}{\rho_0 w_0 C_p (T_0^* - T_w)} \quad (2.8)$$

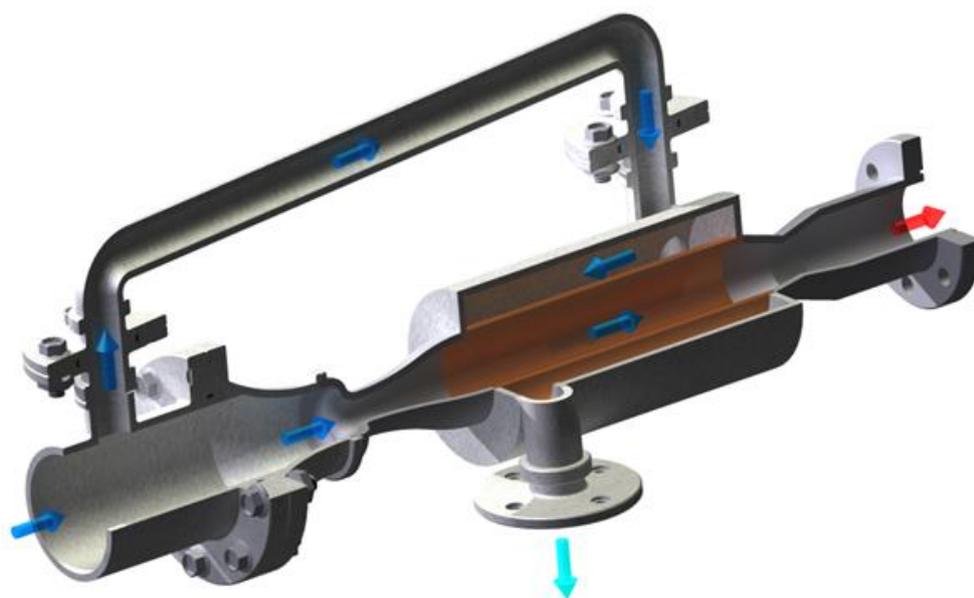
Если выразить функцию  $\Omega$  через критерий Стэнтона и отношение температур  $T_w/T_0^*$ , то с учетом соотношения для адиабатной температуры стенки (1.8) можно записать:

$$\Omega = \text{St} \frac{T_w}{T_0^*} - \text{St} \frac{T_w}{T_0^*} \quad (2.9)$$

Описанная процедура позволила в одном эксперименте определить адиабатную температуру стенки (а значит, и коэффициент восстановления температуры) и коэффициент теплоотдачи – как размерный  $\alpha$ , так и безразмерный St. Была проведена серия экспериментов для гладкой стенки и для отрывного течения за ребром высотой от 2 до 8 мм, что позволило получить данные об интенсификации теплоотдачи –  $\alpha/\alpha_{\text{глад}}$  и  $\text{St}/\text{St}_{\text{глад}}$ .

## 2.5 Методика сравнительного экспериментального исследования устройства безмашинного энергоразделения с генераторами ударных волн в сверхзвуковом канале и при их отсутствии

Экспериментальные исследования проводились на стенде с прототипом устройства безмашинного энергоразделения, созданном сотрудниками НИИ механики МГУ Здитовцом А.Г., Виноградовым Ю.А. и Стронгиным М.М. [12] [139]. Внутренний канал устройства был выполнен сужающе-расширяющимся (сверхзвуковым), наружный кольцевой – постоянного поперечного сечения (дозвуковой) (Рис.2.14). На выходе из устройства энергоразделения измерялся нагрев сверхзвукового потока и охлаждение дозвукового по сравнению с температурой торможения на входе в установку.



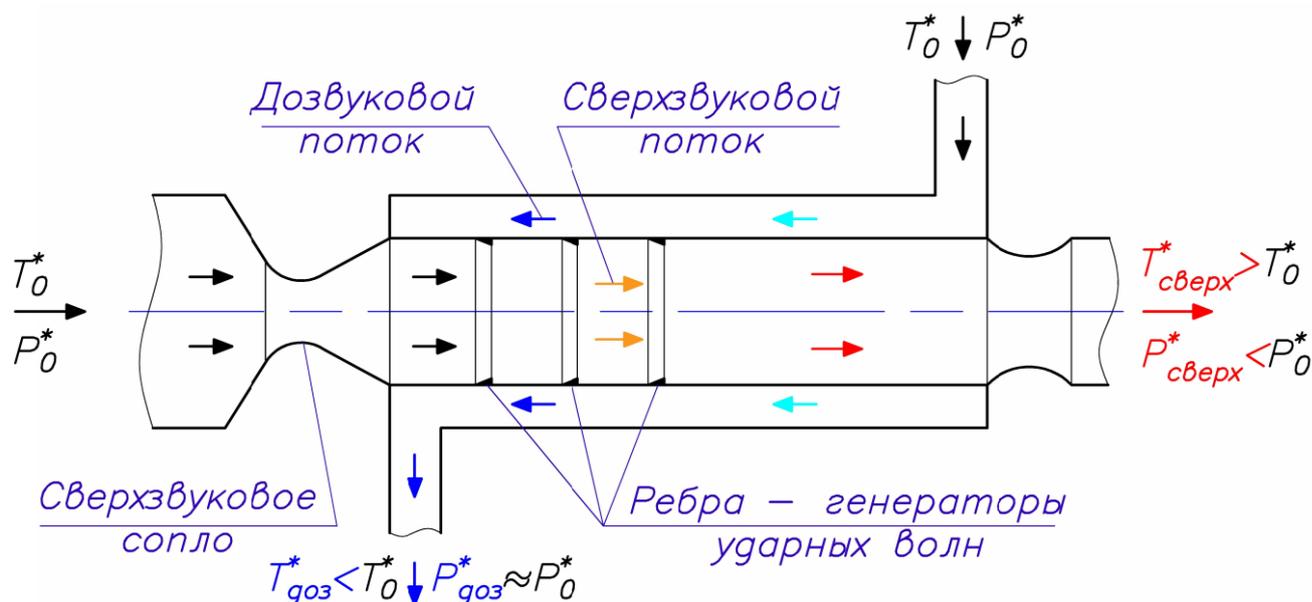
**Рис.2.14** – Модель устройства безмашинного энергоразделения потоков противоточной компоновки

Рабочая часть установки (сверхзвуковая) была выполнена коническо-цилиндрической (конусность 1:50) для компенсации потери скорости потока за счет трения в канале. Как отмечалось в разделе 1.2 обзора, оптимальной конструкцией сверхзвукового канала устройства является конус, близкий к условию постоянства статического давления. Общая длина рабочей части канала – 700 мм, начальный диаметр – 6 мм. Длина конического участка – 400 мм, цилиндрического – 300 мм.

Измеренное число Маха на входе в рабочий участок сверхзвукового канала составляло 1.9 (критический диаметр сопла  $D_{кр}=4.6$  мм) и 2.5 ( $D_{кр}=3.7$  мм).

Температура в форкамере установки и на входе в дозвуковой канал поддерживалась одинаковой (25.5, 40 и 70°C). Давление торможения поддерживалось равным 12 атм при работе с соплом  $M=1.9$  и 16.9 атм при  $M=2.5$ . Расход через сверхзвуковой канал оставался постоянным в течение каждого пуска (около 45 г/с). Расход воздуха через дозвуковой канал варьировался относительно расхода по сверхзвуковому каналу в диапазоне от 0 до 0.9. Материал разделяющей потоки стенки – латунь ЛС-59-1 ( $\lambda_{мат}\approx 110$  Вт/м·К). Внешняя поверхность устройства во время проведения экспериментов была покрыта 5-ти мм слоем теплоизолятора – вспененным полиэтиленом ( $\lambda_{мат}\approx 0.04$  Вт/м·К).

Конические ребра (генераторы ударных волн) устанавливались в сверхзвуковом канале на длине 100, 200 и 300 мм от среза сопла (Рис.2.15). Ширина каждой вставки – 1 мм (Рис.2.17). Для уплотнения использовалась фторопластовая лента. Угол полураствора вставки – 22° – соответствовал геометрии предыдущих исследований [140].

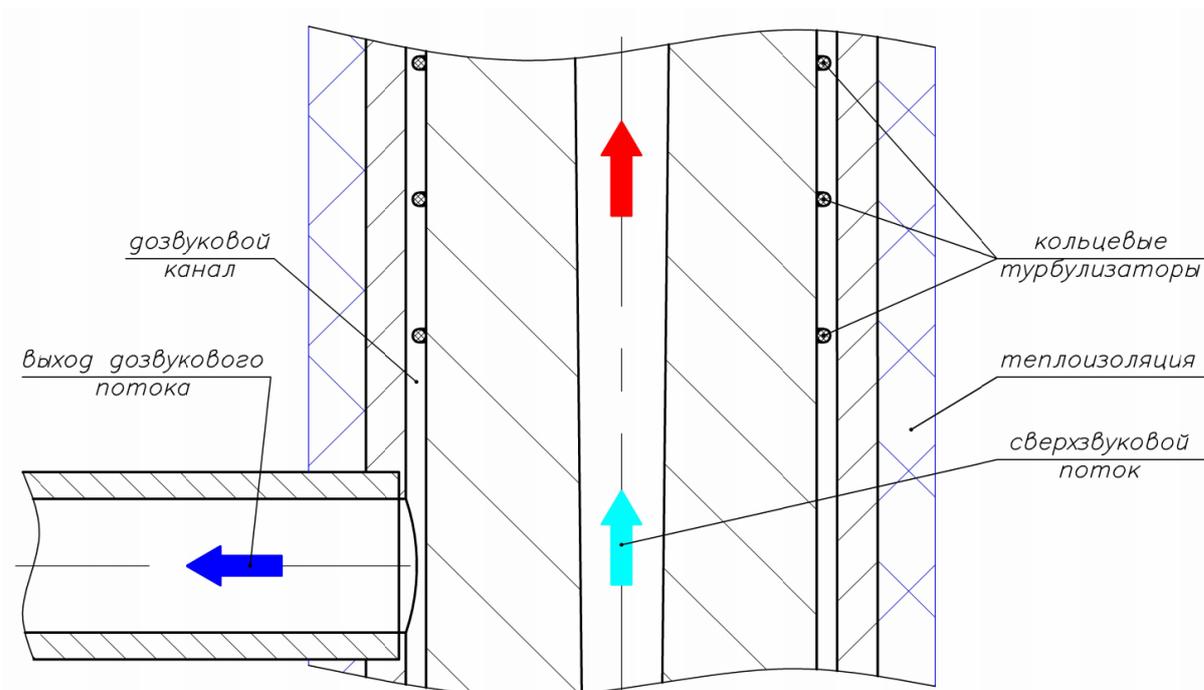


**Рис.2.15** – Схема экспериментального исследования устройства безмашинного энергоразделения противоточной компоновки с генераторами ударных волн в сверхзвуковом канале

Сжатый воздух поступал на установку из трассы высокого давления (до 18 атм). Электрическим нагревателем, расположенным в ресивере, обеспечивалась заданная по условиям эксперимента начальная температура торможения сверхзвукового потока  $T_0^*$ . Начальные параметры сверхзвукового потока (полное давление и температура) в ресивере поддерживались неизменными на протяжении всего времени проведения эксперимента. Температура потока на входе в дозвуковой канал поддерживалась равной температуре в сверхзвуковом канале таким же электрическим нагревателем. Различным режимам работы стенда соответствовал разный массовый расход через дозвуковой канал, который регулировался редуктором. Массовый расход воздуха через сверхзвуковой канал оставался неизменным.

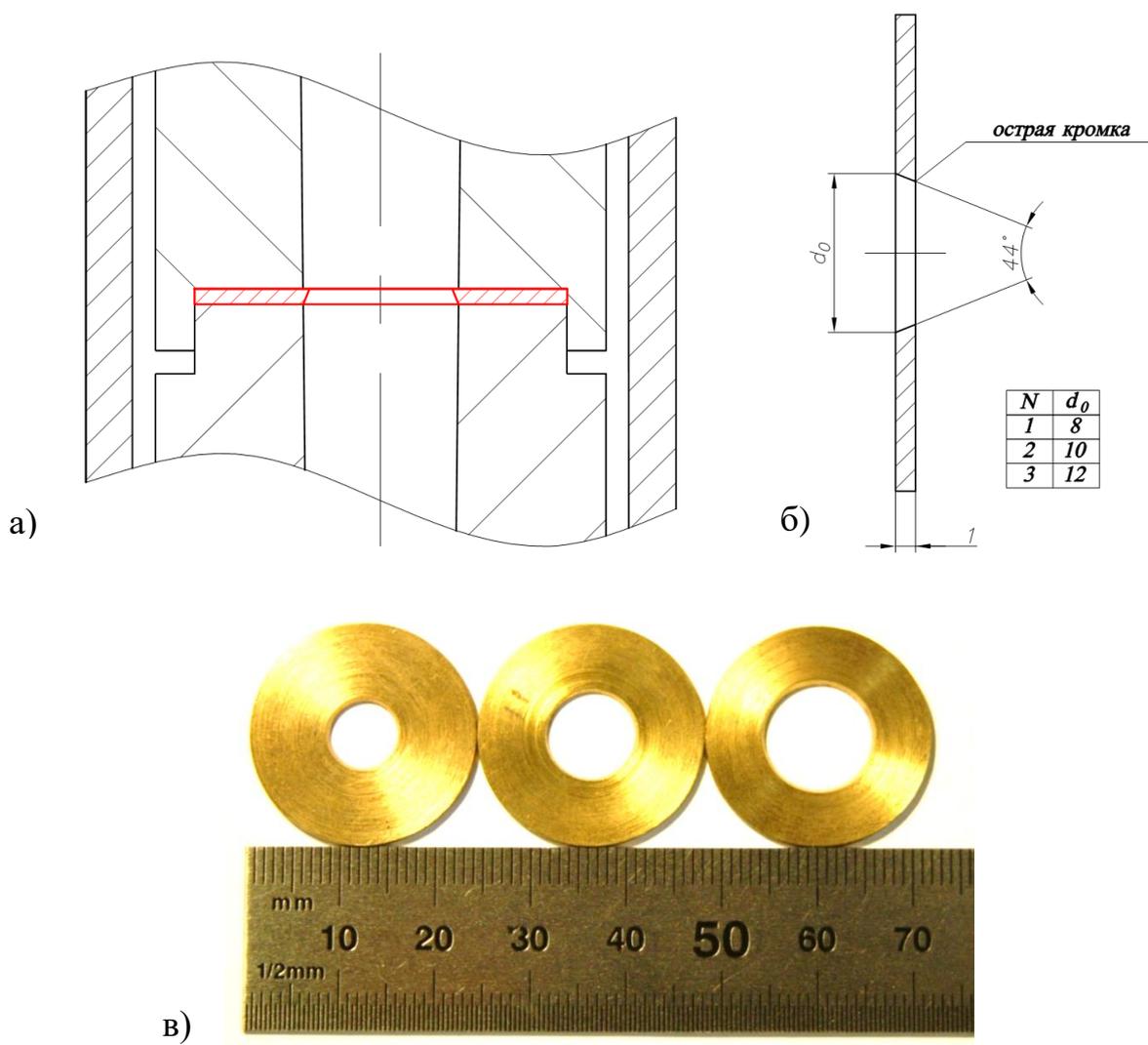
С целью исследования влияния длины рабочего участка на эффект энергоразделения последний цилиндрический участок сверхзвукового канала (от 600 до 700 мм) был заменен на аналогичный, но сделанный из нетеплопроводного материала – капролона (полиамида) с коэффициентом теплопроводности  $\lambda_{\text{мат}} = 0.29$  Вт/(м·К). Такой подход позволил без значительных изменений в конструкции установки провести ряд исследований эффекта энергоразделения на длине 600 мм и сравнить их с данными для основного канала длиной 700 мм.

По длине дозвукового канала были установлены турбулизаторы потока в виде круговых кольцевых выступов высотой 1 мм. Использование данных интенсификаторов теплоотдачи было обосновано на предыдущем этапе исследования устройства безмашинного энергоразделения [12] [139], поэтому данная конфигурация была использована в настоящем исследовании. Соответствующие потери полного давления дозвукового потока измерялись с помощью зонда на выходе из канала.



**Рис.2.16** – Фрагмент сборочного чертежа с указанием расположения кольцевых выступов-турбулизаторов в дозвуковом канале устройства энергоразделения

На первом этапе исследований измерялось распределение статического давления (Рис.2.18, а, б) и, с помощью тепловизора, – температуры стенки (Рис.2.18, в) сверхзвукового канала устройства при отсутствии дозвукового потока (наружная труба была демонтирована, а стенка сверхзвукового канала – зачернена для тепловизионного исследования). Сначала проводился эксперимент с гладким каналом, после чего по длине сверхзвукового канала устанавливались ребра на расстоянии 100, 200 и 300 мм от среза сопла с варьированием количества и взаимного расположения ребер. На следующем этапе по дозвуковому каналу запускался поток воздуха (после предварительного монтажа наружной трубы поверх сверхзвукового канала) и измерялся суммарный эффект энергоразделения по показаниям термопар на входе и выходе из соответствующих каналов устройства (Рис.2.18, г, д).



**Рис.2.17** – Фрагмент сборочного чертежа с расположением ребра в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения (а); чертеж ребра с основными геометрическими размерами (б); фотография кольцевых ребер – генераторов ударных волн – с углом раскрытия  $22^\circ$  для установки на 100, 200 и 300 мм длины (слева направо) расширяющегося сверхзвукового канала устройства энергоразделения

Исследовались две конфигурации устройства: «гладкий канал» – режим безотрывного течения в сверхзвуковом канале, «ударная волна» – установка ребер в сверхзвуковом канале устройства. Также исследовались режимы одинаково направленного движения дозвукового и сверхзвукового потоков («прямоток») и разнонаправленные движения потоков («противоток»).

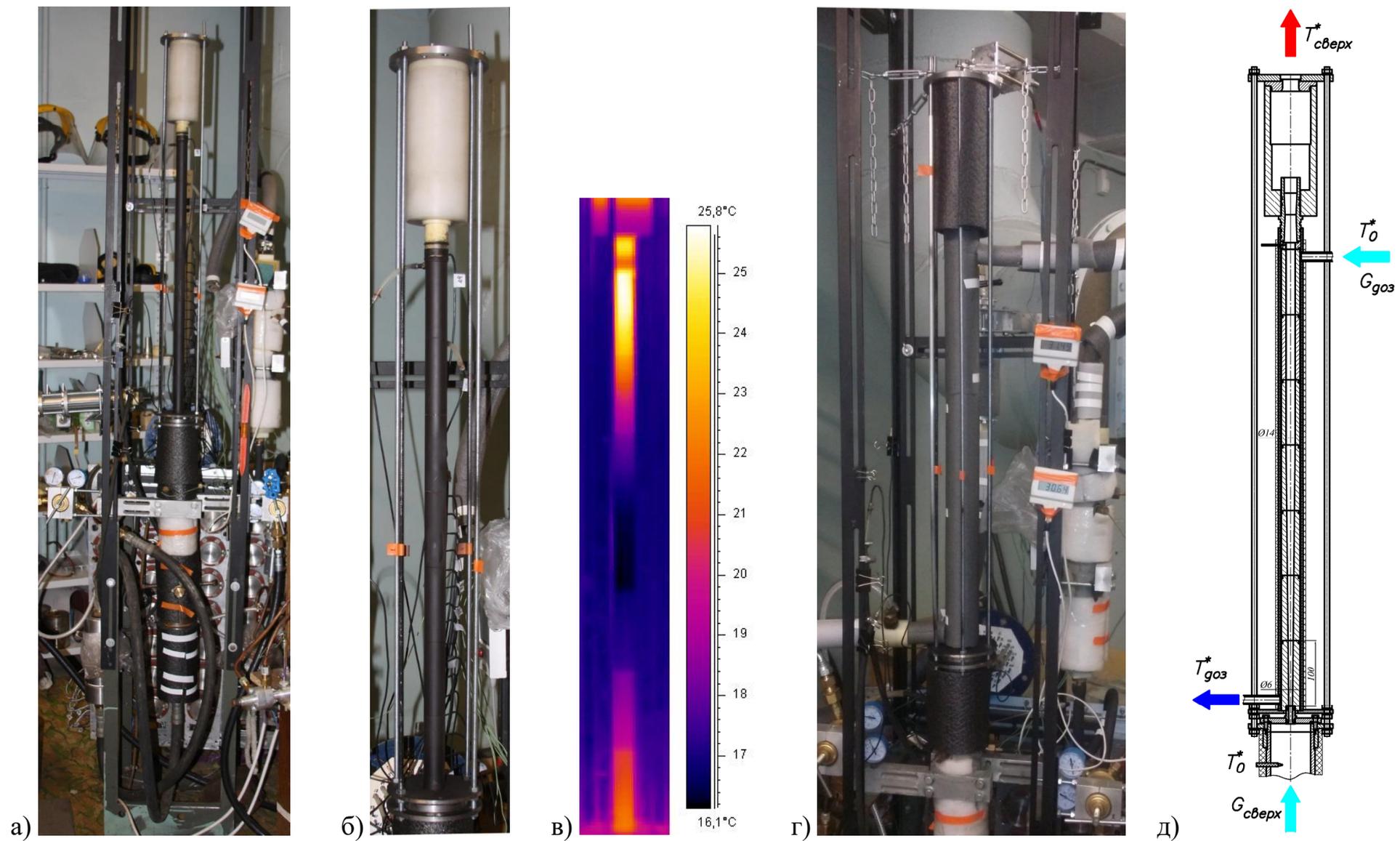


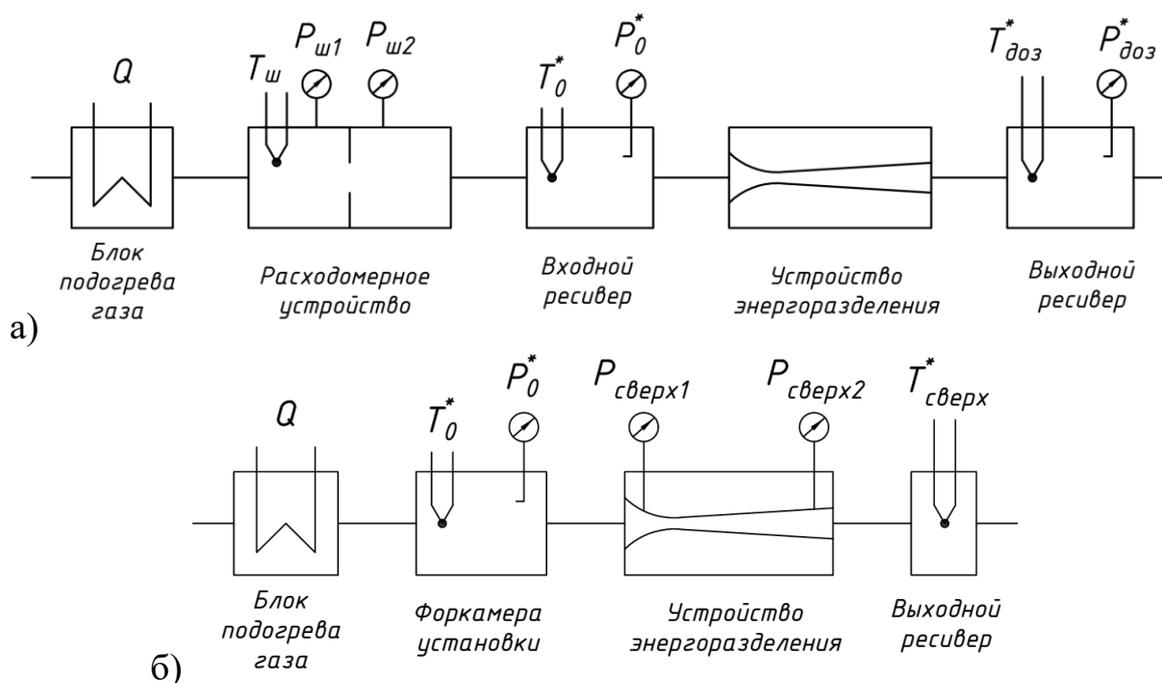
Рис.2.18 – Фотографии (а, б) и снимок тепловизора (в) сверхзвукового канала, стенд в сборе (г) и чертеж устройства энергоразделения (д)

## 2.6 Методика расчета основных параметров газового потока в устройстве безмашинного энергоразделения

Эффект нагрева сверхзвукового потока (2.10) определялся по разности между среднemasсовой температурой в выходном ресивере  $T_1^*$  и температурой торможения в форкамере установки  $T_0^*$ . Охлаждение дозвукового потока (2.10) определялось также по разности между полной температурой на входе  $T_0^*$  и среднemasсовой температурой на выходе из канала  $T_2^*$ :

$$\Delta T_2^* = T_{сверх}^* - T_0^* \quad \Delta T_x^* = T_0^* - T_{доз}^* \quad (2.10)$$

Схемы измерений основных параметров в потоке по дозвуковому и сверхзвуковому контурам устройства энергоразделения представлены на Рис.2.19, а) и б), соответственно.



$Q$  – подвод тепла в блоке подогрева газа (электрический нагреватель),  $T_{ш}$  – температура газа перед расходомерной шайбой (измерение термопарой),  $P_{ш1}$  и  $P_{ш2}$  – статическое давление перед и за мерной шайбой,  $T_0^*$ ,  $P_0^*$  – параметры торможения на входе в установку,  $P_{сверх1}$ ,  $P_{сверх2}$  – статическое давление в начале и в конце сверхзвукового канала,  $T_{доз}^*$ ,  $P_{доз}^*$ ,  $T_{сверх}^*$  – параметры торможения на выходе из дозвукового и сверхзвукового каналов

**Рис.2.19** – Схема измерений в дозвуковом (а) и сверхзвуковом (б) каналах устройства энергоразделения

Расход воздуха по дозвуковому каналу  $G_{\text{доз}}$  варьировался и составлял от 10% до 90% относительно неизменного для данного числа Маха расхода по сверхзвуковому каналу  $G_{\text{сверх}}$ . Расчетная зависимость для расхода дозвукового потока варьировалась в зависимости от перепада давлений на мерной шайбе: при докритическом перепаде – по соотношению (2.11), при закритическом – по (2.12). Расход сверхзвукового потока рассчитывался по выражению (2.13). Тарировочные коэффициенты мерной шайбы и сверхзвукового сопла определялись предварительной калибровкой.

$$G_{\text{доз}} = \varphi_{\text{доз}} \cdot P_{\text{ш1}} \cdot \frac{F_{\text{ш}}}{\sqrt{T_{\text{ш}}}} \cdot \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{R}}, \text{ если } \left( \frac{P_{\text{ш2}}}{P_{\text{ш1}}} \leq 0.528 \right) \quad (2.11)$$

где:  $\varphi_{\text{доз}}$  – тарировочный коэффициент мерной шайбы (сужающего устройства),  $F_{\text{ш}}$  – площадь проходного сечения шайбы,  $T_{\text{ш}}$  – температура газа перед шайбой,  $P_{\text{ш1}}$  и  $P_{\text{ш2}}$  – статическое давление в потоке перед шайбой и за ней, соответственно.

$$G_{\text{доз}} = \alpha_{\text{доз}} \cdot \varepsilon_{\text{сжим}} \cdot F_{\text{ш}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot P_{\text{ш1}}}{R \cdot T_{\text{ш}}} \cdot (P_{\text{ш1}} - P_{\text{ш2}})}, \text{ если } \left( \frac{P_{\text{ш2}}}{P_{\text{ш1}}} > 0.528 \right) \quad (2.12)$$

где:  $\alpha_{\text{доз}}$  – коэффициент расхода сужающего (расходомерного) устройства,  $\varepsilon_{\text{сжим}}$  – поправочный множитель на расширение сжимаемой среды.

$$G_{\text{сверх}} = \varphi_{\text{сверх}} \cdot P_0^* \cdot \frac{F_{\text{кр}}}{\sqrt{T_0^*}} \cdot \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \quad (2.13)$$

где:  $\varphi_{\text{сверх}}$  – тарировочный коэффициент сверхзвукового сопла,  $F_{\text{кр}}$  – площадь в критическом сечении сопла.

## 2.7 Оценка неопределенностей измерений

Оценка неопределенностей термогазодинамических измерений получена для 95% доверительного интервала по методике, изложенной в [141] [142]. Неопределенность в измерении давления торможения и статического давления определяется погрешностью датчиков давления: в датчиках ИКД-27 эта величина составляет  $\pm 1.5\%$  от рабочего диапазона датчика, в датчиках Honeywell ML-300PS2PC погрешность  $\pm 0.125\%$  от измеряемой величины. Таким образом, можно оценить неопределенность числа Маха потока:

$$(U_M)_{0.95} = \sqrt{\left(\left(\frac{\partial M}{\partial P_0^*}\right) \cdot (\Delta P_0^* + t_{st} \cdot S_{P_0^*})\right)^2 + \left(\left(\frac{\partial M}{\partial P}\right) \cdot (\Delta P + t_{st} \cdot S_P)\right)^2} \quad (2.14)$$

где  $t_{st}=2.042$  – значение коэффициента для случайной величины, имеющей распределение Стьюдента с 30 степенями свободы при надежности 95%,  $S$  – среднеквадратичное отклонение при измерениях соответствующего давления.

Неопределенность измерения температуры торможения потока определяется погрешностью хромель-копелевой термопары, величина которой составляет (по данным производителя термопарных блоков NI SCXI-1303 [143]):  $\pm 0.85^\circ\text{C}$  в диапазоне температур от  $0...15^\circ\text{C}$  и  $35...55^\circ\text{C}$ , и  $\pm 0.5^\circ\text{C}$  в диапазоне  $15...35^\circ\text{C}$ . Неопределенность измерения температуры поверхности модели определяется точностью тепловизионного оборудования (ИК камера Flir ThermoCAM SC3000), максимальная относительная погрешность которого составляет 2% от предела измерения. Неопределенность коэффициента восстановления температуры, определяемого на стационарном режиме, можно выразить следующим выражением:

$$(U_r)_{0.95} = \sqrt{\left(\left(\frac{\partial r}{\partial T_w}\right) \cdot (\Delta T_w + t_{st} \cdot S_{T_w})\right)^2 + \left(\left(\frac{\partial r}{\partial T_0^*}\right) \cdot (\Delta T_0^* + t_{st} \cdot S_{T_0^*})\right)^2 + \left(\left(\frac{\partial r}{\partial P_0^*}\right) \cdot (\Delta P_0^* + t_{st} \cdot S_{P_0^*})\right)^2 + \left(\left(\frac{\partial r}{\partial P}\right) \cdot (\Delta P + t_{st} \cdot S_P)\right)^2} \quad (2.15)$$

Неопределенность числа Рейнольдса выражается соотношением (2.16), в которое наибольшее влияние оказывают неопределенности давления торможения и статического давления на стенке:

$$(U_{Re_x})_{0.95} = \sqrt{\left(\left(\frac{\partial Re_x}{\partial P_0^*}\right) \cdot (\Delta P_0^* + t_{st} \cdot S_{P_0^*})\right)^2 + \left(\left(\frac{\partial Re_x}{\partial P}\right) \cdot (\Delta P + t_{st} \cdot S_P)\right)^2 + \left(\left(\frac{\partial Re_x}{\partial T_0^*}\right) \cdot (\Delta T_0^* + t_{st} \cdot S_{T_0^*})\right)^2} \quad (2.16)$$

Неопределенность измерения безразмерного коэффициента теплоотдачи – критерия St – по нестационарной методике (раздел 2.4) – также выражается неопределенностями температуры стенки (по измерениям термопарами), температуры торможения и давлений (в меньшей степени). Тангенс угла наклона кривой безразмерного теплового потока  $\Omega$  (2.8) в зависимости от отношения температур ( $T_w^*/T_0^*$ ), как раз и определяет число Стэнтона. Неопределенность размерного коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  близка к неопределенности числа St, однако дополнительно увеличивается неопределенностью динамического напора.

$$(U_{St})_{0.95} = \sqrt{\left(\frac{\partial St}{\partial T_w}\right)^2 \cdot (\Delta T_w)^2 + \left(\frac{\partial St}{\partial T_0^*}\right)^2 \cdot (\Delta T_0^*)^2 + \left(\frac{\partial St}{\partial P_0^*}\right)^2 \cdot (\Delta P_0^*)^2 + \left(\frac{\partial St}{\partial P}\right)^2 \cdot (\Delta P)^2} \quad (2.17)$$

Неопределенность измерения коэффициента восстановления температуры по нестационарной методике (раздел 2.4) выражается, в первую очередь, неопределенностью температуры стенки в каждый момент времени, при этом наибольшие отклонения от среднего значения аппроксимирующей экспериментальные точки прямой фиксируются при максимальном и минимальном угле наклона данной прямой (числе Стэнтона).

$$(U_r)_{0.95} = \sqrt{\left(\frac{\partial r}{\partial T_w}\right)^2 \cdot (\Delta T_w)^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial T_0^*}\right)^2 \cdot (\Delta T_0^*)^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial P_0^*}\right)^2 \cdot (\Delta P_0^*)^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial P}\right)^2 \cdot (\Delta P)^2} \quad (2.18)$$

**Таблица 2.3** – Значения неопределенностей основных величин, определяемых в эксперименте

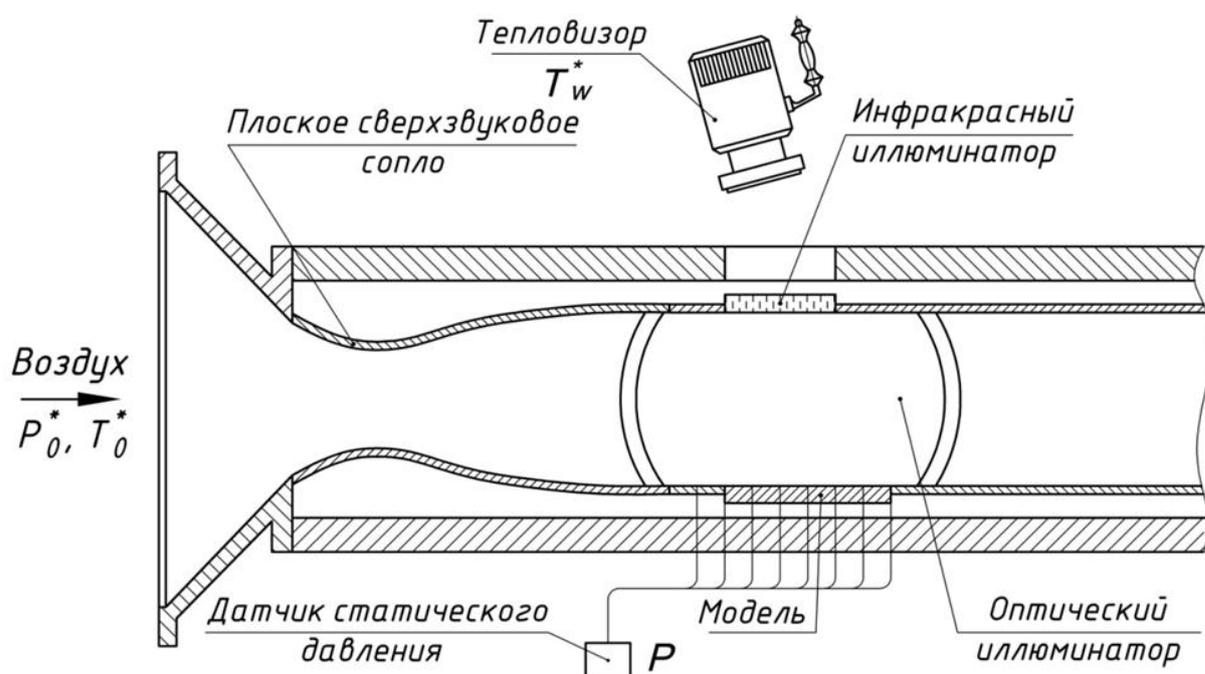
<b>Методика проведения исследования</b>	<b>(U<sub>M</sub>)<sub>0.95</sub>, %</b>	<b>(U<sub>r</sub>)<sub>0.95</sub>, %</b>	<b>(U<sub>Re</sub>)<sub>0.95</sub>, %</b>	<b>(U<sub>St</sub>)<sub>0.95</sub>, %</b>	<b>(U<sub>α</sub>)<sub>0.95</sub>, %</b>
Стационарный режим в сверхзвуковом потоке (раздел 2.1)	1.2	1.6	2.7	–	–
Нестационарный режим в сверхзвуковом потоке (раздел 2.4)	1.2	0.8	2.7	9.5	9.6
Стационарный режим в устройстве энергоразделения (раздел 2.5)	1.2	–	2.7	–	–

### 3 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

#### 3.1 Исследование тепловых и динамических параметров в потоке сжимаемого газа на стационарном режиме

##### 3.1.1 Адиабатная температура стенки и коэффициент восстановления температуры при обтекании сверхзвуковым потоком гладкой стенки

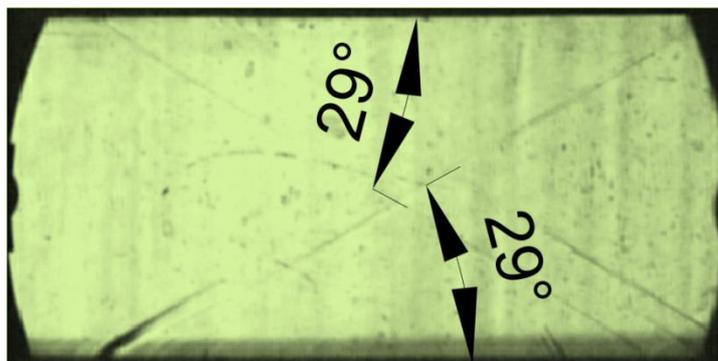
Основному исследованию предшествовала серия экспериментов на пластине без вносимых в поток возмущений. Эксперименты проводились на сверхзвуковой аэродинамической установке АР-2 в НИИ механики МГУ.



**Рис.3.1** – Схема экспериментальной установки исследования на стационарном режиме:  $T_0^*$  – полная температура набегающего потока;  $P_0^*$  – полное давление в форкамере;  $P$  – статическое давление на стенке модели,  $T_w^*$  – адиабатная температура стенки

Число Маха в потоке определялось по методике, изложенной в разделе 2.3, с помощью измерений давлений в форкамере и на стенке модели в рабочей части установки. Использование теневой фотографии позволило визуализировать картину течения сверхзвукового потока, в том числе контролировать скорость потока по углу наклона характеристик (Рис.3.2).

По измеренным параметрам ( $P_0^*$ ,  $P$ ,  $T_0^*$ ,  $T_w^*$ ) рассчитывались коэффициенты восстановления температуры  $r$ . Результаты тестовых испытаний приведены на Рис.3.3, Рис.3.4. Результаты представлены по длине модели в соответствии с безразмерной координатой  $x/L$  по длине модели (Таблица 2.2).



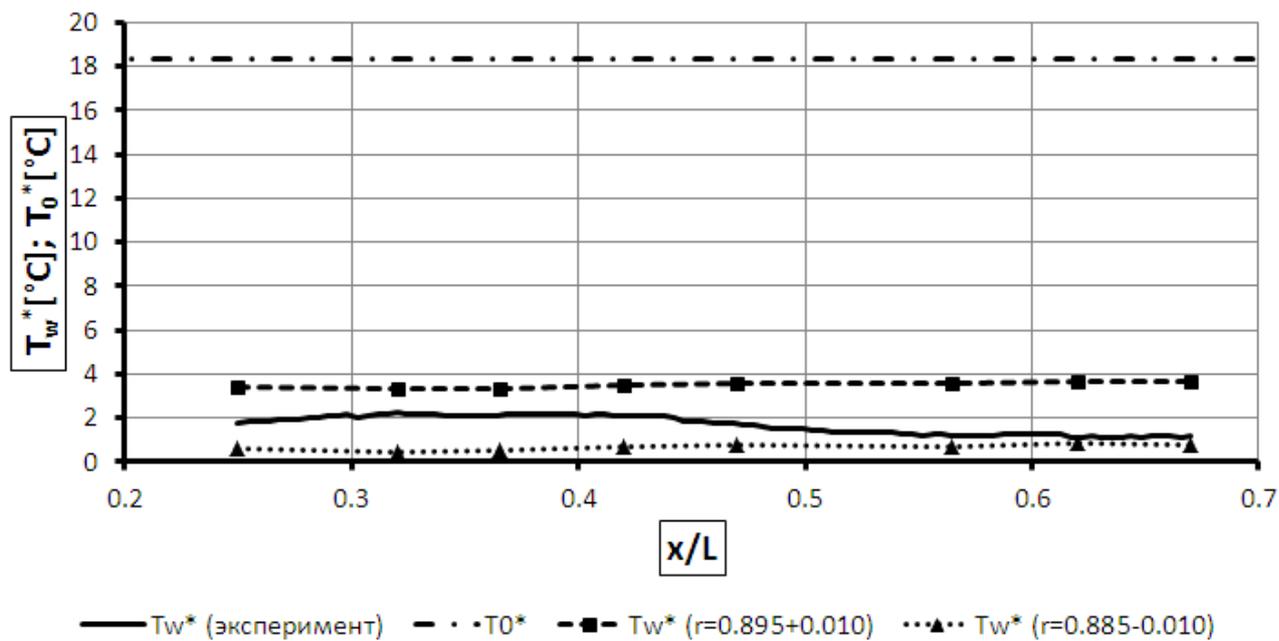
**Рис.3.2** – Теневая фотография течения в гладком канале при числе Маха набегающего потока 2.1

Экспериментальная величина  $r$  для обтекания пластины без вносимых возмущений попадает в область значений  $0.885 \pm 0.010$  (Рис.3.4, в, г), что соответствует результатам многочисленных экспериментальных исследований различных авторов [105] [85]. Измеренные с помощью тепловизора и термопар значения адиабатной температуры стенки при обтекании пластины также соответствует расчетным значениям (Рис.3.3) при использовании теоретического значения коэффициента восстановления (1.13).

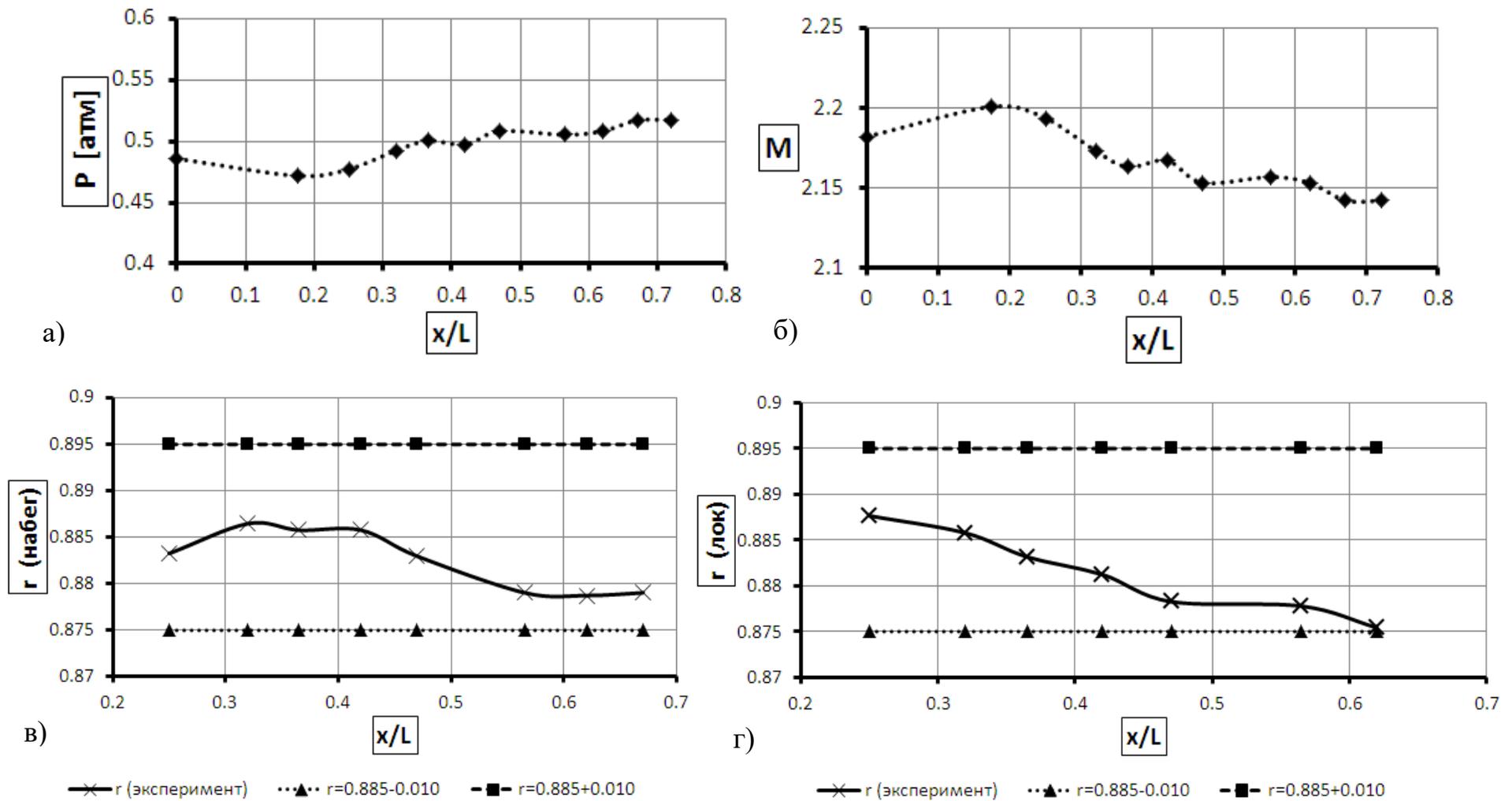
Исследования коэффициента восстановления температуры при обтекании пластины без вносимых возмущений в поток проводились как по методике стационарного теплового режима (раздел 2.1), так и на нестационарном режиме (раздел 2.4). Результаты сведены на Рис.3.5 и Рис.3.6 в сравнении с экспериментальными данными различных авторов, представленными в разделе 1.3 обзора литературных источников.

В диапазоне исследованных чисел Маха ( $1.75 \div 3.5$ ) влияния числа Маха на коэффициент восстановления не выявлено. В связи с тем, что температура стенки снижается по длине модели, коэффициент восстановления, рассчитанный по выражению (2.4), также уменьшается с увеличением числа Рейнольдса в исследованном диапазоне  $10 \times 10^6 \dots 35 \times 10^6$ . Уменьшение температуры стенки по

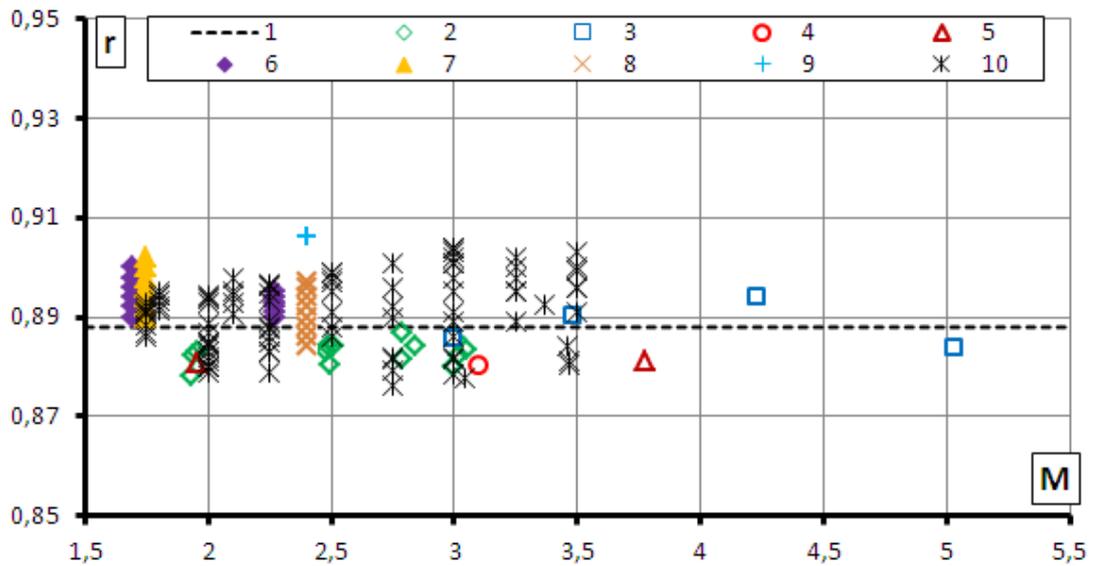
длине пластины связано, по-видимому, с нарастанием динамического пограничного слоя. Согласно результатам ряда работ [89] [98] [103], коэффициент восстановления снижается с увеличением числа Рейнольдса, рассчитанного по длине пограничного слоя. Однако данное снижение, как правило, находится в пределах точности эксперимента.



**Рис.3.3** – Сравнение графиков экспериментального распределения адиабатной температуры стенки  $T_w^*$  с расчетными значениями в зависимости от коэффициента восстановления температуры  $r=0.875$  и  $r=0.895$  при заданной температуре торможения потока  $T_0^*$  вдоль безразмерной координаты  $x/L$  при безотрывном обтекании гладкой стенки без вносимых возмущений в поток

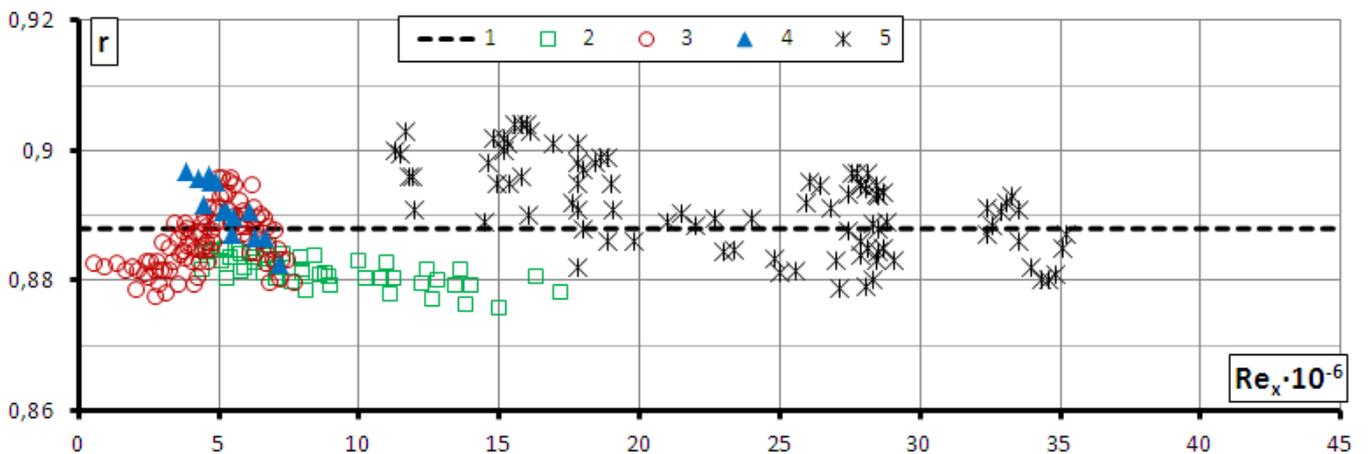


**Рис.3.4** – Графики распределения статического давления на стенке  $P$  (а), числа Маха  $M$  (б), коэффициентов восстановления  $r$  при расчете по параметрам набегающего потока “набег” (в) и по локальным параметрам “лок” (г) вдоль безразмерной координаты  $x/L$  при безотрывном обтекании гладкой стенки без вносимых возмущений в поток



1 – расчет по выражению:  $r = Pr^{1/3}$ ; 2 – пластина [98]; 3 – конус-цилиндр [109]; 4 – конус  $10^\circ$  [109]; 5 – конус  $10^\circ$  [99]; 6 – пластина ( $Re_x = 10^6 \dots 10^7$ ) [101]; 7 – пластина [90]; 8 – пластина [89]; 9 – [95]; 10 – эксперимент

**Рис.3.5** – Зависимость коэффициента восстановления температуры от числа Маха набегающего потока

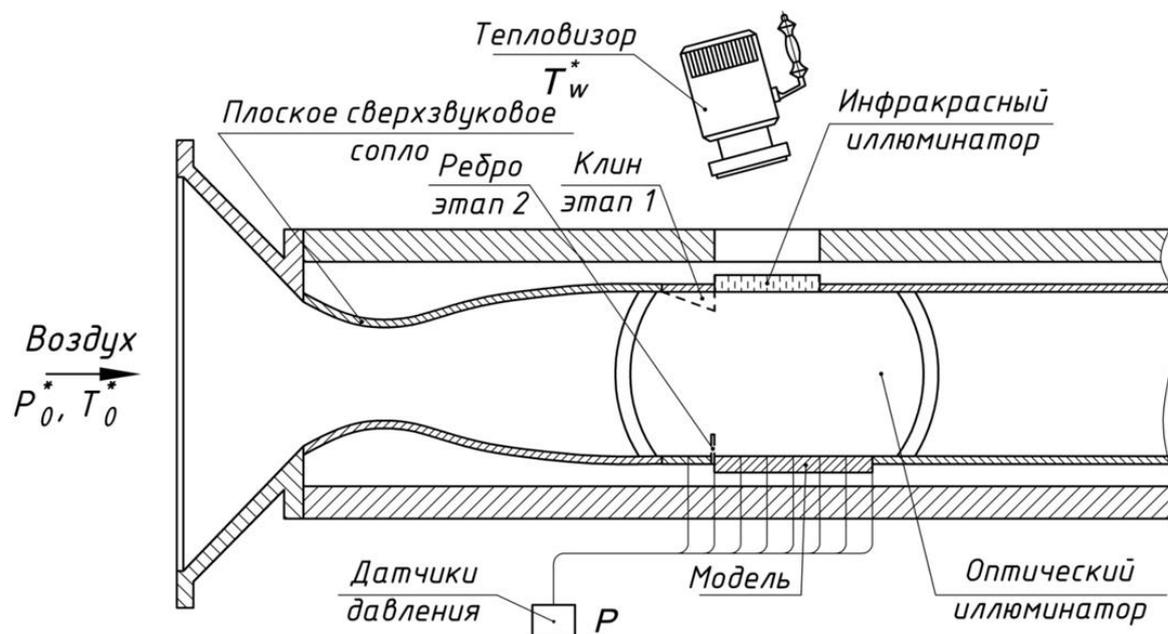


1 – расчет по выражению:  $r = Pr^{1/3}$ ; 2 – пластина [98]; 3 – развитое турбулентное течение на пластине [89], 4 – течение за турбулизатором (проволока  $\varnothing 3$  мм) [89], 5 – эксперимент

**Рис.3.6** – Зависимость коэффициента восстановления температуры от числа Рейнольдса, рассчитанного по длине пограничного слоя на пластине

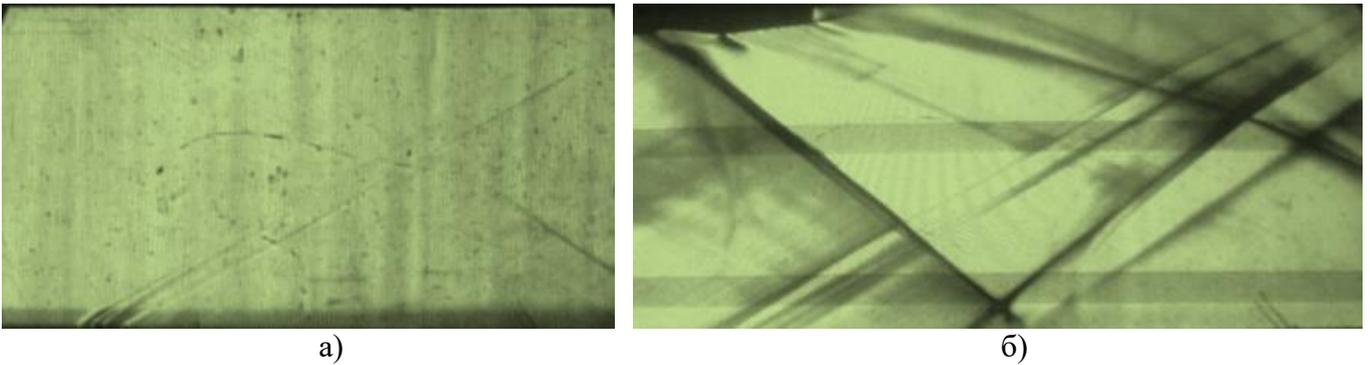
### 3.1.2 Влияние падающей ударной волны на адиабатную температуру стенки и коэффициент восстановления температуры

После проверки правильности работы измерительной системы на тестовых испытаниях было проведено основное исследование с искусственно инициированной ударной волной. Для этого на верхней стенке аэродинамической установки перед моделью устанавливался генератор ударной волны – стальной клин с углом раскрытия  $22^\circ$  (Рис.3.7). Регистрация всех измеряемых параметров производилась после установления стационарного теплового режима (раздел 2.1). Была проведена серия экспериментов в диапазоне чисел Маха от 1.75 до 3.5. Результаты для характерного случая  $M=2.25$  представлены на Рис.3.10.



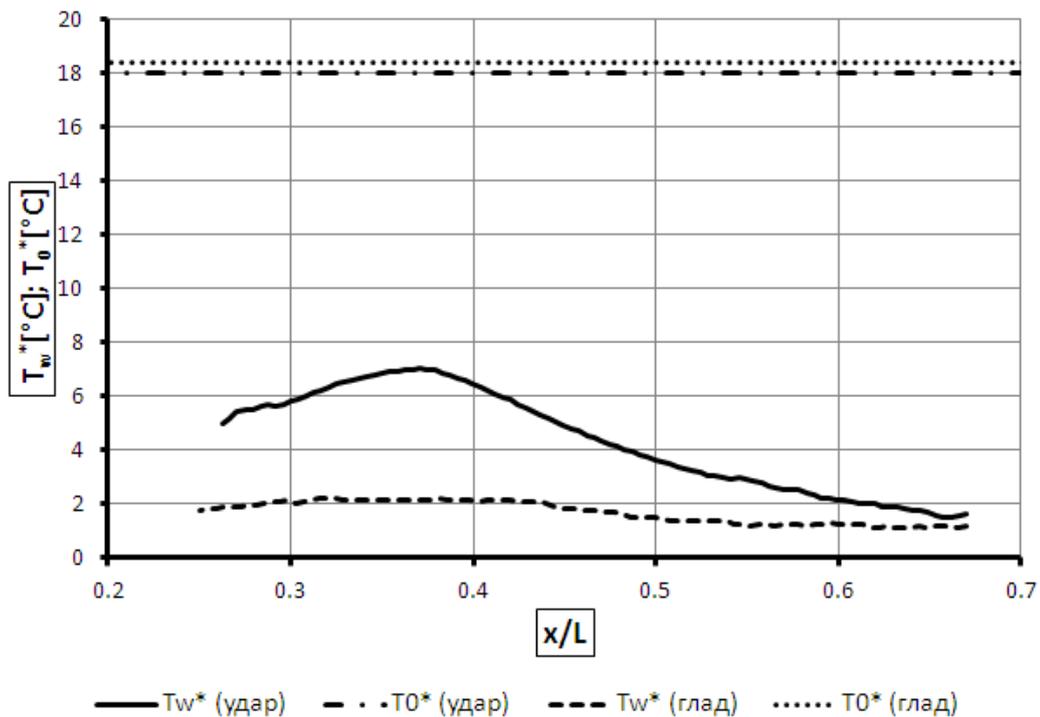
**Рис.3.7** – Схема проведения эксперимента:  $T_0^*$  – полная температура набегающего потока;  $P_0^*$  – полное давление в форкамере;  $P$  – статическое давление на стенке модели

На Рис.3.8, а) и б) представлены теневые фотографии обтекания гладкой стенки и при наличии в канале генератора ударной волны на верхней стенке, соответственно. Угол наклона характеристик позволяет контролировать отсутствие сильных возмущений в канале и рассчитывать скорость потока. Угол наклона ударной волны позволяет рассчитать число Маха по длине модели и потери полного давления в канале, в соответствии с методикой, изложенной в разделе 2.3.



**Рис.3.8** – Теневые фотографии течения в гладком канале (а) и при падающей ударной волне на стенку (б) при числе Маха набегающего потока  $M_0 = 2.0$

Как видно из Рис.3.9, в области падения ударной волны на стенку наблюдается увеличение адиабатной температуры в сравнении со случаем обтекания гладкой стенки без вносимых возмущений в поток. После локального увеличения температура уменьшается до значения безотрывного обтекания стенки. Как отмечалось в разделе 1.4 обзора литературных источников, похожий эффект был отмечен в работе [132] по изучению трехмерного взаимодействия ударных волн с турбулентным пограничным слоем. В абсолютном значении (Кельвинах), данное увеличение составляет до 2%.



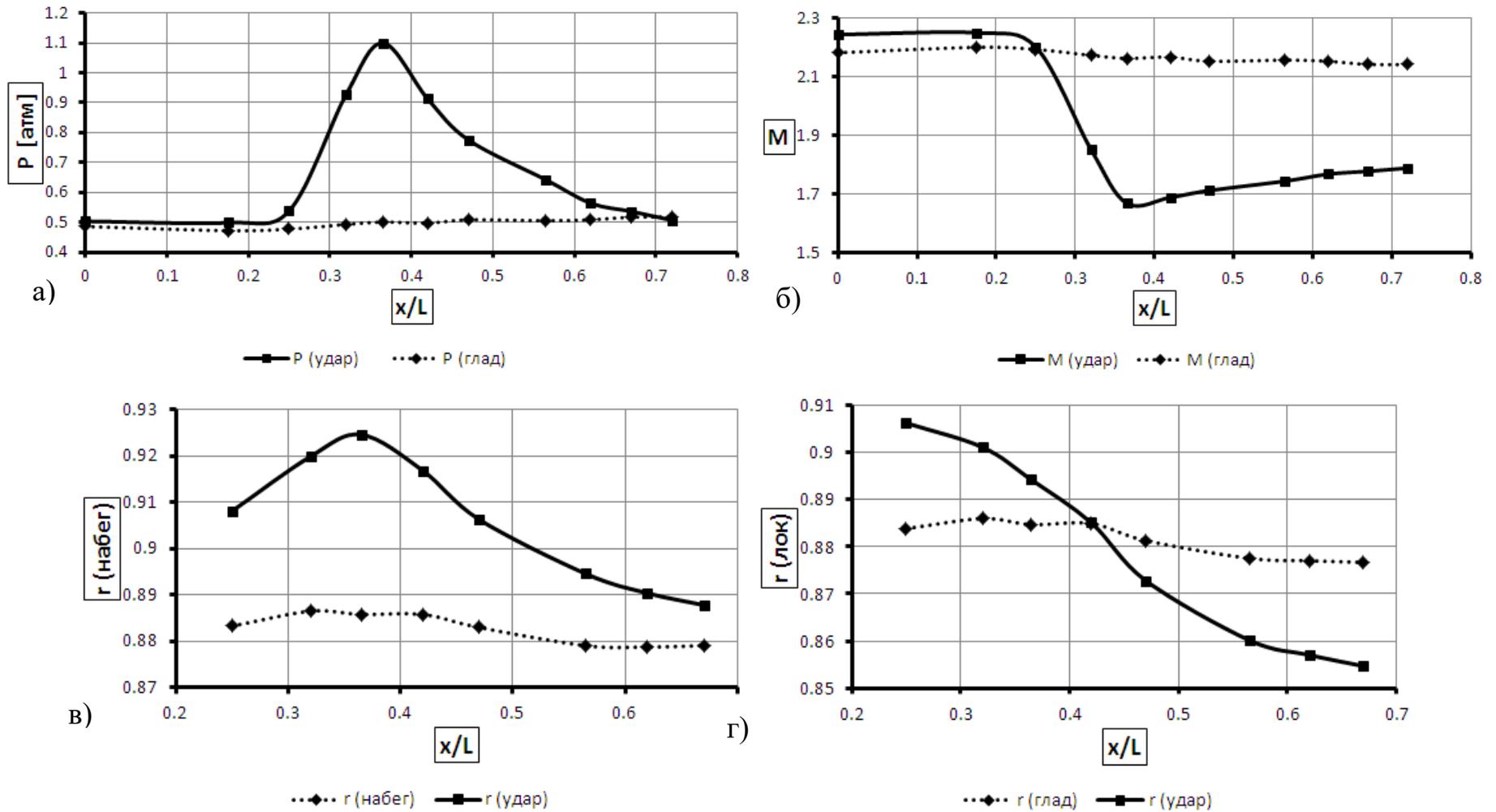
**Рис.3.9** – График распределения адиабатной температуры стенки  $T_w^*$  и температуры торможения потока  $T_0^*$  вдоль безразмерной координаты  $x/L$  на режимах с ударной волной “удар” и при безотрывном обтекании пластины “глад” (сравнение режимов при одинаковом числе Маха набегающего потока)

На Рис.3.12, а) представлены результаты измерений распределения статического давления в области падения ударной волны на стенку. Угол раскрытия клина в проведенном эксперименте был выбран таким образом, что интенсивность падающей ударной волны превышала критический перепад давления в пограничном слое, соответствующего данному числу Маха набегающего потока [137]. Вследствие этого в месте падения ударной волны происходил отрыв пограничного слоя с образованием вихревой зоны на поверхности модели.

Область максимального увеличения статического давления соответствует и максимуму адиабатной температуры стенки (Рис.3.9). На Рис.3.12, б) показано распределение числа Маха по длине модели (расчет по методике раздела 2.3). Как следует из выражения (1.8), с уменьшением числа Маха адиабатная температура стенки увеличивается.

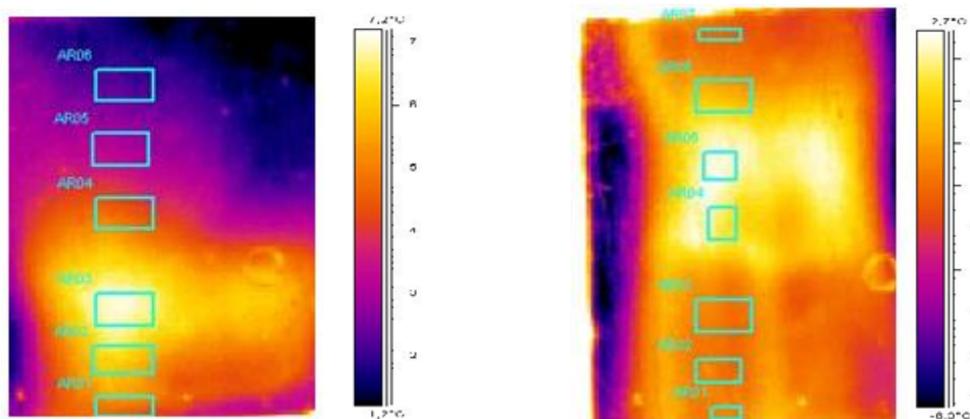
На Рис.3.12, в) и г) показаны графики распределения коэффициента восстановления температуры по длине модели при расчете по параметрам набегающего потока « $r$  (набег)» и по локальным параметрам « $r$  (лок)» (расчет по методике раздела 2.3). График для  $r$  (набег) практически повторяет контур графика адиабатной температуры стенки, поскольку в данном случае не учитывается изменение числа Маха в области взаимодействия. На графике  $r$  (лок) выделяются две области. Первая – до падения ударной волны на стенку, где коэффициент восстановления выше, чем значение на гладкой стенке. И вторая – после ударной волны, где наблюдается уменьшение коэффициента восстановления ниже значений, характерных для обтекания гладкой стенки.

Причиной увеличения коэффициента восстановления температуры на стенке является, вероятно, существенное уменьшение скорости потока в области отрыва пограничного слоя. За отрывом образуется новый пограничный слой, и скорость потока вновь начинает возрастать. Уменьшение коэффициента восстановления (Рис.3.13, г) составляло до 3% ниже характерных значений безотрывного обтекания (при расчёте по локальным параметрам – до 0.85). Это уменьшение можно объяснить образованием нового пограничного слоя после отрывной области.



**Рис.3.10** – Графики распределения статического давления на стенке  $P$  (а), числа Маха  $M$  (б), коэффициентов восстановления  $r$  при расчете по параметрам набегающего потока “набег” (в) и по локальным параметрам “лок” (г) вдоль безразмерной координаты  $x/L$  на режимах с ударной волной “удар” и при безотрывном обтекании пластины “глад” (сравнение режимов при одинаковом числе Маха набегающего потока)

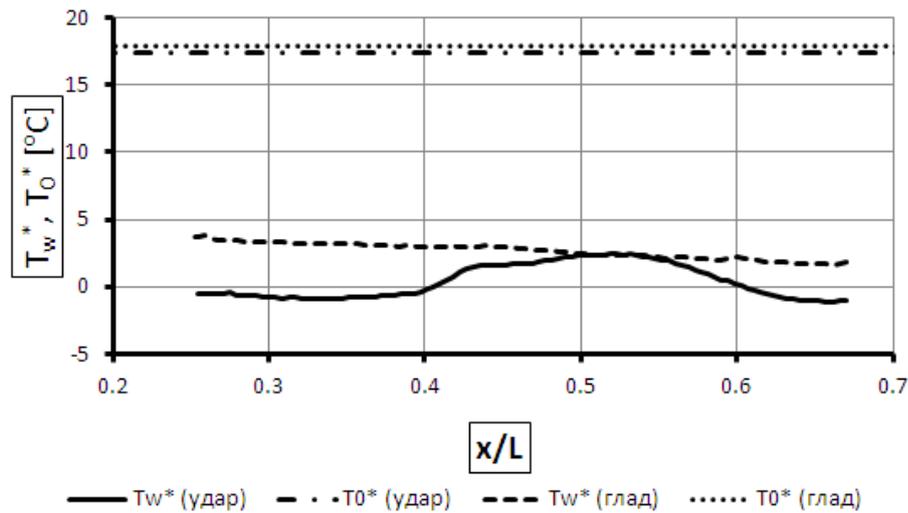
На Рис.3.11 показаны примеры тепловизионных снимков области падения ударной волны на стенку. Распределение адиабатной температуры стенки на Рис.3.9 бралось по центральной линии модели для исключения влияния боковых стенок рабочей части аэродинамической установки. На Рис.3.11 отчетливо выделяются локальные максимумы температуры.



**Рис.3.11** – Примеры тепловизионных снимков взаимодействия падающей ударной волны с плоской стенкой

На Рис.3.9–Рис.3.10 было выполнено сравнение режима ударного обтекания модели и течения на гладкой стенке при одинаковых параметрах набегающего потока. Однако, как видно из Рис.3.10, б), за ударной волной скорость потока существенно падает. Поэтому было также выполнено сравнение режима ударного обтекания модели с обтеканием гладкой стенки при одинаковом локальном числе Маха за волной сжатия. На Рис.3.12–Рис.3.13 представлены результаты данного сравнения.

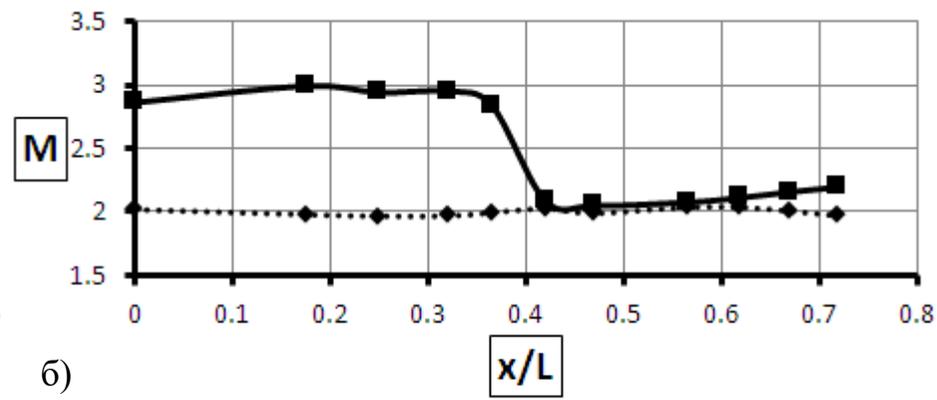
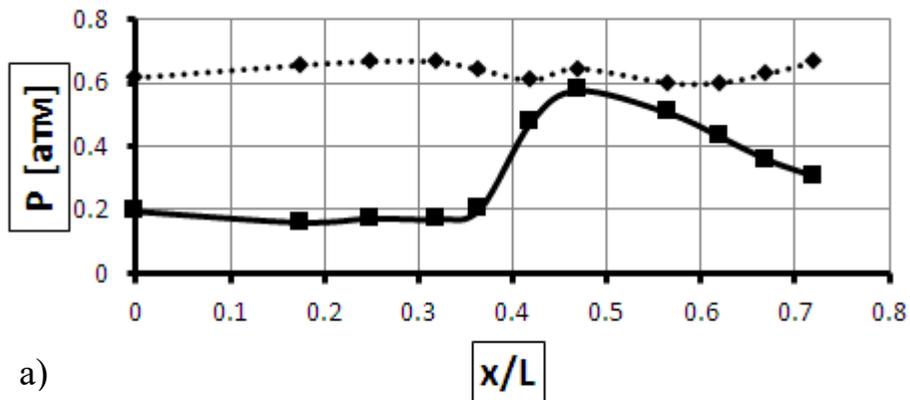
Из Рис.3.13, а) видно, что падение ударной волны приходится в область 6-го отбора статического давления ( $x/L=0.47$ ). Данные тепловизионной съемки (Рис.3.12) показывают, что адиабатная температура стенки в области взаимодействия равна значению, соответствующему обтеканию гладкой стенки при меньшем числе Маха набегающего потока. То есть увеличение значения  $T_w^*$  в точности соответствует уменьшению скорости потока за ударной волной (Рис.3.13, в). За область взаимодействия зафиксировано уменьшение адиабатной температуры стенки до значений ниже, чем при обтекании гладкой стенки потоком при том же локальном числе Маха.



**Рис.3.12** – График распределения адиабатной температуры стенки  $T_w^*$  и температуры торможения потока  $T_0^*$  вдоль безразмерной координаты  $x/L$  на режимах с ударной волной “удар” и при безотрывном обтекании пластины “глад” (сравнение режимов при одинаковом локальном числе Маха за ударной волной)

На Рис.3.13, в) и г) представлено распределение коэффициентов восстановления температуры так же, как и в предыдущем случае, при расчете по параметрам набегающего потока и по локальным параметрам. График  $r$  (набег) является отображением графика адиабатной температуры стенки. На графике  $r$  (лок) есть область более высоких значений до взаимодействия и уменьшение ниже значений на гладкой стенке после взаимодействия.

В разделе 1.4 обзора литературных источников отмечалось, что увеличение адиабатной температуры стенки в области взаимодействия ударных волн между собой и с пограничным слоем приводит к увеличению коэффициента восстановления температуры [132]. Последний в свою очередь оказывает значительное влияние на оценку коэффициента теплоотдачи: увеличение  $r$  от 0.89 до 0.91 приводит к росту значения  $St/St_{\text{глад}}$  до 1.5 раз в области взаимодействия [133]. Таким образом, как отмечено в разделе 1.4, точность параметров теплообмена определяется точностью, с которой удастся найти коэффициент восстановления. Следовательно, результаты, представленные на Рис.3.9–Рис.3.13, позволяют уменьшить погрешность определения коэффициента теплоотдачи в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем за счет учета изменения адиабатной температуры стенки в области взаимодействия.

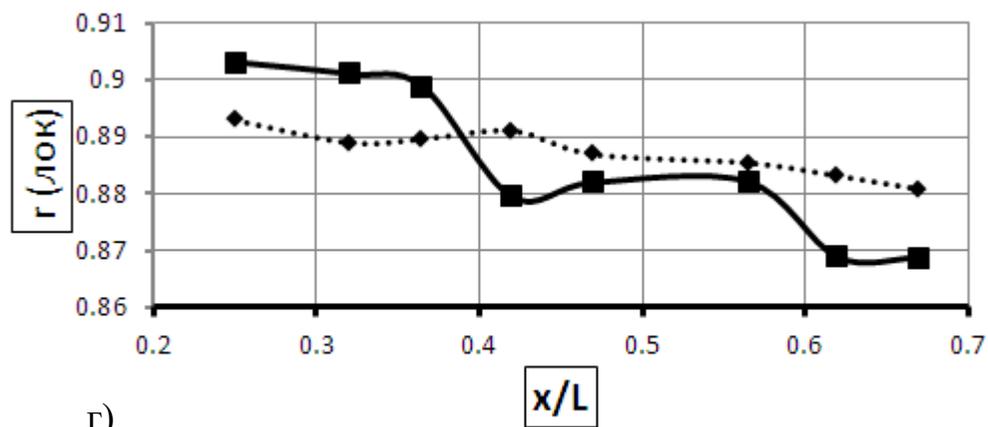
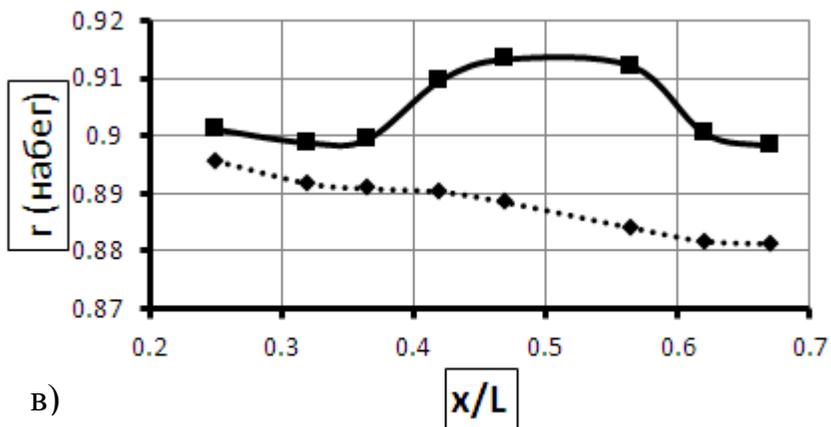


а)

б)

—■— P (удар)    ···◆··· P (глад)

—■— M (удар)    ···◆··· M (глад)



в)

г)

—■— r (удар)    ···◆··· r (глад)

—■— r (удар)    ···◆··· r (глад)

**Рис.3.13** – Графики распределения статического давления на стенке  $P$  (а), числа Маха (б), коэффициентов восстановления  $r$  при расчете по параметрам набегающего потока “набег” (в) и локальным параметрам “лок” (г) вдоль безразмерной координаты  $x/L$  на режимах с ударной волной “удар” и при безотрывном обтекании пластины “глад” (сравнение режимов при одинаковом локальном числе Маха за ударной волной)

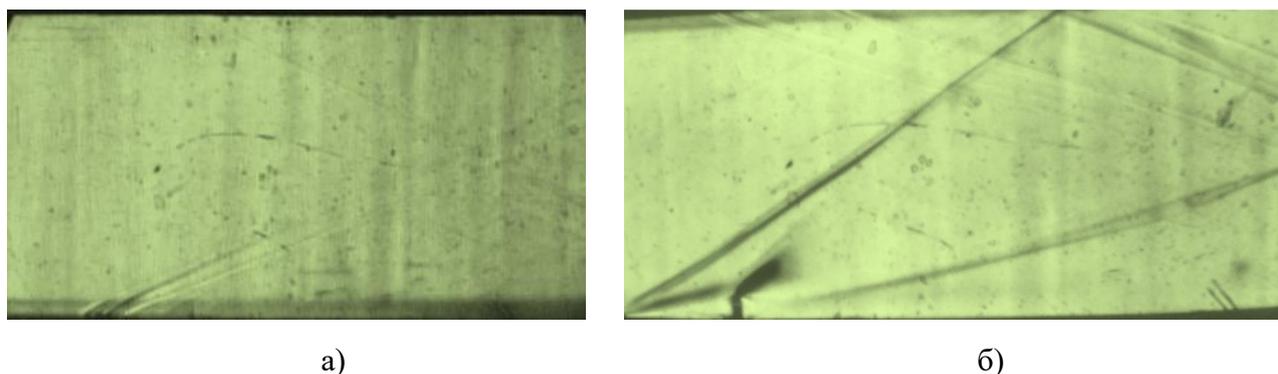
Как следует из выражения для температурного напора в устройстве энергоразделения (1.9), увеличение адиабатной температуры стенки отрицательно сказывается на эффекте энергоразделения. Мерой эффективности в данном случае выступает разность между температурой торможения потока и адиабатной температурой. Как видно из Рис.3.9, в области падения ударной волны на стенку эта разность уменьшается на величину до 30% в сравнении обтеканием гладкой стенки. Коэффициент восстановления температуры при этом увеличивается в области взаимодействия на величину до 4.5% (до значения 0.92). В то же время, как отмечалось в разделе 1.4 обзора, в области присоединения пограничного слоя за ударной волной интенсивность теплоотдачи может возрастать многократно. В соответствии с выражением для теплового потока в устройстве энергоразделения (1.10), увеличение коэффициента теплоотдачи может компенсировать потери температурного напора и даже привести к увеличению количества переданного тепла. Если воспользоваться эмпирическим выражением для пикового теплового потока в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем (1.19), можно рассчитать величину локальной интенсификации теплоотдачи для данного эксперимента (Рис.3.10):

$$\frac{\alpha}{\alpha_{\text{глад}}} \approx K \cdot \left( \frac{p}{p_{\text{глад}}} \right)^n = 1.0 \cdot \left( \frac{1.1}{0.5} \right)^{0.8} \approx 1.88$$

Эффект уменьшения адиабатной температуры ниже по потоку за областью взаимодействия ударной волны со стенкой (Рис.3.12) также представляет интерес для эффекта энергоразделения. Низкие значения коэффициента восстановления в этой области (ниже соответствующих обтеканию гладкой стенки потоком с таким же локальным числом Маха) могут быть связаны с отрывными эффектами в области взаимодействия ударной волны со стенкой. Данный результат послужил поводом для дальнейших исследований адиабатной температуры стенки в области отрывного течения за преградой (раздел 3.1.3).

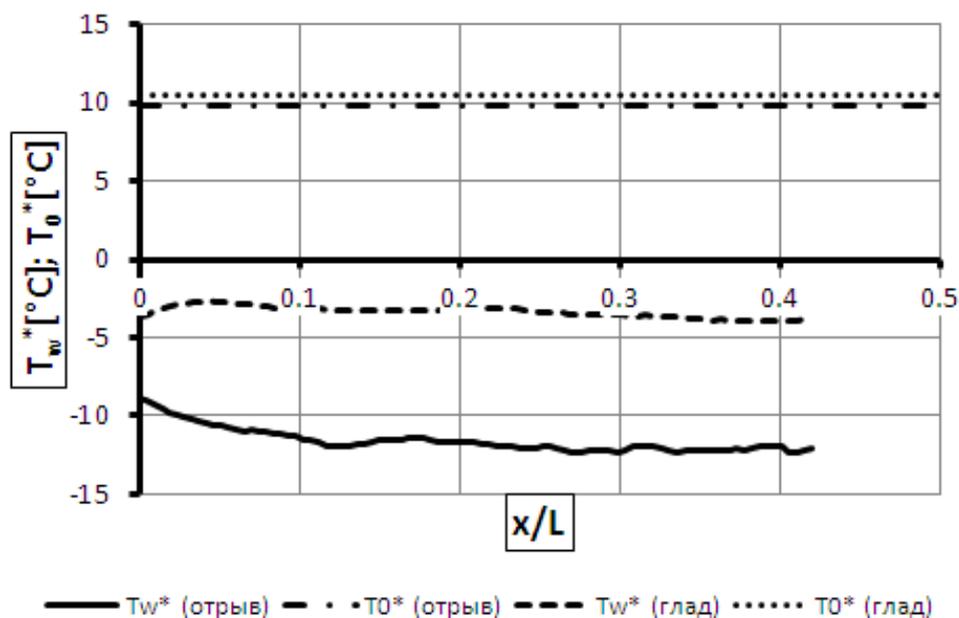
### 3.1.3 Влияние отрывного течения за ребром на адиабатную температуру стенки и коэффициент восстановления температуры

После проверки правильности работы измерительной системы (раздел 3.1.1) в канале аэродинамической установки инициировалось отрывное течение с помощью установки ребра на срезе сопла (Рис.2.4). Регистрация всех измеряемых параметров производилась после установления стационарного теплового режима (раздел 2.1). Проведена серия экспериментов в диапазоне чисел Маха от 1.75 до 3.5. На графиках (Рис.3.15 – Рис.3.18) рассматриваемый параметр в диапазоне безразмерной координаты  $x/L=0\dots1$  относится к положению за ребром. Потери полного давления и соответствующее снижение локального числа Маха оценивалось по теневой фотографии (Рис.3.14).



**Рис.3.14** – Теневые фотографии, полученные с помощью прибора Теплера ИАБ-451, для течения на гладкой стенке (а) и при установке перед моделью ребра высотой 8 мм (б) при числе Маха набегающего потока  $M_0=2.75$

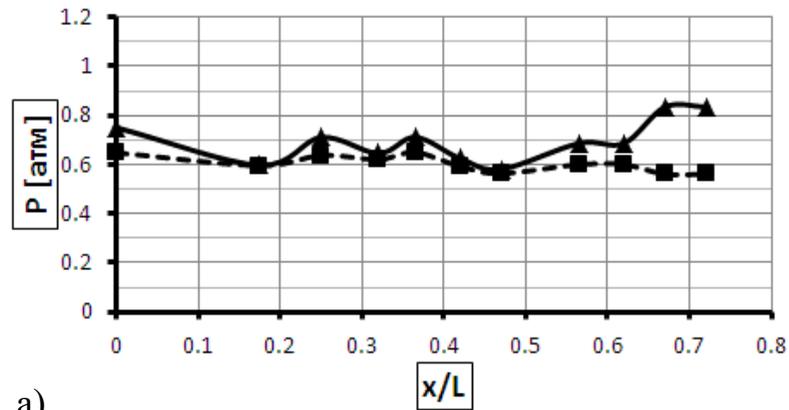
На Рис.3.15 представлен график распределения адиабатной температуры стенки при течении за ребром в сравнении с обтеканием гладкой стенки при одинаковом числе Маха набегающего потока. Как и ожидалось, исходя из результатов раздела 3.1.2 и данных литературного обзора (раздел 1.3), в отрывной области за ребром наблюдается значительное уменьшение адиабатной температуры стенки в сравнении с безотрывным обтеканием гладкой стенки без вносимых возмущений в поток. В абсолютном значении (в Кельвинах) уменьшение составляет до 4%. При этом разность между температурой торможения и адиабатной температурой увеличивается за ребром на величину до 70% в сравнении с гладкой стенкой.



**Рис.3.15** – График распределения адиабатной температуры стенки  $T_w^*$  и температуры торможения потока  $T_0^*$  вдоль безразмерной координаты  $x/L$  на режимах отрывного течения за ребром высотой 8 мм (отрыв) ( $Re_x=3.1 \cdot 10^7$ ) и при безотрывном обтекании гладкой стенки (глад) ( $Re_x=2.7 \cdot 10^7$ ) при числе Маха набегающего потока 2.0

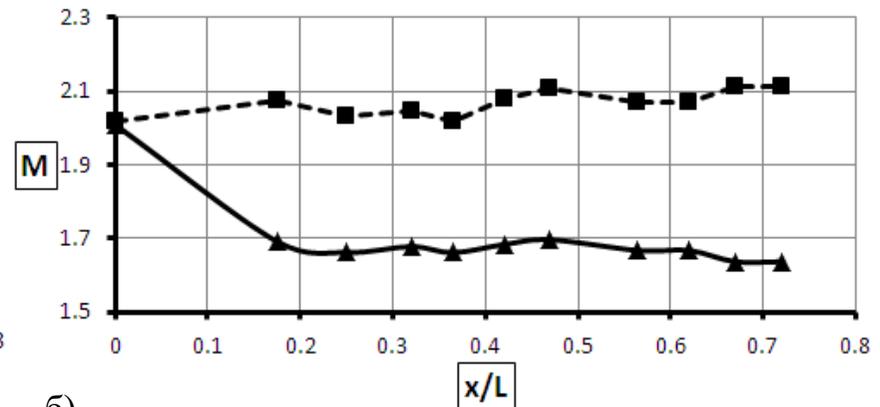
На Рис.3.16, а) показано распределение давления на стенке за ребром в сравнении с безотрывным обтеканием. Нулевое значение соответствует отбору давления в набегающем потоке (Рис.2.4). Первый отбор давления находится на расстоянии 35 мм от ребра (Таблица 2.2), поэтому в данном эксперименте не удастся зафиксировать изменение давления в окрестности ребра. Основной целью исследования было определение адиабатной температуры стенки и коэффициента восстановления. На Рис.3.16, б) показаны графики изменения числа Маха для режима обтекания гладкой стенки и отрывного течения за ребром. Расчет производился по методике, изложенной в разделе 2.3. Длина зоны отрыва составляла около 4 высот ребра [144] [145]. Визуализация осуществлялась с помощью метода масляной пленки.

Уменьшение коэффициента восстановления, при расчете по параметрам набегающего потока, составило до 8% в сравнении с обтеканием гладкой стенки (Рис.3.16, в). Если учитывать потерю скорости за головной ударной волной, то можно рассчитать коэффициент восстановления по локальным параметрам (Рис.3.16, г). В этом случае уменьшение составило до 12% в сравнении с обтеканием гладкой стенки без вносимых возмущений в поток (до значения 0.78).



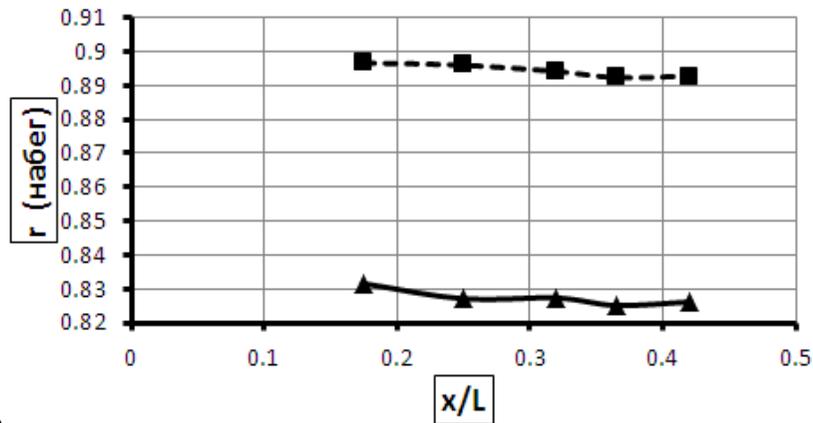
а)

—▲— P (отрыв)    -■- P (глад)



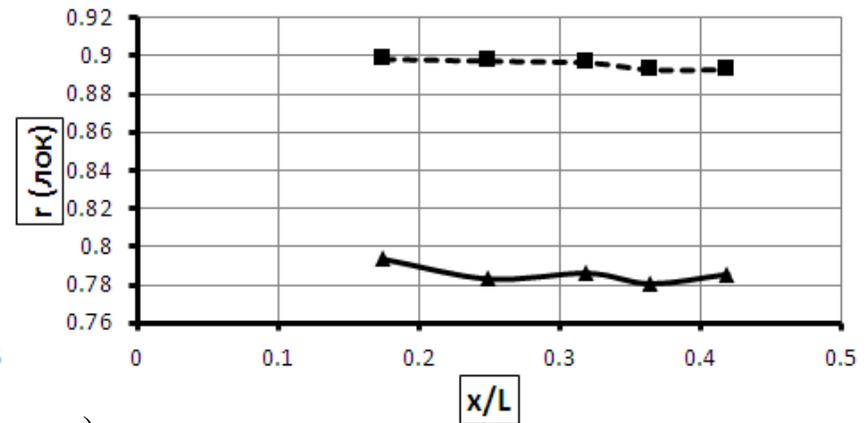
б)

—▲— M (отрыв)    -■- M (глад)



в)

—▲—  $\gamma$  (отрыв)    -■-  $\gamma$  (глад)

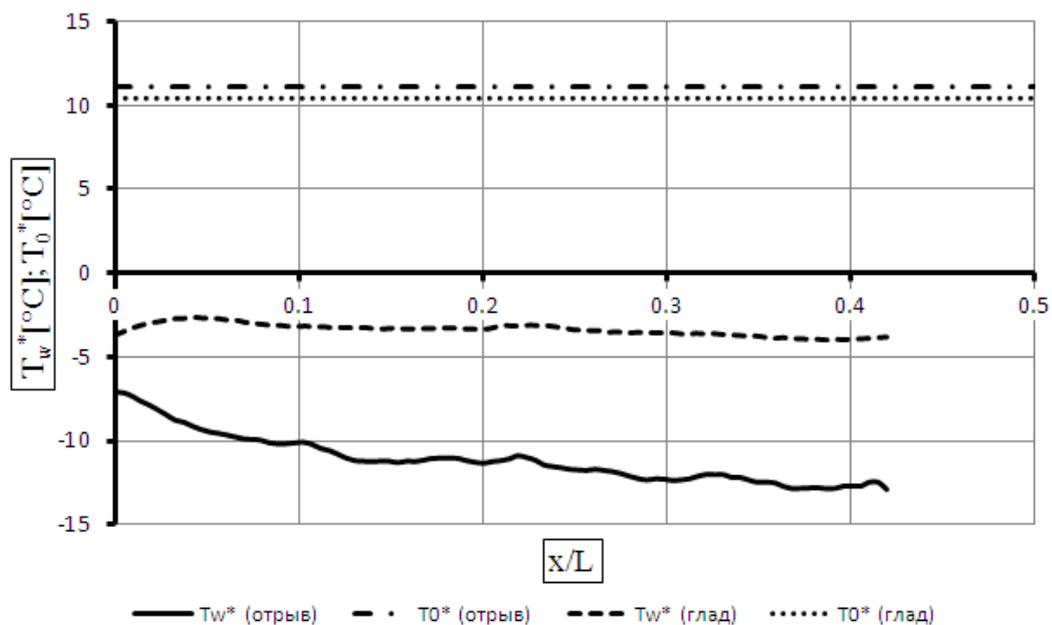


г)

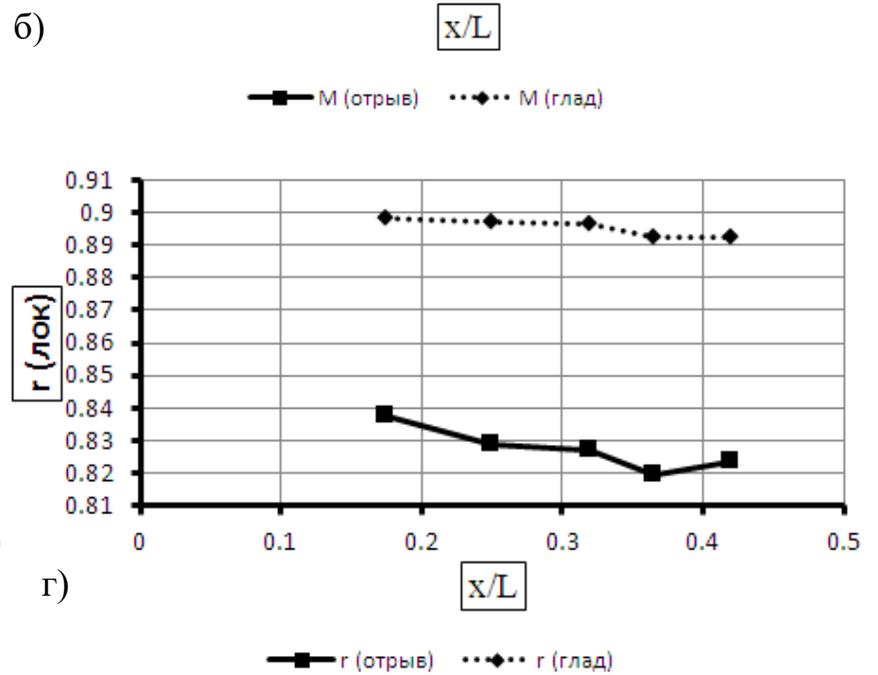
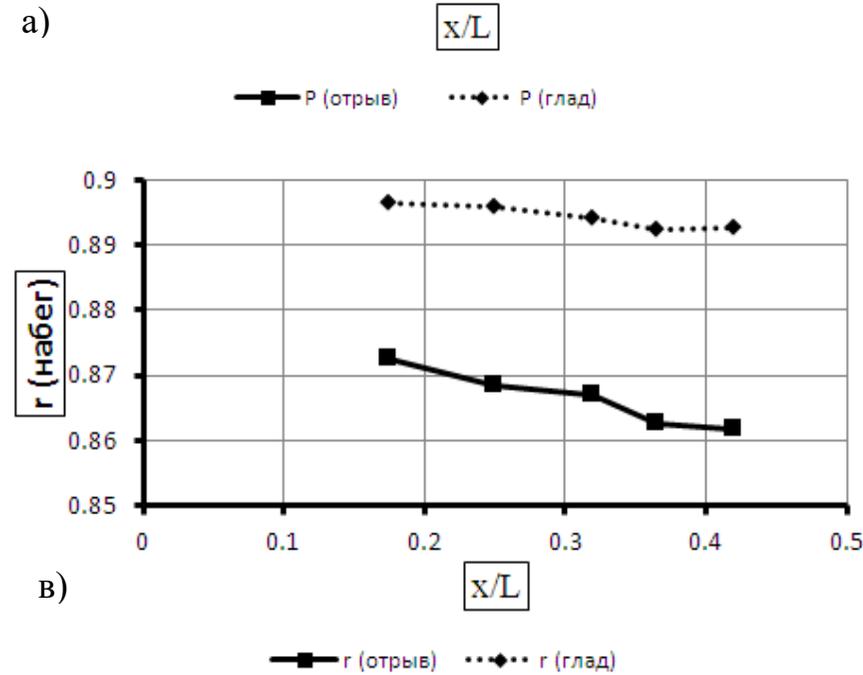
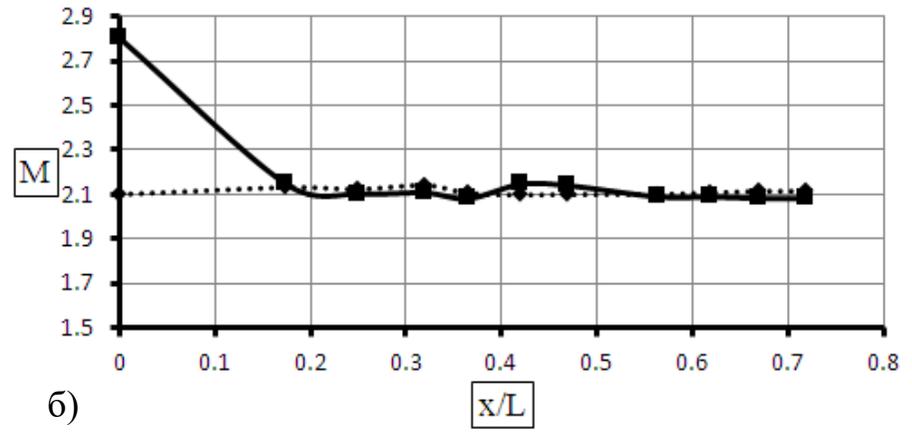
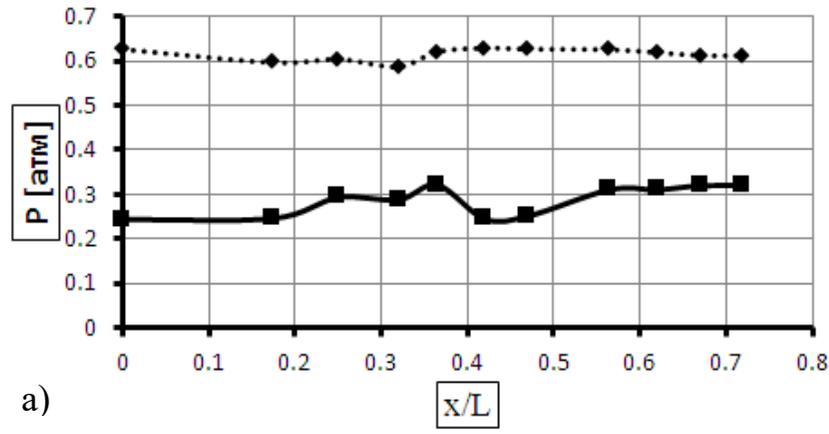
—▲—  $\gamma$  (отрыв)    -■-  $\gamma$  (глад)

**Рис.3.16** – Графики распределения статического давления на стенке  $P$  (а), числа Маха (б), коэффициентов восстановления температуры  $\gamma$  при расчете по параметрам набегающего потока “набег” (в) и по локальным параметрам “лок” (г) вдоль безразмерной координаты  $x/L$  на режимах отрывного течения за ребром высотой 8 мм (отрыв) ( $Re_x=3.1 \times 10^7$ ) и при безотрывном обтекании гладкой стенки (глад) ( $Re_x=2.7 \times 10^7$ ) при числе Маха набегающего потока 2.0

На Рис.3.17 и Рис.3.18 представлено сравнение режима безотрывного обтекания пластины с параметрами в отрывной области за ребром высотой 8 мм при одинаковых локальных числах Маха – около 2.1 (Рис.3.18, б). Такое сравнение показательно, поскольку скорость в отрывной области за преградой падает. Поэтому рассматривается режим отрывного течения при большем числе Маха набегающего потока (2.75) и режим безотрывного обтекания при  $M_0=2.1$ . Как видно из Рис.3.17, несмотря на одинаковое локальное число Маха за ребром и на гладкой стенке, – адиабатная температура стенки в отрывной области оказывается ниже. Уменьшение составляет до 3.5% в абсолютном значении (Кельвинах). Коэффициент восстановления температуры в отрывной области также оказывается ниже как при расчете по параметрам набегающего потока, так и по локальным параметрам (Рис.3.18 в, г).



**Рис.3.17** – График распределения адиабатной температуры стенки  $T_w^*$  и температуры торможения потока  $T_0^*$  вдоль безразмерной координаты  $x/L$  на режимах: “отрыв” – отрывное течение за ребром высотой 8 мм ( $M_0=2.75$ ), “глад.” – безотрывное обтекание пластины ( $M_0=2.1$ )



**Рис.3.18** – Графики распределения статического давления на стенке  $P$  (а), числа Маха (б), коэффициента восстановления температуры  $r$  при расчете по параметрам набегающего потока “набег” (в) и по локальным параметрам “лок” (г) вдоль безразмерной координаты  $x/L$  на режимах: “отрыв” – отрывное течение за ребром высотой 8 мм ( $M_0=2.75$ ), “глад.” – безотрывное обтекание пластины ( $M_0=2.1$ )

Таким образом, в данном экспериментальном исследовании было зафиксировано уменьшение адиабатной температуры стенки в отрывной области в сравнении с обтеканием гладкой стенки. При этом сравнение проводилось как при одинаковых параметрах набегающего потока (температура торможения и число Маха), так и при одинаковой локальной скорости после ударной волны. В работах [116] [117] [119] [120] [122], упоминаемых в разделе 1.3 обзора литературы, наблюдался похожий эффект при течении сверхзвукового потока за преградами различных видов. В дозвуковых потоках аналогичный эффект уменьшения адиабатной температуры стенки в отрывной области и в следе за преградой в иностранной литературе получил название эффекта Эккерта-Вайзе (раздел 1.3). Исследователи [90] впервые зафиксировали температуру стенки теплоизолированного цилиндра при поперечном обтекании на уровне ниже, чем статическая температура набегающего потока. В работе Райана [110], повторившего эксперименты Эккерта-Вайзе, этот эффект получил название «аэродинамического охлаждения».

Уменьшение адиабатной температуры стенки и, соответственно, коэффициента восстановления, положительно сказывается на потенциале безмашинного энергоразделения. В данном случае, согласно выражению (1.9), увеличивается температурный перепад между дозвуковым потоком (с температурой на стенке близкой к температуре торможения) и сверхзвуковым потоком (с адиабатной температурой стенки). Как видно из Рис.3.15 и Рис.3.17, разность между температурой торможения и адиабатной температурой при наличии ребра увеличивается на величину до 70% в сравнении с обтеканием гладкой стенки.

В то же время в работе Гадда, Коупа и Аттриджа [119], а также в работах Бринича [96] [116], фиксировалось увеличение коэффициента восстановления температуры в сверхзвуковом потоке перед преградой, что может компенсировать наблюдаемый эффект охлаждения за ребром. Данный вопрос требует дальнейшего изучения.

Согласно данным из литературы (раздел 1.4 обзора) в отрывной области также фиксируется интенсификация теплоотдачи, особенно в области присоединения

пограничного слоя на стенке. В соответствии с выражением для теплового потока в устройстве энергоразделения (1.10), увеличение коэффициента теплоотдачи со стороны сверхзвукового потока позволяет увеличивать количество передаваемого тепла на единицу поверхности. Таким образом, можно добиться либо повышения суммарного температурного перепада в устройстве энергоразделения, либо уменьшить габариты установки при сохранении той же эффективности. В данной работе исследование коэффициента теплоотдачи при течении за ребром было проведено на нестационарном режиме (раздел 2.4), результаты представлены в разделе 3.2.

### **3.1.4 Выводы по разделу 3.1**

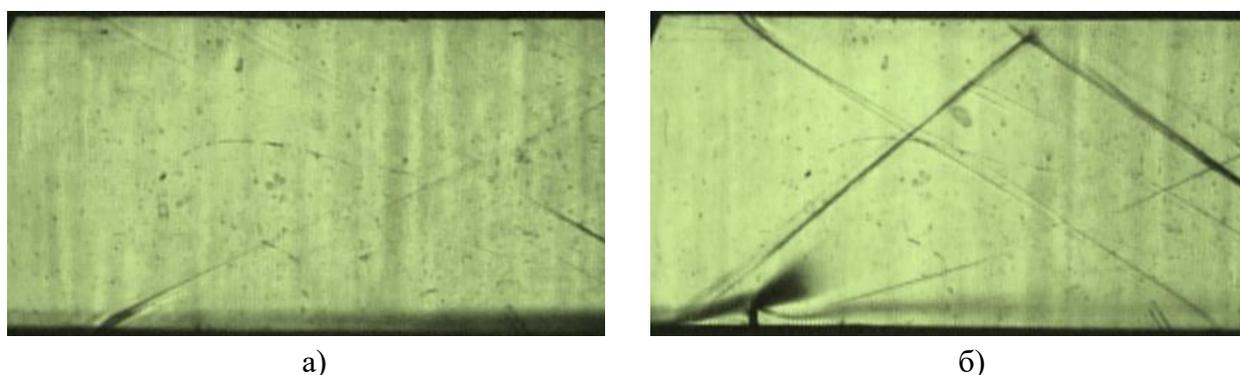
Представлены результаты экспериментального исследования влияния искусственно инициированной ударной волны и отрывного течения за ребром на адиабатную температуру стенки, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха. Регистрация всех измеряемых параметров производилась после установления стационарного теплового режима. Подтверждены результаты предыдущих исследований о незначительной зависимости коэффициента восстановления температуры от чисел Маха и Рейнольдса. Увеличение адиабатной температуры стенки в области падения ударной волны составило до 2% в абсолютном значении при росте статического давления около 2.2 раза в сравнении с обтеканием гладкой стенки без вносимых возмущений в поток. При этом увеличение коэффициента восстановления температуры в области взаимодействия составило до 4.5%. Учет эффекта увеличения адиабатной температуры стенки и коэффициента восстановления в области взаимодействия падающей ударной волны с пограничным слоем позволяет уменьшить погрешность определения коэффициента теплоотдачи. Разность между температурой торможения и адиабатной температурой стенки в области падения ударной волны уменьшается на величину до 30% в сравнении обтеканием гладкой стенки. Таким образом, уменьшается температурный напор и, соответственно, потенциал для безмашинного энергоразделения. В области отрывного течения за ребром зафиксировано уменьшение адиабатной температуры

стенки в сравнении с обтеканием гладкой стенки на величину до 4% в абсолютном значении. Коэффициент восстановления уменьшается на величину до 8% при расчете по параметрам набегающего потока и до 12% – при расчете по локальным параметрам. При этом разность между температурой торможения и адиабатной температурой увеличивается за ребром на величину до 70% в сравнении с гладкой стенкой. Данный эффект свидетельствует о том, что отрывные течения не только не снижают эффективность безмашинного энергоразделения, но и могут способствовать интенсификации данного процесса.

## 3.2 Исследование тепловых и динамических параметров в потоке сжимаемого газа на нестационарном режиме

### 3.2.1 Изменение параметров потока в процессе запуска аэродинамической установки

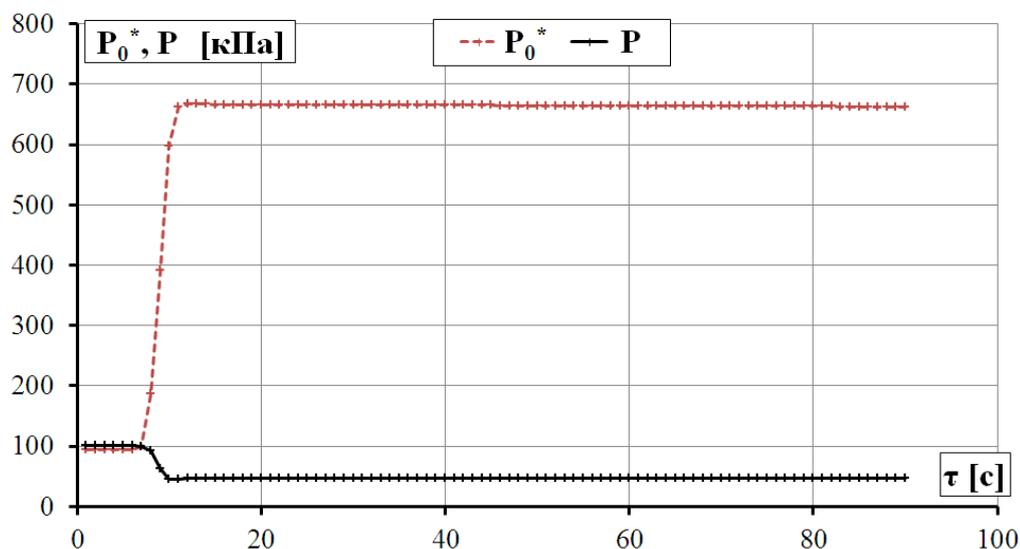
Исследования проводились в постановке, аналогичной разделу 3.1.3, но по методике нестационарной регистрации тепловых и динамических параметров сверхзвукового газового потока в процессе запуска аэродинамической установки (раздел 2.4). На первом этапе проводились исследования течения на гладкой стенке, после чего перед моделью устанавливалось ребро перпендикулярно направлению потока и исследовались параметры газового потока в отрывной области за ребром. Значение температуры стенки модели и темп её изменений регистрировались с помощью термопар, запрессованных на поверхности модели. Число Маха, определяемое в данном исследовании по показаниям датчиков давления, также дополнительно контролировалось с помощью теневой фотографии по углу наклона характеристик и скачков уплотнения малой интенсивности (Рис.3.19).



**Рис.3.19** – Теневые фотографии, полученные с помощью прибора Теплера ИАБ-451, для течения на гладкой стенке (а) и при установке перед моделью ребра высотой 6 мм (б) при числе Маха набегающего потока 2.25

На Рис.3.20 представлен график изменения давления торможения и статического давления набегающего потока (на боковой стенке перед моделью) в процессе запуска аэродинамической установки. После открытия задвижки запуск происходит в течение около 4 секунд, после чего давление в потоке устанавливается и практически не изменяется в процессе проведения эксперимента. Соотношение

полного и статического давлений позволяет определить число Маха набегающего потока – около 2.25. Все результирующие параметры данного исследования сравнивались при одинаковом числе Маха набегающего потока.

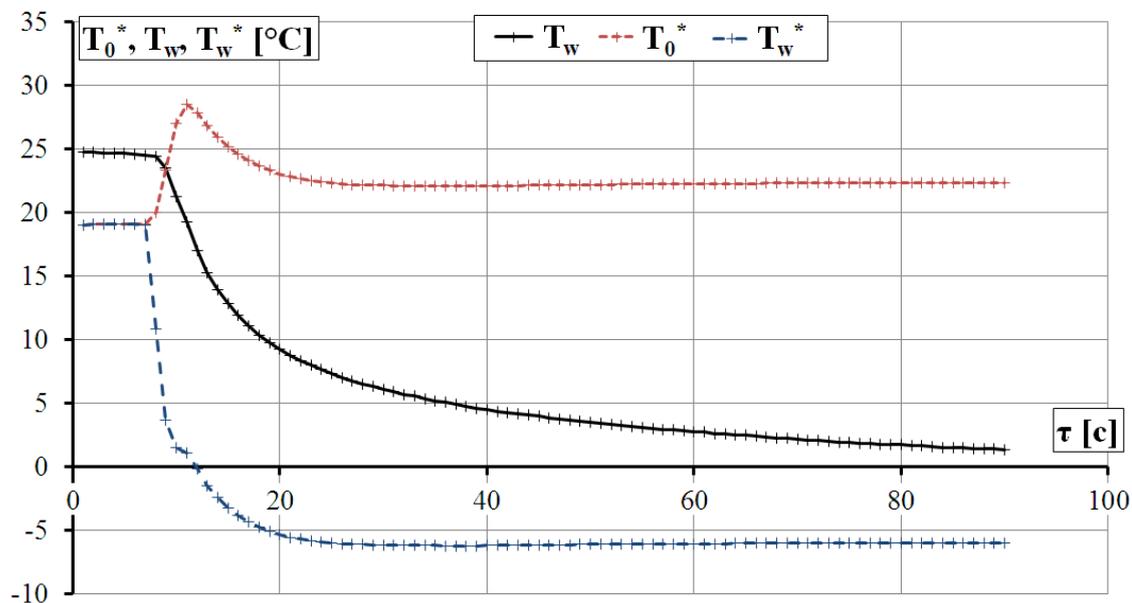


**Рис.3.20** – График изменения полного давления в форкамере и статического давления на стенке канала в процессе запуска и проведения эксперимента на аэродинамической установке

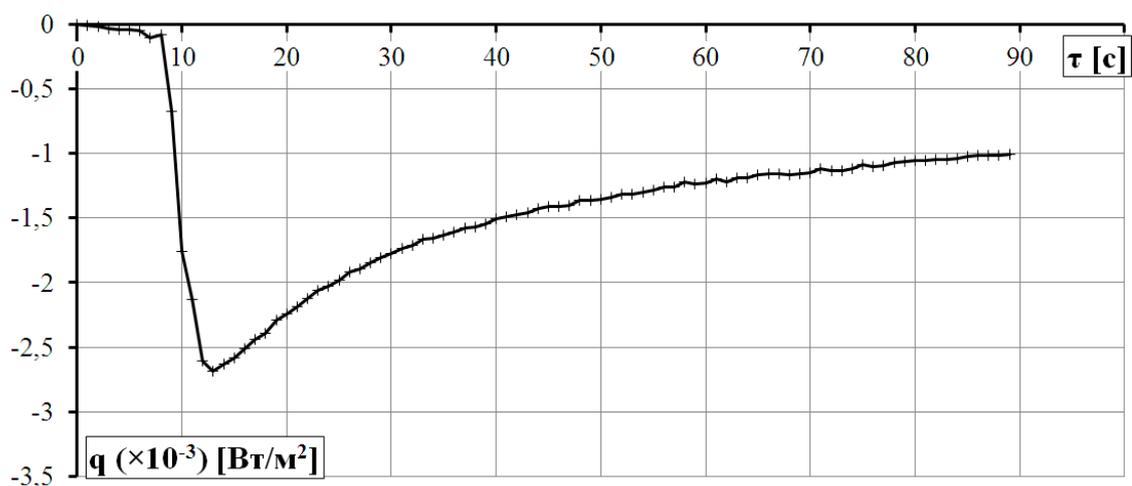
На Рис.3.21 представлен график изменения температуры торможения и температуры стенки в процессе запуска аэродинамической установки. Как видно, температура торможения в потоке устанавливается медленнее, чем давление (Рис.3.20), но также сохраняется практически постоянной в процессе проведения исследования. Стенка модели при этом охлаждается и в пределе может достигнуть значения адиабатной температуры, однако в данном эксперименте состояния теплового равновесия не достигается за время проведения исследования (в отличие от постановки исследования раздела 3.1).

По темпу охлаждения модели с помощью интегрирования выражения (2.3) удастся построить график изменения теплового потока (Рис.3.22) за время запуска и проведения эксперимента. Значение теплового потока оказывается отрицательным, поскольку тепло передается от стенки в пограничный слой. Сначала тепловой поток максимальный по модулю и постепенно уменьшается по мере приближения температуры стенки к температуре адиабатически заторможенного газа вблизи стенки.

В Таблица 3.1 приведены числовые значения измеряемых параметров в процессе запуска аэродинамической установки: давление и температура торможения, статическое давление набегающего потока (на боковой стенке канала) и температура стенки модели.



**Рис.3.21** – График изменения температуры торможения в форкамере, температуры стенки канала (по показаниям термопары) и адиабатной температуры стенки в процессе запуска и проведения эксперимента на аэродинамической установке



**Рис.3.22** – График изменения теплового потока на стенке модели в процессе запуска и проведения эксперимента на аэродинамической установке

**Таблица 3.1** – Результаты измерения давления торможения, температуры торможения, статического давления на стенке канала и температуры стенки модели в процессе запуска аэродинамической установки

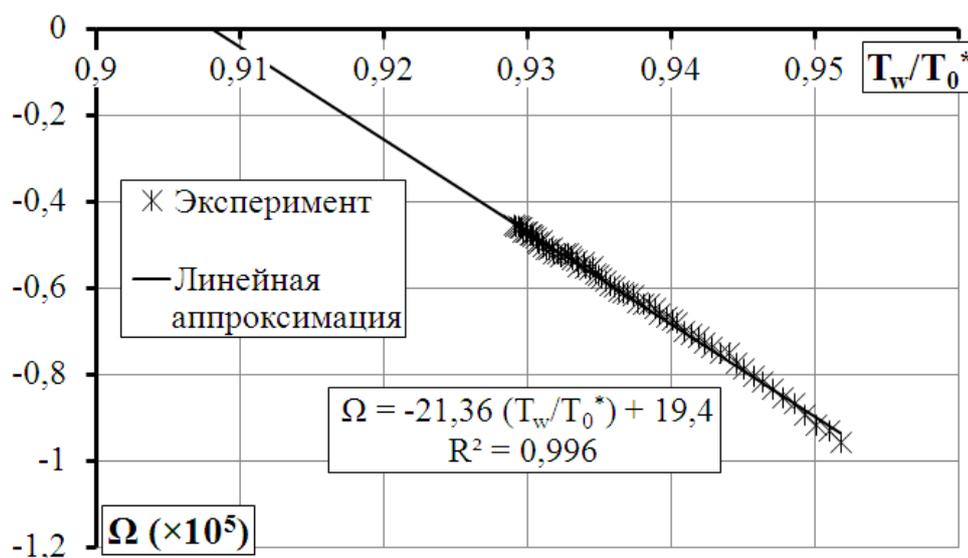
$\tau, \text{с}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
$P_0^*, \text{кПа}$	94.1	94.1	94.1	94.1	94.1	94.1	98.9	186.6	392.1	596.8	662.0	667.2	667.3	666.8	666.5	666.4	666.3	666.2	666.1	666.0	666.1	666.1	666.0
$T_0^*, \text{°C}$	19.0	19.0	19.0	19.0	19.1	19.1	19.0	20.0	23.4	27.0	28.5	27.8	26.8	25.9	25.2	24.6	24.1	23.7	23.3	23.0	22.8	22.6	22.5
$P, \text{кПа}$	100.3	100.3	100.3	100.3	100.3	100.3	100.1	90.0	50.1	44.1	54.1	57.0	57.5	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6
$T_w, \text{°C}$	24.7	24.7	24.7	24.6	24.6	24.6	24.5	24.4	23.5	21.2	19.2	17.0	15.3	13.9	12.8	11.9	11.1	10.4	9.8	9.3	8.8	8.4	8.0
$\tau, \text{с}$	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46
$P_0^*, \text{кПа}$	665.9	666.0	665.9	665.8	665.8	665.7	665.6	665.6	665.6	665.6	665.4	665.4	665.5	665.5	665.4	665.4	665.3	665.2	665.2	665.1	665.0	665.0	664.9
$T_0^*, \text{°C}$	22.4	22.3	22.2	22.2	22.2	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1
$P, \text{кПа}$	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.6	57.5	57.5	57.5	57.6	57.5	57.5	57.5	57.5	57.5	57.5	57.5	57.5	57.5
$T_w, \text{°C}$	7.6	7.3	7.0	6.8	6.5	6.3	6.1	5.9	5.7	5.6	5.4	5.2	5.0	4.9	4.8	4.6	4.5	4.4	4.3	4.1	4.1	4.0	3.9

Таблица 3.1 (продолжение)

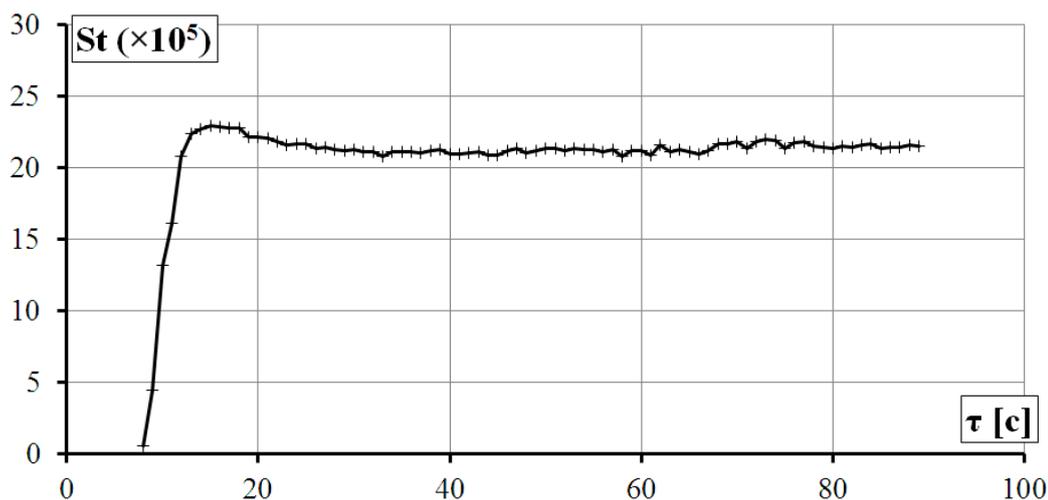
<b><math>\tau</math>, с</b>	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68
<b><math>P_0^*</math>, кПа</b>	664.9	664.8	664.8	664.8	664.7	664.6	664.6	664.6	664.5	664.4	664.4	664.3	664.3	664.2	664.2	664.1	664.0	664.0	664.0	663.9	663.9	663.9
<b><math>T_0^*</math>, °C</b>	22.2	22.2	22.2	22.2	22.2	22.2	22.2	22.2	22.2	22.2	22.2	22.2	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3
<b><math>P</math>, кПа</b>	57.5	57.5	57.5	57.5	57.5	57.5	57.5	57.5	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4	57.4
<b><math>T_w</math>, °C</b>	3.7	3.7	3.6	3.5	3.4	3.3	3.2	3.2	3.1	3.0	3.0	2.9	2.8	2.8	2.7	2.6	2.6	2.5	2.5	2.4	2.4	2.3
<b><math>\tau</math>, с</b>	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
<b><math>P_0^*</math>, кПа</b>	663.8	663.9	663.7	663.5	663.6	663.6	663.5	663.4	663.4	663.4	663.2	663.2	663.2	663.2	663.1	663.1	663.0	663.0	662.9	662.9	662.8	662.7
<b><math>T_0^*</math>, °C</b>	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3
<b><math>P</math>, кПа</b>	57.4	57.4	57.4	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.3	57.2	57.2	57.2	57.2
<b><math>T_w</math>, °C</b>	2.2	2.2	2.1	2.1	2.0	1.9	1.9	1.9	1.8	1.8	1.8	1.7	1.7	1.6	1.6	1.6	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4

### 3.2.2 Адиабатная температура стенки, коэффициент восстановления температуры и интенсификация теплоотдачи при течении сверхзвукового потока за ребром

На Рис.3.23 представлен график зависимости безразмерного по соотношению (2.4) теплового потока  $\Omega$  от отношения температуры стенки к температуре торможения  $T_w/T_0^*$ . Из выражения (2.9) следует, что график должен быть линейным, причем угол наклона аппроксимирующей прямой соответствует безразмерному коэффициенту теплоотдачи – числу Стэнтона. Как видно из Рис.3.24, критерий Стэнтона в процессе эксперимента остается практически постоянным. В точке пересечения построенной линии аппроксимации графика с осью абсцисс достигается режим нулевого теплового потока, и температура стенки становится равной температуре адиабатически заторможенного газа в пристенной области (Рис.3.23). Подставив найденное значение отношения температур на оси абсцисс в выражение (2.7), можно найти коэффициент восстановления температуры. А по известному тепловому потоку и разности между адиабатной температурой и температурой стенки – определить критерий Стэнтона.



**Рис.3.23** – Применение методики определения коэффициента восстановления температуры (по пересечению линейной аппроксимации графика безразмерного теплового потока с осью абсцисс) и безразмерного коэффициента теплоотдачи (по углу наклона графика)



**Рис.3.24** – График изменения безразмерного коэффициента теплоотдачи – числа Стэнтона – в процессе проведения эксперимента на аэродинамической установке

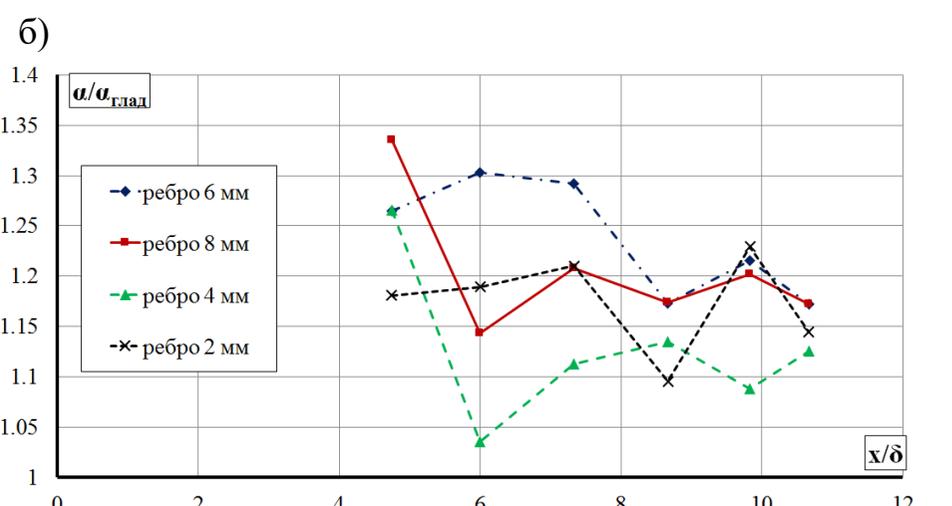
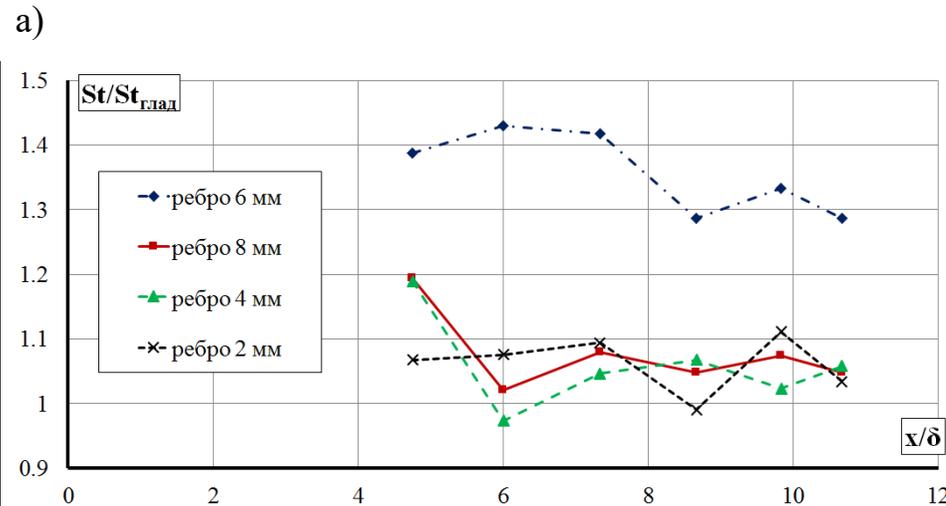
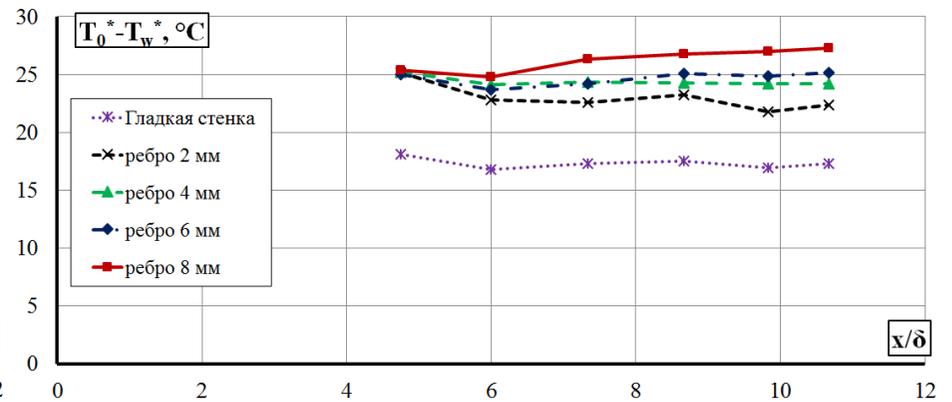
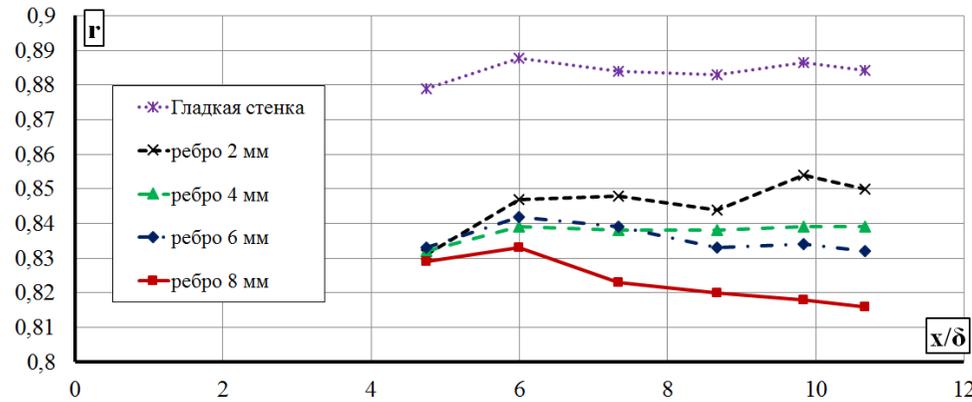
Изменение коэффициента восстановления температуры  $r$  вдоль безразмерной длины модели  $x/\delta$  (отношение координаты от начала модели на срезе сопла к толщине пограничного слоя в этом же сечении – 6 мм) при варьировании высоты ребра от 2 до 8 мм представлено на Рис.3.25, а). Зафиксировано уменьшение коэффициента восстановления на величину от 3.6% при высоте ребра 2 мм до 7.7% при высоте ребра 8 мм. При этом по мере удаления от преграды коэффициент восстановления температуры тем меньше, чем выше высота ребра. Данный эффект соответствует результатам ранее проведенных исследований по другой методике определения коэффициента восстановления на стационарном режиме (раздел 3.1.3) [146]. Похожий эффект уменьшения коэффициента восстановления в области отрыва пограничного слоя также был отмечен в ряде работ при исследовании отрывного сверхзвукового течения на цилиндре и конусе [117] [122].

На Рис.3.25, б) показано изменение разности между температурой торможения и адиабатной температурой стенки по длине модели. При обтекании гладкой стенки этот перепад составляет около 17 градусов. При течении за ребром разность температур увеличивается и составляет: от 21 градуса при высоте ребра 2 мм до 27 градусов при высоте ребра 8 мм. Таким образом, установка ребра привела к повышению температурного напора между температурой торможения и адиабатной температурой стенки на величину от 23 до 58%.

На Рис.3.25, в) представлено отношение критерия Стэнтона при течении за ребром к значению при обтекании гладкой стенки –  $St/St_{\text{глад}}$ . Аналогично результатам работ по обтеканию уступа и конуса [119] [122], упоминаемых в разделе 1.4 обзора литературы, при течении сверхзвукового потока в отрывной области за ребром фиксируется увеличение коэффициента теплоотдачи. Для ребер высотой 2, 4 и 8 мм максимальное увеличение составляло до 20% в районе установки первой термопары, на остальных термопарах значение интенсификации в основном не превышало 10%. При высоте ребра приблизительно равного толщине пограничного слоя на срезе сопла – 6 мм – увеличение критерия Стэнтона составило от 29 до 42%.

Распределение размерного коэффициента теплоотдачи оказалось более равномерным (Рис.3.25, г). Сравнение режимов при варьировании высоты ребра проводилось при одинаковом числе Маха набегающего потока и температуре торможения. Максимальное увеличение коэффициента теплоотдачи составило около 34% (при высоте ребра 8 мм), при этом интенсификация на уровне 30% сохраняется только при высоте ребра 6 мм. Большая часть термопар зафиксировала уровень интенсификации на уровне около 20% почти для всех высот ребра.

Полученные эффекты уменьшения коэффициента восстановления температуры (Рис.3.25, а) вместе с интенсификацией теплоотдачи (Рис.3.25, в, г) при сверхзвуковой скорости обтекания стенки подтверждают вывод, сделанный в разделе 3.1.3. Как следует из выражения для теплового потока в устройстве энергоразделения (1.9), оба этих эффекта способствуют увеличению количества передаваемого тепла в устройстве безмашинного энергоразделения. Однако, как отмечалось в разделе 3.1, коэффициент восстановления может увеличиться перед преградой [96] [116] [119], что может компенсировать наблюдаемый эффект охлаждения за ребром. Также в работе [147] показано, что ребрение сверхзвукового канала может уменьшить эффект энергоразделения из-за повышения адиабатной температуры стенки при замедлении потока. Поэтому задача повышения эффекта энергоразделения с помощью интенсификации теплоотдачи по сверхзвуковому каналу является оптимизационной и требует соответствующего подбора режимных и конструкционных параметров установки.



**Рис.3.25** – Графики изменения коэффициента восстановления температуры (а), разности между температурой торможения и адиабатной температурой стенки (б), относительного числа Стэнтона (в) и интенсификации теплоотдачи (г) вдоль безразмерной длины модели  $x/\delta$  для безотрывного обтекания гладкой стенки ( $Re_x=2.56 \cdot 10^7$ ) и при течении на плоской стенке за ребром при высотах ребра 2 мм ( $Re_x=2.8 \cdot 10^7$ ), 4 мм ( $Re_x=2.7 \cdot 10^7$ ), 6 мм ( $Re_x=2.3 \cdot 10^7$ ) и 8 мм ( $Re_x=2.85 \cdot 10^7$ ) при одинаковом числе Маха набегающего потока 2.25

### 3.2.3 Выводы по разделу 3.2

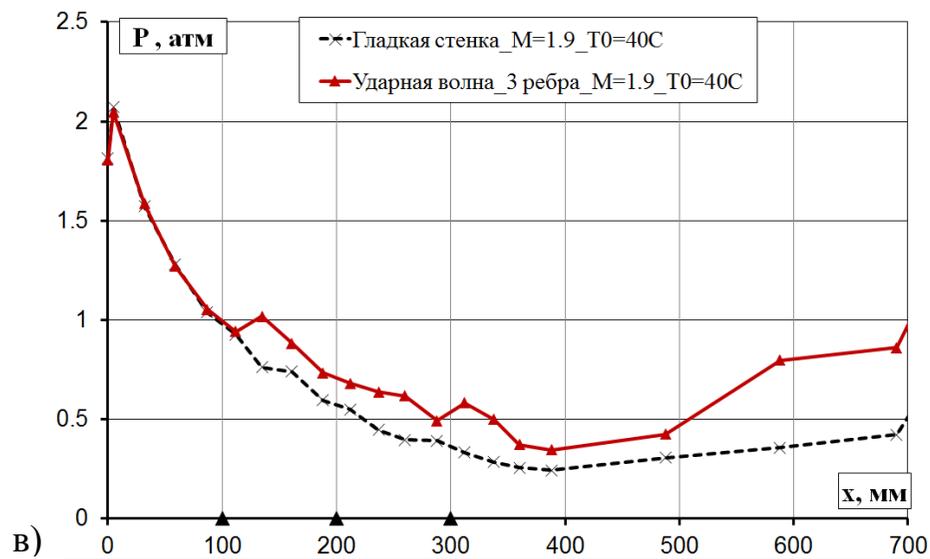
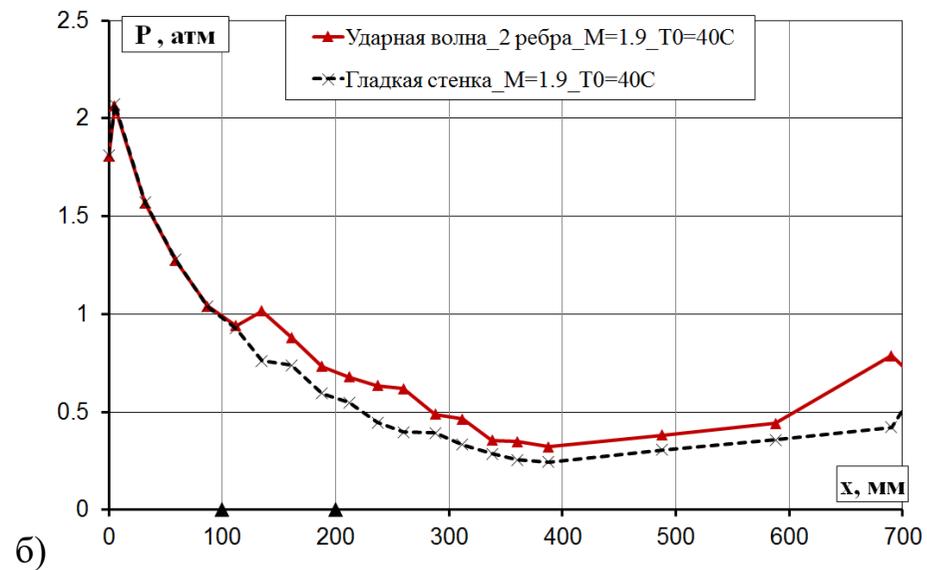
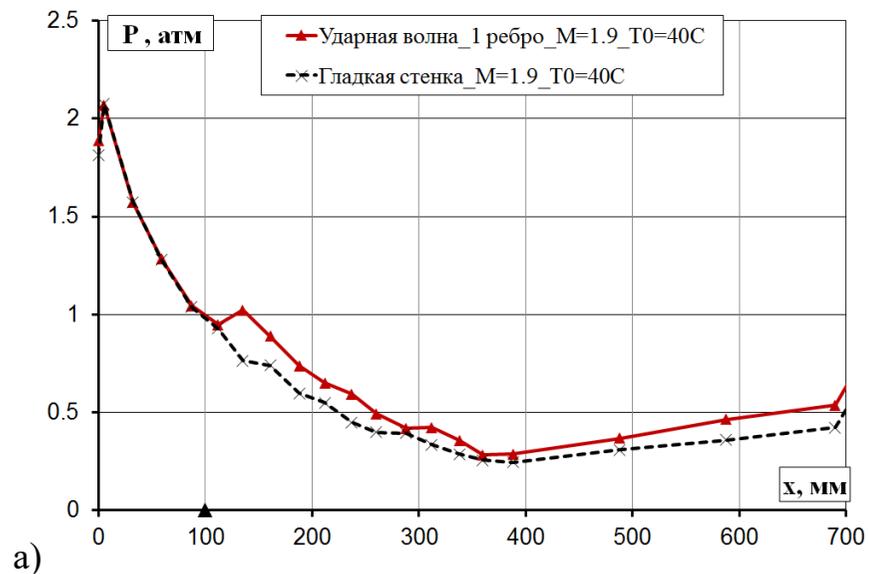
Представлены результаты экспериментального исследования влияния установки ребра перпендикулярно направлению потока на параметры теплообмена при обтекании плоской стенки сверхзвуковым потоком сжимаемого газа. Определение коэффициентов восстановления температуры и теплоотдачи производилось одновременно в одном эксперименте по методике регистрации температуры стенки и параметров газодинамики в процессе запуска аэродинамической установки до выхода на стационарный тепловой режим. Зафиксировано уменьшение коэффициента восстановления температуры при течении на плоской стенке за ребром на величину от 3.6% при высоте ребра 2 мм до 7.7% при высоте ребра 8 мм в сравнении с безотрывным обтеканием гладкой стенки. Коэффициент теплоотдачи возрастает на величину до 33% для ребренной стенки в сравнении с гладкой. Максимальное увеличение числа Стэнтона наблюдалось при высоте ребра равного толщине пограничного слоя и составило от 29 до 42%. При течении за ребром температурный напор между температурой торможения и адиабатной температурой стенки возрастает на величину от 23 до 58% в сравнении с режимом обтекания гладкой стенки при изменении высоты ребра от 2 до 8 мм. Таким образом, в области отрывного течения за ребром зафиксировано одновременное уменьшение коэффициента восстановления температуры и интенсификация теплоотдачи, что способствует увеличению количества теплоты, передаваемой от дозвукового потока к сверхзвуковому в устройстве безмашинного энергоразделения.

### **3.3 Сравнительное экспериментальное исследование устройства безмашинного энергоразделения с генераторами ударных волн в сверхзвуковом канале и при их отсутствии**

#### **3.3.1 Влияние генераторов ударных волн на тепловые и динамические параметры газового потока в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения**

На первом этапе, согласно методике раздела 2.5, проводилось исследование тепловых и динамических параметров газового потока в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения (дозвуковой поток отсутствовал). Исследовались две конфигурации устройства: «гладкая стенка» – режим безотрывного течения в сверхзвуковом канале, «ударная волна» – установка ребер в сверхзвуковом канале устройства. Также исследовались режимы одинаково направленного движения дозвукового и сверхзвукового потоков («прямоток») и разнонаправленные движения потоков («противоток»).

На графиках (Рис.3.26) отчетливо видно влияние на динамические характеристики сверхзвукового потока установленных ребер на длине 100, 200 и 300 мм (от одного до трех ребер). Оно заключается в увеличении статического давления за местом установки ребра, начиная с расстояния 100 мм от среза сопла. Так, например, для конфигурации из трех ребер рост давления составил: за первым ребром – до 34%, за вторым ребром – до 55%, за третьим – до 75%. На цилиндрическом участке максимальное увеличение статического давления в оребренном канале составило до 2.2 раза. Несмотря на установленные ребра за счет расширения сверхзвукового канала частично компенсируется потеря скорости потока. Таким образом, с помощью геометрического воздействия можно добиться сохранения разности скоростей между сверхзвуковым и дозвуковым потоками и, следовательно, эффект энергоразделения. Также в рамках эксперимента варьировалась температура торможения в форкамере ( $\sim 25.5^{\circ}\text{C}$  и  $\sim 40^{\circ}\text{C}$ ), количество ребер (от одного до трех) и их расположение (Таблица 3.2).



**Рис.3.26** – Графики распределения статического давления по длине сверхзвукового канала устройства энергоразделения для двух конфигураций: «гладкая стенка» – безотрывное обтекание, «ударная волна» – канал с одним (а), двумя (б) и тремя (в) ребрами по длине

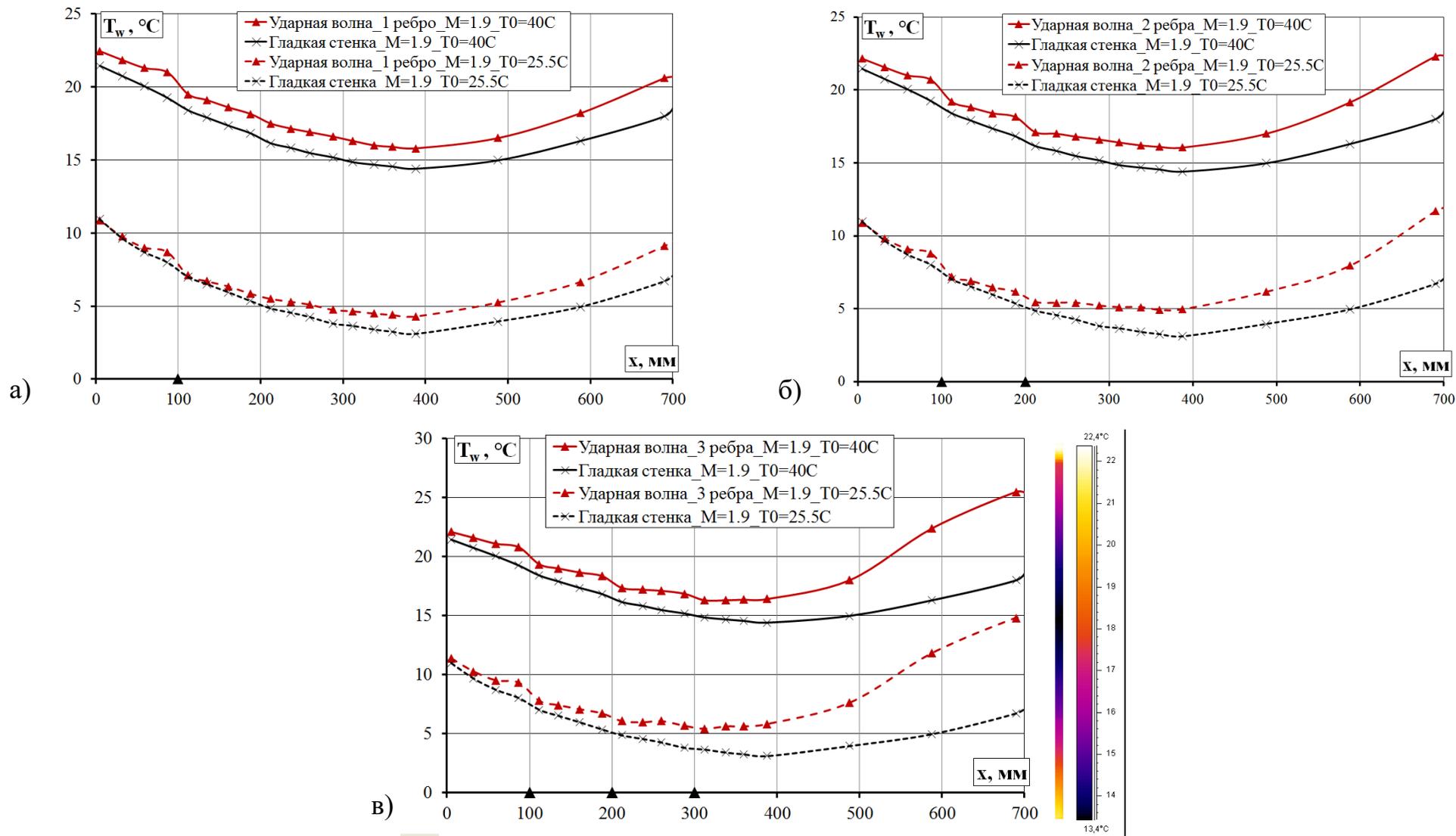
**Таблица 3.2** – Распределение статического давления по длине сверхзвукового канала при варьировании температуры торможения в форкамере, количества и расположения кольцевых рёбер

№	$T_0^*$ (°C)	Наличие ребра по длине (мм)			Статическое давление по длине (мм) сверхзвукового канала (атм)																				
		100	200	300	0	5	32	59	87	112	135	161	188	212	237	260	288	312	338	360	388	488	588	690	704
1	40.6	Гладкий канал			1.81	2.07	1.57	1.28	1.04	0.93	0.76	0.74	0.60	0.55	0.45	0.40	0.39	0.33	0.29	0.26	0.24	0.31	0.36	0.42	0.55
2	25.8	Гладкий канал			1.77	2.03	1.54	1.25	1.01	0.91	0.74	0.72	0.58	0.54	0.44	0.39	0.38	0.32	0.28	0.25	0.24	0.30	0.35	0.41	0.61
3	40.8	▲			1.89	2.07	1.57	1.28	1.04	0.95	1.02	0.89	0.74	0.65	0.59	0.49	0.42	0.42	0.36	0.28	0.28	0.37	0.46	0.53	0.66
4	25.9	▲			1.84	2.02	1.54	1.25	1.02	0.93	1.00	0.87	0.72	0.63	0.58	0.48	0.41	0.41	0.35	0.27	0.28	0.36	0.45	0.53	0.67
5	40.8	▲	▲		1.81	2.06	1.57	1.27	1.04	0.94	1.02	0.88	0.73	0.68	0.63	0.62	0.49	0.46	0.36	0.35	0.32	0.38	0.44	0.79	0.71
6	25.9	▲	▲		1.76	2.01	1.53	1.24	1.01	0.92	0.99	0.86	0.71	0.66	0.62	0.60	0.48	0.45	0.34	0.34	0.31	0.37	0.43	0.79	0.76
7	40.6	▲	▲	▲	1.81	2.05	1.58	1.27	1.05	0.94	1.02	0.88	0.73	0.68	0.64	0.62	0.49	0.58	0.50	0.37	0.35	0.42	0.80	0.86	1.02
8	25.9	▲	▲	▲	1.76	2.00	1.55	1.24	1.03	0.93	1.00	0.86	0.72	0.67	0.62	0.60	0.48	0.57	0.49	0.36	0.34	0.42	0.83	0.86	1.02
9	40.8	▲		▲	1.81	2.06	1.60	1.27	1.06	0.94	1.02	0.88	0.73	0.65	0.59	0.49	0.41	0.61	0.35	0.41	0.33	0.37	0.46	0.80	0.71
10	25.9	▲		▲	1.77	2.01	1.56	1.24	1.03	0.93	0.99	0.86	0.72	0.63	0.58	0.48	0.40	0.59	0.34	0.40	0.32	0.36	0.45	0.80	0.76
11	40.6			▲	1.82	2.06	1.64	1.26	1.07	0.93	0.77	0.74	0.60	0.55	0.44	0.39	0.40	0.61	0.36	0.27	0.26	0.36	0.43	0.50	0.62
12	25.9			▲	1.77	2.01	1.60	1.23	1.04	0.91	0.75	0.72	0.58	0.54	0.43	0.38	0.39	0.59	0.35	0.26	0.26	0.36	0.41	0.49	0.70
13	40.7		▲	▲	1.82	2.06	1.66	1.26	1.08	0.93	0.77	0.74	0.60	0.71	0.49	0.49	0.41	0.61	0.35	0.30	0.37	0.40	0.46	0.74	0.69
14	25.8		▲	▲	1.77	2.00	1.61	1.22	1.05	0.91	0.75	0.72	0.58	0.69	0.47	0.47	0.40	0.60	0.34	0.29	0.35	0.39	0.45	0.76	0.73
15	40.7		▲		1.82	2.06	1.62	1.26	1.07	0.93	0.76	0.74	0.60	0.71	0.49	0.49	0.41	0.42	0.35	0.28	0.26	0.35	0.41	0.50	0.62
16	25.7		▲		1.77	2.01	1.58	1.23	1.04	0.91	0.74	0.72	0.58	0.69	0.48	0.47	0.40	0.41	0.34	0.27	0.26	0.35	0.40	0.49	0.70

Далее с помощью тепловизора фиксировалось температурное поле наружной стенки сверхзвукового канала. Ее можно принять равной адиабатной температуре стенки при обтекании сверхзвуковым потоком внутренней стенки канала. Это допущение правомерно, поскольку теплопроводность латуни достаточно велика ( $\lambda \approx 110 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ ), а с наружной стороны канала температура стенки изменяется только за счет естественной конвекции. Следовательно, коэффициент теплоотдачи с наружной стороны канала незначителен.

Как видно из графика (Рис.3.27), установка ребер по длине канала увеличивает адиабатную температуру стенки, уменьшая, таким образом, потенциал охлаждения дозвукового потока в устройстве энергоразделения. Локальное увеличение адиабатной температуры стенки наблюдается перед каждым ребром, что аналогично эффекту повышения коэффициента восстановления температуры перед ступенькой [119]. Так, например, для трех ребер и температуры торможения  $T_0^* = 40.6^\circ\text{C}$  увеличение адиабатной температуры в абсолютных значениях (Кельвинах) изменяется от долей процента на коническом участке канала и возрастает до 2.5% в конце цилиндрического участка. При этом температурный напор в устройстве энергоразделения ( $T_0^* - T_w^*$ ) уменьшается уже в начале канала с ребрами на величину около 3% в сравнении с гладким каналом. Однако, суммарный эффект безмашинного энергоразделения зависит также от интенсивности теплопередачи через разделяющую потоки стенку – коэффициента теплоотдачи. Основной гипотезой исследования было то, что в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем и в областях отрыва пограничного слоя за ребрами коэффициент теплоотдачи возрастет сильнее, чем уменьшится температурный напор за счет роста адиабатной температуры стенки (коэффициента восстановления температуры).

В Таблица 3.3 сведены результаты экспериментов по определению адиабатной температуры стенки по длине сверхзвукового канала. Варьировалась температура торможения в форкамере ( $\sim 25.5^\circ\text{C}$  и  $\sim 40^\circ\text{C}$ ), количество ребер (от одного до трех) и их расположение.



**Рис.3.27** – Графики распределения температуры наружной стенки сверхзвукового канала устройства энергоразделения для двух конфигураций: «гладкая стенка» – безотрывное обтекание, «ударная волна» – канал с одним (а), двумя (б) и тремя (в) ребрами по длине при варьировании температуры торможения (25.5°C и 40°C)

**Таблица 3.3** – Распределение температуры наружной стенки по длине сверхзвукового канала при варьировании температуры торможения в форкамере, количества и расположения кольцевых рёбер

№	$T_0^*$ (°C)	Наличие ребра на длине (мм)			Температура наружной стенки по длине (мм) сверхзвукового канала (°C)																			
		100	200	300	5	32	59	87	112	135	161	188	212	237	260	288	312	338	360	388	488	588	690	704
1	40.6	Гладкий канал			21.5	20.8	20.1	19.3	18.4	17.9	17.4	16.8	16.2	15.8	15.5	15.2	14.9	14.7	14.6	14.4	15.0	16.3	18.0	19.0
2	25.8	Гладкий канал			11.0	9.7	8.7	8.0	7.0	6.5	6.0	5.4	4.9	4.6	4.3	3.8	3.7	3.4	3.3	3.1	4.0	5.0	6.7	7.3
3	40.8	▲			22.5	21.9	21.3	21.0	19.5	19.1	18.6	18.2	17.5	17.2	16.9	16.6	16.3	16.0	15.9	15.8	16.5	18.2	20.6	20.7
4	25.9	▲			10.9	9.8	9.0	8.7	7.1	6.7	6.4	5.9	5.5	5.3	5.1	4.8	4.7	4.5	4.4	4.3	5.3	6.7	9.1	9.5
5	40.8	▲	▲		22.2	21.6	21.0	20.7	19.2	18.8	18.4	18.2	17.1	17.0	16.8	16.6	16.4	16.2	16.1	16.1	17.0	19.2	22.3	22.3
6	25.9	▲	▲		10.9	9.8	9.1	8.8	7.2	6.9	6.5	6.2	5.5	5.4	5.4	5.2	5.1	5.1	4.9	5.0	6.2	8.0	11.7	12.0
7	40.6	▲	▲	▲	22.1	21.6	21.1	20.8	19.4	19.0	18.7	18.4	17.4	17.2	17.1	16.9	16.3	16.3	16.4	16.4	18.0	22.4	25.5	25.3
8	25.9	▲	▲	▲	11.4	10.3	9.5	9.3	7.8	7.4	7.1	6.7	6.1	6.0	6.1	5.7	5.4	5.6	5.6	5.8	7.6	11.8	14.8	14.9
9	40.8	▲		▲	22.2	21.7	21.1	20.8	19.5	19.0	18.6	18.2	17.5	17.2	17.0	16.7	16.0	16.0	16.0	16.1	17.1	19.4	22.9	23.0
10	25.9	▲		▲	11.0	9.9	9.2	8.9	7.4	6.9	6.7	6.1	5.7	5.5	5.5	5.0	4.5	4.6	4.6	4.7	6.0	8.0	11.9	12.2
11	40.6			▲	21.7	21.0	20.2	19.4	18.5	17.9	17.3	16.8	15.9	15.5	15.2	14.8	14.0	13.9	13.9	13.9	14.8	16.5	18.5	18.5
12	25.9			▲	11.3	10.0	9.2	8.4	7.6	7.0	6.6	6.0	5.4	5.2	5.0	4.5	3.9	3.9	3.9	4.0	5.2	6.4	8.9	9.4
13	40.7		▲	▲	22.4	21.7	20.9	20.2	19.3	18.8	18.4	17.8	16.6	16.4	16.2	15.9	15.3	15.3	15.4	15.5	16.8	18.9	21.9	22.1
14	25.8		▲	▲	10.9	9.6	8.7	7.8	7.0	6.4	5.9	5.3	4.1	4.0	4.0	3.5	3.2	3.2	3.2	3.2	4.8	6.5	9.8	10.2
15	40.7		▲		22.1	21.3	20.6	20.0	19.2	18.7	18.3	17.8	16.6	16.4	16.2	16.0	15.8	15.6	15.5	15.4	16.3	18.1	19.9	20.1
16	25.7		▲		10.8	9.7	9.0	8.1	7.4	6.9	6.4	6.0	4.8	4.8	4.7	4.5	4.5	4.3	4.2	4.2	5.3	6.5	9.1	10.0

### 3.3.2 Влияние генераторов ударных волн на эффекты нагрева и охлаждения потоков в устройстве безмашинного энергоразделения

После проведения исследования отдельно сверхзвукового канала, производился монтаж наружного кольцевого канала, по которому запускался дозвуковой поток (раздел 2.5). На данном этапе измерялся суммарный эффект энергоразделения по показаниям термопар на входе и выходе из соответствующих каналов устройства.

Данные по нагреву сверхзвукового и охлаждению дозвукового потоков в устройстве энергоразделения относительно температуры торможения на входе в устройство представлены на Рис.3.28. Каждое значение разности температур представлено в зависимости от параметра  $\mu$ , равного отношению расходов дозвукового потока  $G_{\text{доз}}$  к сверхзвуковому  $G_{\text{сверх}}$ :  $\mu = G_{\text{доз}}/G_{\text{сверх}}$ .

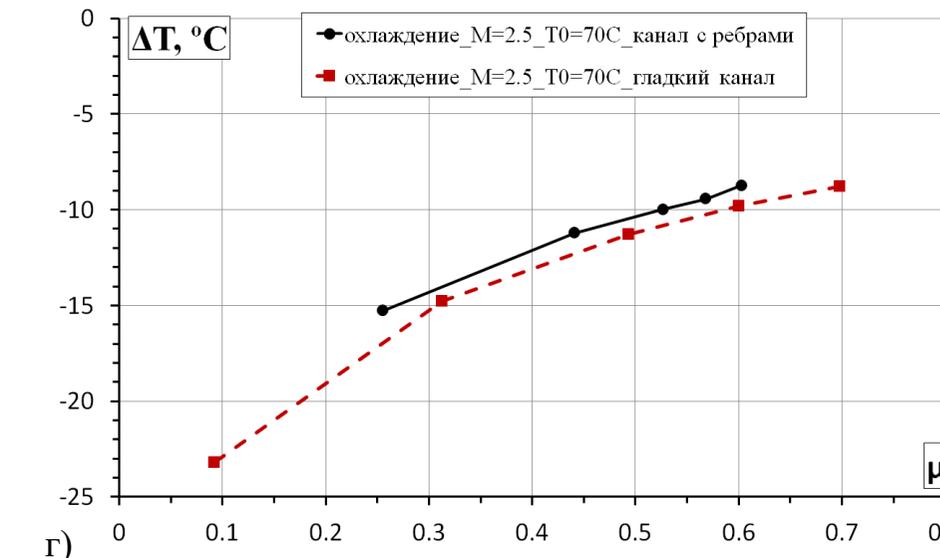
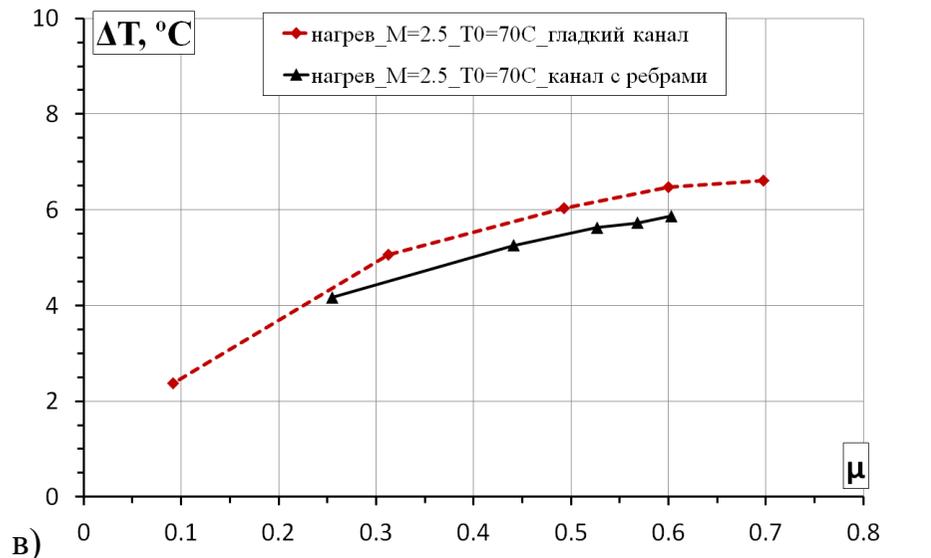
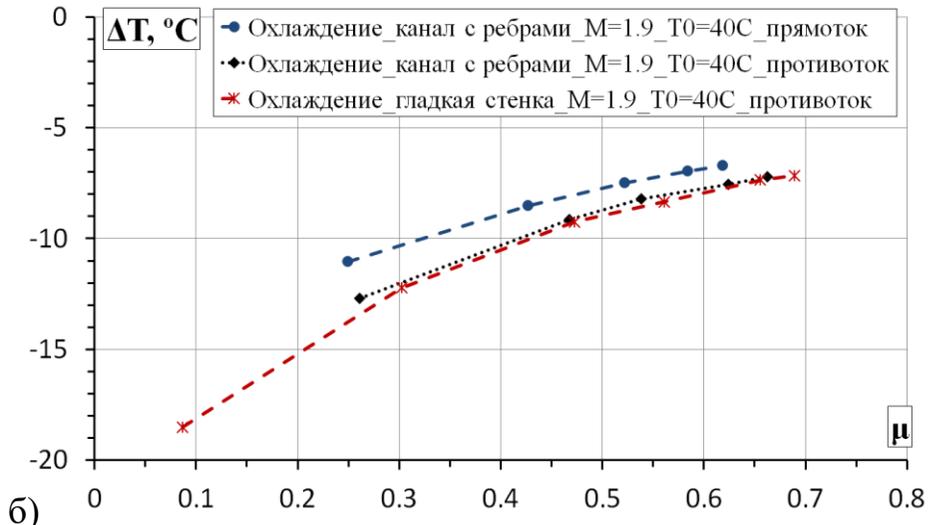
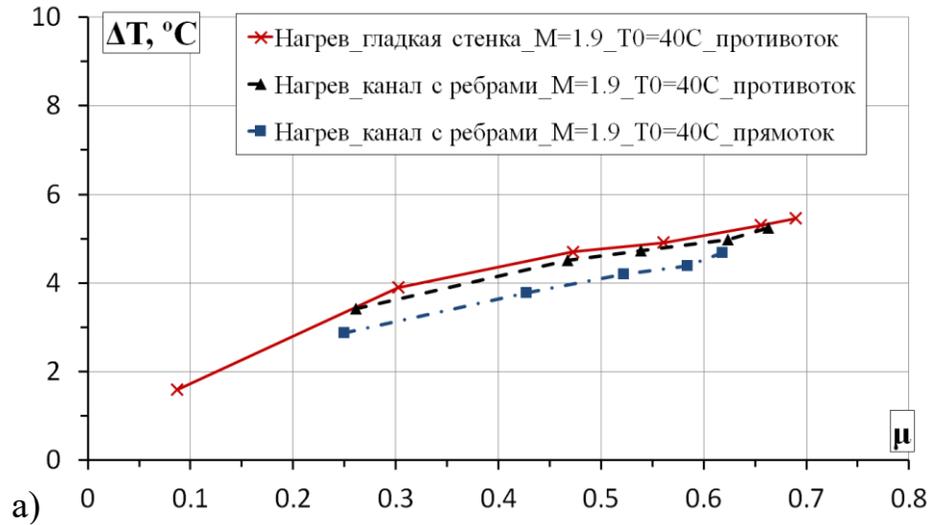
На Рис.3.28, а, б) показано сравнение трех режимов: разнонаправленное движение потоков с гладким сверхзвуковым каналом – «гладкая стенка\_противоток», сонаправленное и разнонаправленное движение потоков с оребренным сверхзвуковым каналом – «канал с ребрами\_противоток» и «канал с ребрами\_прямоток». Эксперименты проводились с тремя кольцевыми ребрами, установленными на длине 100, 200 и 300 мм (раздел 2.5) при числе Маха на срезе сопла 1.9 и температуре торможения 40°C.

Как видно из Рис.3.28, а, б), режим противотока работы устройства энергоразделения с ребрами в сверхзвуковом канале оказывается эффективнее, чем прямоток. В диапазоне исследованных значений относительного расхода нагрев в противоточном канале оказался больше, чем в прямоточном на величину от 6% ( $\mu=0.62$ ) до 16.7% ( $\mu=0.26$ ), охлаждение – от 11.5% до 16.6% ( $\mu=0.52$  и 0.26). Противоточная схема с гладким каналом показала наибольший эффект нагрева и охлаждения, хотя отличие от оребренного канала и незначительное и, как правило, находится в пределах точности термопары ( $\pm 0.85^\circ\text{C}$ ). Суммарный эффект энергоразделения на выходе из устройства для прямоточной схемы с оребрением составил от 11.4 до 13.9°C ( $\mu=0.58$  и 0.25), для противоточной схемы с оребрением –

от 12.4 до 16.1°C ( $\mu=0.66$  и 0.26), и, наконец, для схемы с гладким сверхзвуковым каналом противоточной компоновки – от 12.7 до 20°C ( $\mu=0.66$  и 0.09). Таким образом, суммарный эффект энергоразделения в противоточной схеме с оребрением оказалась эффективнее, чем прямоточная на величину до 16.6%. Конфигурации с гладким каналом показала больший эффект энергоразделения, чем с оребрением противоточной схемы, на величину до 4.8%.

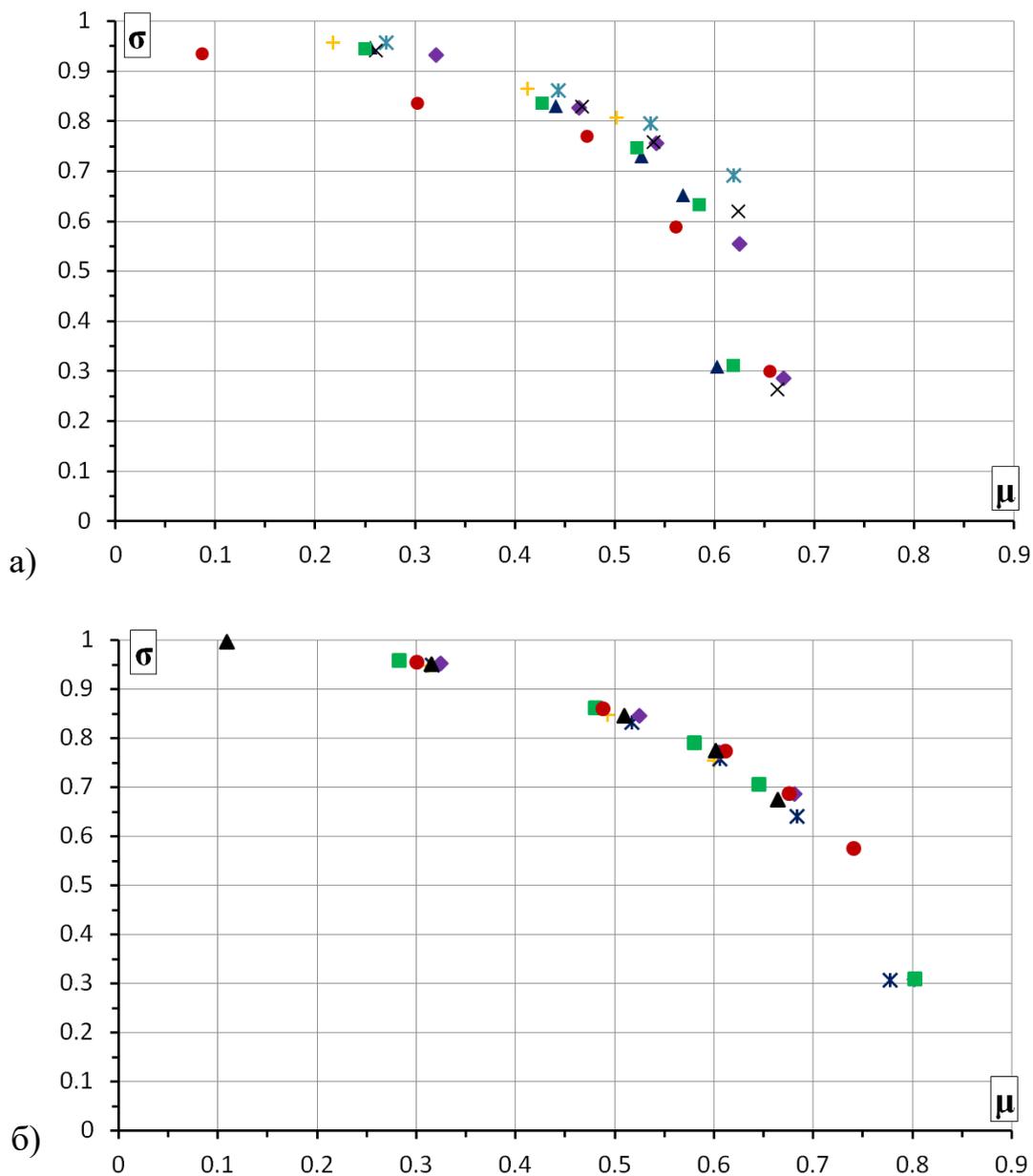
При увеличении температуры торможения до 70°C и числа Маха до 2.5 (Рис.3.28, в, г), уменьшение эффекта энергоразделения в конфигурации устройства с оребрением оказалось более выраженным в сравнении с гладким каналом. Нагрев для схемы с гладким каналом больше, чем в оребренном, на величину от 6.1 до 16.8% ( $\mu=0.26$  и 0.33), охлаждение – от 2.1 до 10.8% ( $\mu=0.33$  и 0.61). Суммарный эффект энергоразделения для схемы с оребрением был зафиксирован на уровне от 14.6 до 19.4°C ( $\mu=0.61$  и 0.26), для схемы с гладким каналом – от 15.3 до 25.3°C ( $\mu=0.71$  и 0.1). Как видно из Рис.3.28, наиболее эффективно устройство энергоразделения работает на охлаждение дозвукового потока, причем эффективность возрастает при уменьшении относительного расхода по дозвуковой стороне устройства.

Несмотря на уменьшение эффекта энергоразделения при возникновении ударных волн в сверхзвуковом канале, работоспособность устройства сохраняется. Максимальное зафиксированное уменьшение суммарного эффекта энергоразделения составило около 11.5% для режима с числом Маха 2.5, температурой торможения 70°C в конфигурации сверхзвукового канала с тремя ребрами. Как было показано в предыдущем разделе 3.3.1, наименее эффективно работает участок цилиндрического сверхзвукового канала. Как следует из Рис.3.27, адиабатная температура стенки на длине от 400 до 700 мм значительно увеличивается из-за уменьшения скорости потока (Рис.3.26). Предпочтительной является конструкция полностью расширяющегося канала, однако из-за технических ограничений на стенде пока не удается реализовать данную конфигурацию.



**Рис.3.28** – Эффекты нагрева (а, в) и охлаждения (б, г) потоков на выходе из устройства энергоразделения в зависимости от относительного расхода дозвукового потока к сверхзвуковому при постоянных параметрах:  $M_0 = 1.9$ ,  $T_0^* = 40^\circ\text{C}$  (а, б);  $M_0 = 2.5$ ,  $T_0^* = 70^\circ\text{C}$  (в, г) и конфигураций устройства: «противоток\_гладкий канал», «противоток\_канал с ребрами» (а-г) и «прямоток\_канал с ребрами» (а, б)

Исследования устройства энергоразделения проводились с турбулизаторами в дозвуковом канале в виде кольцевых круглых выступов высотой 1 мм, установленных через каждые 10 мм (Рис.2.16). Потери полного давления по дозвуковому потоку контролировались измерениями на входе и выходе из устройства:  $\sigma = P_{003}^*/P_0^*$  (Рис.2.19, а). При увеличении расхода дозвукового потока, коэффициент сохранения полного давления уменьшается. Для чисел Маха 1.9 и 2.5 ( $P_0^*=12$  атм и 16.9 атм) результаты приведены в виде сводных графиков (Рис.3.29).



**Рис.3.29** – Результаты измерений коэффициента сохранения полного давления дозвукового потока в устройстве энергоразделения в зависимости от относительного расхода при давлении торможения на входе:  $P_0^* = 12$  атм (а),  $P_0^* = 16.9$  атм (б)

### 3.3.3 Влияние длины канала на эффект безмашинного энергоразделения

На следующем этапе последний участок сверхзвукового канала (от 600 до 700 мм) заменялся на аналогичный, но сделанный из нетеплопроводного материала (раздел 2.5). Такой подход позволил исследовать влияние длины рабочего участка на эффект энергоразделения.

На Рис.3.30 а, б) представлены эффекты нагрева и охлаждения потоков на выходе из устройства энергоразделения для гладкого канала и канала с ребрами длиной 600 мм (на предыдущем этапе длина канала составляла 700 мм). Видно, что при уменьшении длины теплопроводного цилиндрического участка, эффект энергоразделения для канала с ребрами практически сравнивается с гладким каналом. Отсюда можно сделать вывод, что несмотря на значительное увеличение адиабатной температуры стенки в окрестности кольцевого ребра, интенсификация теплоотдачи в данной области компенсирует потери температурного напора. Использование ребер в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения будет обосновано в случае полностью расширяющегося канала без цилиндрических участков. В этом случае можно добиться уменьшения габаритов устройства при сохранении того же эффекта энергоразделения на выходе. Задача в данном случае является оптимизационной.

На Рис.3.30 в, г) показано сравнении эффектов нагрева и охлаждения потоков в устройстве энергоразделения с ребрами в сверхзвуковом канале при варьировании длины рабочего участка. Увеличение эффекта энергоразделения при длине канала 700 мм составляет от 9 до 12.3% при числе Маха  $M_0=2.5$  и температуре торможения  $T_0^*=40^\circ\text{C}$  (Рис.3.30 в). При числе Маха  $M_0=1.9$  и температуре торможения  $T_0^*=40^\circ\text{C}$  увеличение суммарного эффекта энергоразделения составило от 6.9 до 9.8% в диапазоне исследованных относительных расходов ( $\mu=0.26\div 0.66$ ).

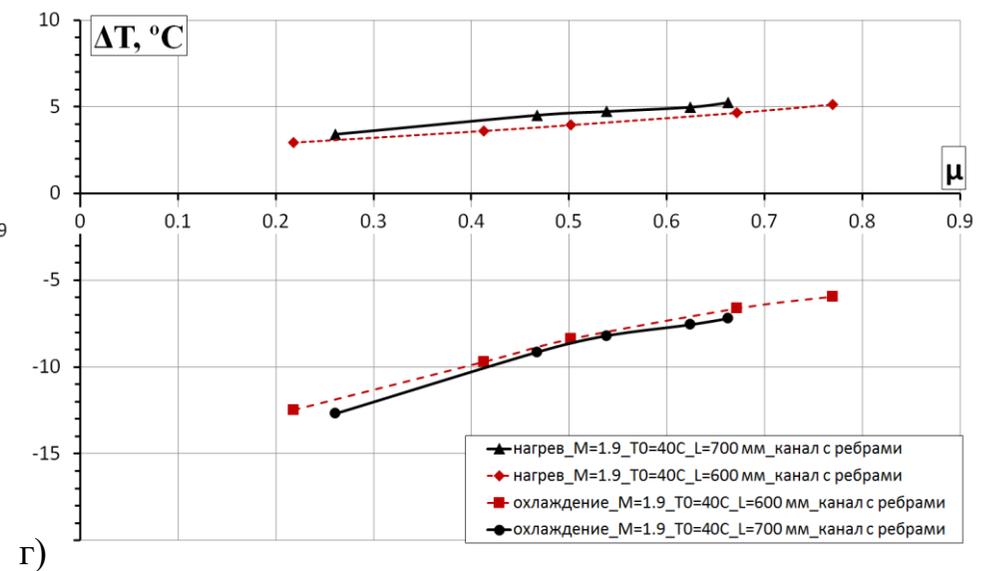
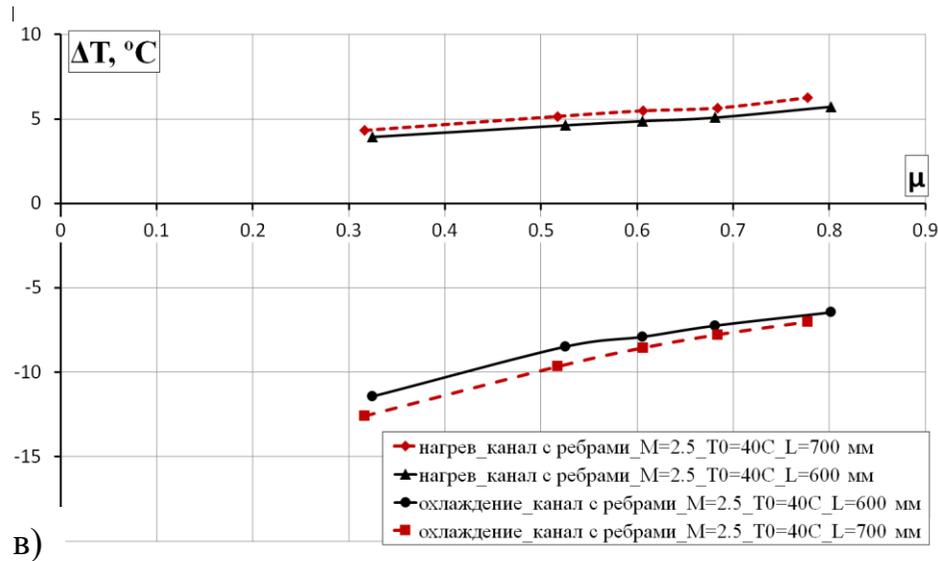
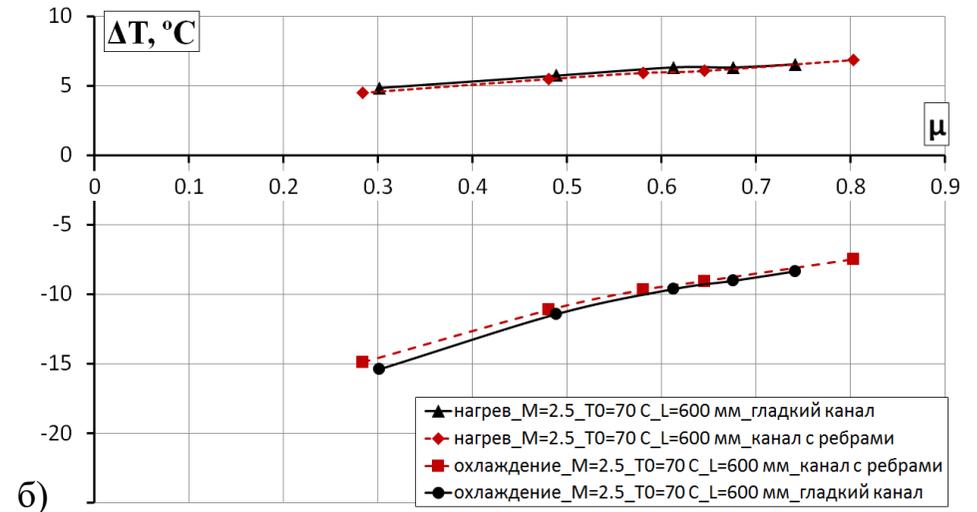
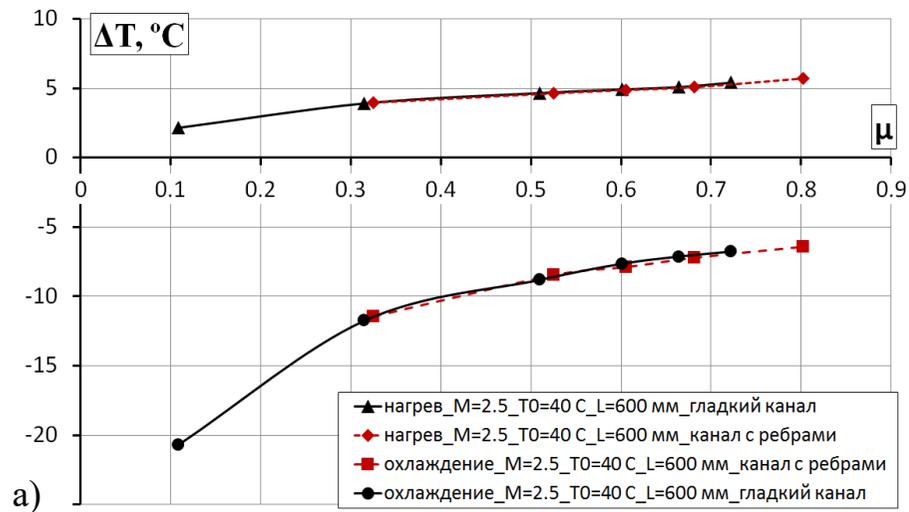
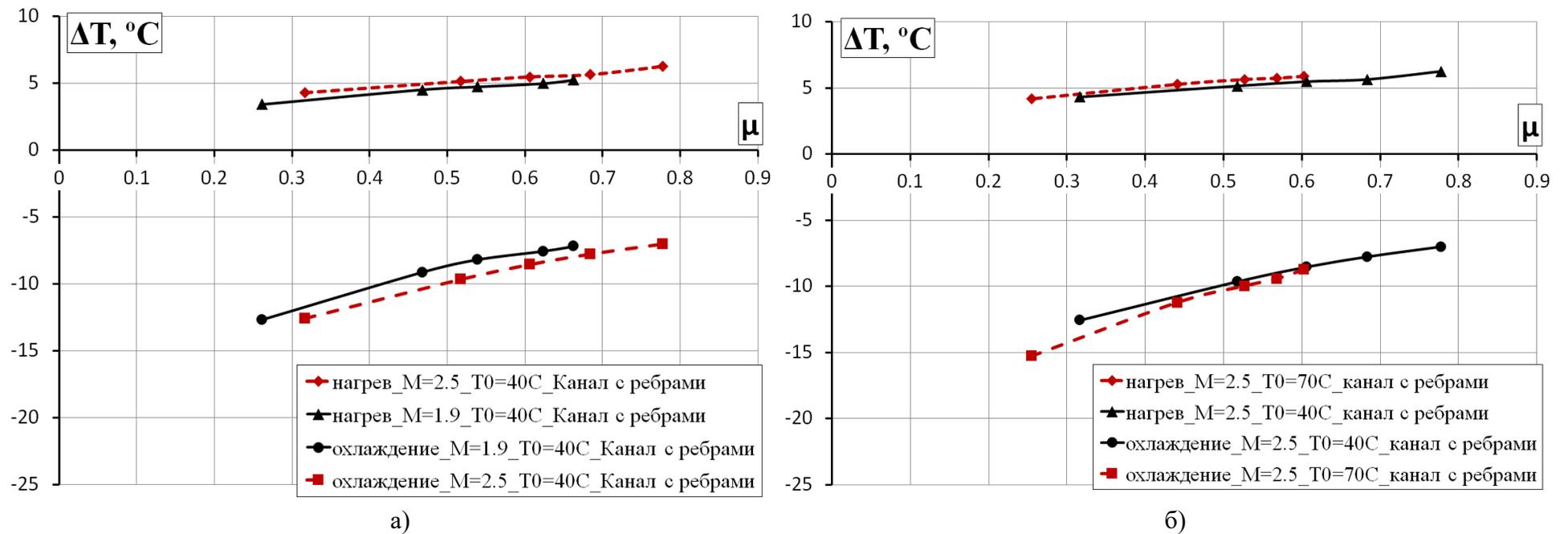


Рис.3.30 – Эффекты энергоразделения потоков в зависимости от относительного расхода при варьировании длины рабочего участка:  $L=600$  мм, гладкий канал / канал с ребрами (а, б),  $L=600 / 700$  мм, канал с ребрами (в, г);  $M_0 = 2.5, T_0^* = 40^\circ\text{C}$  (а, в);  $M_0 = 2.5, T_0^* = 70^\circ\text{C}$  (б);  $M_0 = 1.9, T_0^* = 40^\circ\text{C}$  (г)

### **3.3.4 Влияние числа Маха и температуры торможения на эффект безмашинного энергоразделения**

В рамках эксперимента также проведено сравнение режима работы оробренного устройства энергоразделения с разными соплами, обеспечивающими числа Маха на срезе сопла 1.9 и 2.5 (Рис.3.31, а). В работах [59] [148] отмечается существование оптимальной приведенной скорости сверхзвукового потока рабочего тела с точки зрения увеличения количества теплоты, которое возможно передать от дозвукового потока к сверхзвуковому. С одной стороны, с увеличением скорости повышается температурный напор (уменьшается адиабатная температура), с другой стороны – начинает уменьшаться коэффициент теплоотдачи со стороны сверхзвукового потока. Как следует из Рис.3.31, а), с увеличением числа Маха на входе от 1.9 до 2.5 наблюдается тенденция к повышению эффекта энергоразделения на выходе из устройства: в диапазоне относительного расхода  $\mu=0.31\div 0.66$  увеличение составило от 9% до 13%.

Согласно соотношению для теплового потока в устройстве энергоразделения (1.10), с увеличением температуры торможения на входе эффект энергоразделения также должен повышаться. В рамках исследования оробренного устройства было выполнено сравнение двух режимов работы с начальными температурами 40°C и 70°C. Из графика (Рис.3.31, б) видно, что повышение температуры прежде всего влияет на степень охлаждения дозвукового потока. В исследованном диапазоне относительного расхода дозвукового потока (0.31-0.61), увеличение эффекта энергоразделение составило от 4.3 до 9.4%.



**Рис.3.31** – Эффекты нагрева и охлаждения потоков  $\Delta T$  на выходе из устройства энергоразделения с оребрением сверхзвукового канала в зависимости от отношения расхода дозвукового потока к сверхзвуковому  $\mu$ :  $T_0^* = 40^\circ\text{C}$ ,  $M_0 = 1.9 / 2.5$  (а);  $M_0 = 2.5$ ,  $T_0^* = 40 / 70^\circ\text{C}$  (б)

Возможным продолжением исследований в данном направлении является установка генераторов ударных волн в центральной части сверхзвукового канала, либо организация сверхзвукового течения в кольцевом канале, а дозвукового – в центральном. В последнем случае для генерации ударных волн можно также использовать кольцевые ребра. И тот, и другой способ позволят избежать пересечения ударных волн до их падения на стенку. Такой способ генерации ударных волн, вероятно, будет способствовать более существенной интенсификации теплоотдачи, чем было зафиксировано в данном экспериментальном исследовании.

Безусловно положительным результатом данного исследования (раздел 3.3) является результат, свидетельствующий о том, что ударные волны, возникающие в сверхзвуковом канале, не оказывают негативного воздействия на эффект энергоразделения. Этот факт может способствовать внедрению устройства в промышленности, поскольку существенно снижается риск потери работоспособности устройства в случае непредвиденного возникновения ударных волн в сверхзвуковом потоке.

### **3.3.5 Выводы по разделу 3.3**

Представлены результаты сравнительного экспериментального исследования устройства безмашинного энергоразделения с генераторами ударных волн в сверхзвуковом канале и при их отсутствии в гладком канале. В качестве генераторов ударных волн использовались кольцевые ребра, установленные в коническо-цилиндрическом сверхзвуковом канале устройства энергоразделения. Эффекты нагрева и охлаждения потоков на выходе из устройства сравнивались с данными, полученными при работе установки без генераторов ударных волн при одинаковых начальных параметрах газового потока. Показано, что установка ребер приводит к увеличению статического давления в канале (до 2.2 раза) и росту температуры стенки (в абсолютных значениях – до 2.5% в конце рабочего участка). Наибольший рост параметров наблюдается на цилиндрическом участке сверхзвукового канала. Установка ребер в коническо-цилиндрическом сверхзвуковом канале привела к уменьшению эффекта энергоразделения на выходе из устройства. Максимальное

зафиксированное уменьшение суммарного эффекта энергоразделения составило около 11.5% для режима с числом Маха 2.5, температурой торможения 70°C в конфигурации сверхзвукового канала с тремя ребрами. При уменьшении длины теплопроводного цилиндрического участка рабочего канала эффекты энергоразделения для гладкого и оребренного каналов практически сравнялись. Сделан вывод о целесообразности использования ребер в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения в случае полностью расширяющегося канала без цилиндрических участков. Несмотря на уменьшение эффекта энергоразделения при возникновении ударных волн в сверхзвуковом канале, работоспособность устройства сохраняется. Этот факт может способствовать внедрению устройства в промышленности, поскольку устраняется риск потери работоспособности в случае непредвиденного возникновения ударных волн в сверхзвуковом канале устройства. В рамках эксперимента получено, что режим противотока работы исследуемого устройства оказывается эффективнее, чем при прямотоке на величину до 16.6%. С увеличением числа Маха на входе от 1.9 до 2.5 эффект энергоразделения в канале с оребрением возрастает на величину до 13%. Повышение температуры торможения от 40 до 70°C также привело к увеличению эффекта энергоразделения на величину до 9.4%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Создан экспериментальный стенд для исследования воздействия различных факторов на тепловые и динамические параметры в потоке сжимаемого газа с использованием систем регистрации данных National Instruments, автоматизированных программ опроса и обработки показаний сенсорных устройств в среде LabView, оптических методов визуализации картины течения и бесконтактных тепловизионных методов фиксации температурных полей. На стенде проводится лабораторная работа специального студенческого практикума 4 курса механико-математического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, выпущены методические указания.

2. Экспериментально зафиксировано увеличение адиабатной температуры стенки в области падения ударной волны на плоскую стенку на величину до 2% в абсолютном значении в сравнении с обтеканием гладкой стенки без вносимых возмущений в поток. Статическое давление в области падения ударной волны при этом выросло до 2.2 раза. Увеличение коэффициента восстановления температуры составило до 4.5% (до значения 0.92) при неопределенности измерения  $\pm 1.6\%$ . Разность между температурой торможения и адиабатной температурой стенки в области падения ударной волны уменьшается на величину до 30% в сравнении с обтеканием гладкой стенки. Таким образом, уменьшается температурный напор и, соответственно, потенциал для безмашинного энергоразделения. С целью повышения точности определения коэффициента теплоотдачи в потоке сжимаемого газа при взаимодействии падающей ударной волны с пограничным слоем предложено учитывать полученное увеличение адиабатной температуры стенки и коэффициента восстановления в области взаимодействия.

3. В области отрывного течения за ребром зафиксировано уменьшение адиабатной температуры стенки в сравнении с обтеканием гладкой стенки на величину до 4% в абсолютном значении. Коэффициент восстановления температуры (неопределенность измерения  $\pm 1.6\%$ ) при этом уменьшается на величину до 8% (до значения 0.82) при расчете по параметрам набегающего потока и до 12% (до 0.78) –

при расчете по локальным параметрам. Разность между температурой торможения и адиабатной температурой стенки возрастает за ребром на величину до 70% в сравнении с обтеканием гладкой стенки. Данный эффект свидетельствует о том, что отрывные течения не только не снижают эффективность безмашинного энергоразделения, но и могут способствовать интенсификации данного процесса.

4. Представлена методика одновременного определения коэффициента восстановления температуры и коэффициента теплоотдачи в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа на нестационарном режиме в процессе запуска аэродинамической установки до выхода на стационарный тепловой режим. Методика применена к исследованию влияния отрывного течения за ребром на коэффициент восстановления температуры и интенсификацию теплоотдачи в сравнении с обтеканием гладкой стенки. Подтвержден эффект уменьшения коэффициента восстановления при течении сверхзвукового потока за ребром, полученный на стационарном тепловом режиме. Уменьшение коэффициента восстановления температуры (неопределенность измерения  $\pm 0.8\%$ ) при течении на плоской стенке за ребром составило от 3.6% при высоте ребра 2 мм до 7.7% при высоте ребра 8 мм в сравнении с безотрывным обтеканием гладкой стенки. Коэффициент теплоотдачи возрастает на величину до 33% для ребренной стенки в сравнении с гладкой (неопределенность измерения  $\pm 9.6\%$ ). Максимальное увеличение числа Стэнтона наблюдалось при высоте ребра равного толщине пограничного слоя и составило от 29 до 42% (неопределенность измерения  $\pm 9.5\%$ ). При течении за ребром разность между температурой торможения и адиабатной температурой стенки возрастает на величину от 23 до 58% в сравнении с режимом обтекания гладкой стенки. Таким образом, в области отрывного течения сверхзвукового потока за ребром зафиксировано одновременное уменьшение коэффициента восстановления температуры и интенсификация теплоотдачи, что способствует увеличению количества теплоты, передаваемой от дозвукового потока к сверхзвуковому в устройстве безмашинного энергоразделения.

5. Представлены результаты сравнительного экспериментального исследования устройства безмашинного энергоразделения с генераторами ударных волн в

сверхзвуковом канале и при их отсутствии в гладком канале. В качестве генераторов ударных волн использовались кольцевые ребра, установленные в коническо-цилиндрическом сверхзвуковом канале устройства энергоразделения. Эффекты нагрева и охлаждения потоков на выходе из устройства сравнивались с данными, полученными при работе установки без генераторов ударных волн при одинаковых начальных параметрах газового потока. Показано, что установка ребер приводит к увеличению статического давления в канале (до 2.2 раза) и росту температуры стенки (в абсолютных значениях – до 2.5% в конце рабочего участка). Наибольший рост параметров наблюдается на цилиндрическом участке сверхзвукового канала. Установка ребер в коническо-цилиндрическом сверхзвуковом канале привела к уменьшению эффекта энергоразделения на выходе из устройства. Максимальное зафиксированное уменьшение суммарного эффекта энергоразделения составило около 11.5% для режима с числом Маха 2.5, температурой торможения 70°C в конфигурации сверхзвукового канала с тремя ребрами.

6. При уменьшении длины цилиндрического участка рабочего канала (с 300 до 200 мм) эффекты энергоразделения для гладкого и оребренного каналов практически сравнивались. Сделан вывод о целесообразности использования ребер в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения в случае полностью расширяющегося канала без цилиндрических участков. Несмотря на уменьшение эффекта энергоразделения при возникновении ударных волн в сверхзвуковом канале, работоспособность устройства сохраняется. Этот факт может способствовать внедрению устройства в промышленности, поскольку устраняется риск потери работоспособности в случае непредвиденного возникновения ударных волн в сверхзвуковом канале устройства. В рамках эксперимента получено, что режим противотока работы исследуемого устройства оказывается эффективнее, чем при прямотоке на величину до 16.6%. С увеличением числа Маха на входе от 1.9 до 2.5 эффект энергоразделения в канале с оребрением возрастает на величину до 13%. Повышение температуры торможения от 40 до 70°C также привело к увеличению эффекта энергоразделения на величину до 9.4%.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Eckert E.R.G. Energy separation in fluid streams // Int. Comm. Heat mass transfer. Vol. 13, 1986. P. 127-143.
- [2] Леонтьев А.И. Газодинамические методы температурной стратификации (обзор) // Изв. РАН. МЖГ, 2002. №4. С. 6-26.
- [3] Бурцев С.А., Леонтьев А.И. Исследование влияния диссипативных эффектов на температурную стратификацию в потоках газа (обзор) // ТВТ, 2014. Т. 52. №2. С. 310-322.
- [4] Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике / Самара: Оптима, 1997. 346 с.
- [5] Пиралишвили Ш.А. Вихревой эффект (физическое явление, эксперимент, теоретическое моделирование) // М.: ООО "Научтехлитиздат", 2012. - 342 с.
- [6] Леонтьев А.И. Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т. 35. № 1.С. 157-159.
- [7] Леонтьев А.И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // ДАН. 1997. Т. 354. № 4. С. 475.
- [8] Леонтьев А.И. Способ температурной стратификации газа и устройство для его осуществления (Труба Леонтьева). Патент на изобретение РФ №2106581. Кл. МПК-6: F25B9/02.10.03.1998.
- [9] Вигдорович И.И., Леонтьев А.И. К теории энергоразделения потока сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ, 2010. №3. С. 103-109.
- [10] Бурцев С.А. Методика расчета устройств газодинамической температурной стратификации при течении реального газа // Тепловые процессы в технике. 2013, № 9. С. 386-390.
- [11] Здитовец А.Г., Титов А.А. Экспериментальное исследование газодинамического метода безмашинного энергоразделения воздушных потоков // Тепловые процессы в технике. 2013. № 9. С. 391-397.

- [12] Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М. Экспериментальное исследование безмашинного энергоразделения воздушных потоков в трубе Леонтьева // Тепловые процессы в технике. 2015. № 9. С. 397-404.
- [13] Волчков Э.П., Макаров М.С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Изв.РАН. Энергетика, 2006. №2. С. 19-31.
- [14] Leontiev A.I. New methods of gas-dynamic temperature stratification // Low temperature and cryogenic refrigeration. Cesme: Kluwer Acad. Publ., 2003. P. 249.
- [15] Макаров М.С., Макарова С.Н. Эффективность энергоразделения при течении сжимаемого газа в плоском канале // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 6. С. 777-787.
- [16] Бурцев С.А. Исследование путей повышения эффективности газодинамического энергоразделения // ТВТ, 2014. Т. 52. №1. С. 14-21.
- [17] Здитовец А.Г. Изучение влияния формы поверхности и критерия Прандтля на температуру теплоизолированного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа // Дисс. канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2005. 108 с.
- [18] Здитовец А.Г., Титов А.А. Влияние формы поверхности теплоизолированного стержня, омываемого сверхзвуковым потоком, на коэффициент восстановления температуры // Известия РАН. Энергетика. 2007. №2. С. 111-117.
- [19] Вигдорович И.И., Леонтьев А.И. Энергоразделение газов с малыми и большими числами Прандтля // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 6. С. 117-134.
- [20] Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое // М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.
- [21] Ligrani P.M., Oliveira M.M., Blaskovich T. Comparison of heat transfer augmentation techniques // AIAA Journal. Vol. 41, No. 3. 2003. P. 337-362.
- [22] Dolling D.S. Fifty Years of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Research: What Next? // AIAA Journal. Vol. 39, №8, 2001. P. 1517-1531.

- [23] Боровой В.Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем // М.: Машиностроение, 1983. – 144 с.
- [24] Научные основы технологий XXI века / Под ред. Леонтьева А.И., Пилюгина Н.Н., Полежаева Ю.В., Поляева В.М. М.: УНПЦ "Энергомаш", 2000.135с.
- [25] Леонтьев А.И., Осипцов А.Н., Рыбдылова О.Д. Пограничный слой на плоской пластине в сверхзвуковом газокапельном потоке. влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53. № 6. С. 910.
- [26] Игнатъевская Л.А. Исследование двухфазного пограничного слоя на плоской стенке. Дис. канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1971. 158 с.
- [27] Goldstein R.J., Boyong He, Energy separation and acoustic interaction in flow across a circular cylinder // Transactions of the ASME. Vol. 123, 2001. P. 682-687.
- [28] Eiamsa-ard S., Promvong P. Review of Ranque–Hilsch effects in vortex tubes // Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2008. Vol. 12. P. 1822–1842.
- [29] Subudhi S., Sen M. Review of Ranque–Hilsch vortex tube experiments using air // Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2015. Vol. 52. P. 172–178.
- [30] Hartmann J., Troll B. On the New Method for the Generation of Sound Waves // Phys. Rev. 1922. V. 20. P. 719.
- [31] Sprenger H. On Thermal Effects in Resonance Tubes // NASA-TM-X-56287. 1964. 25 p.
- [32] Iwamoto J., Deckker B.E.L. A Study of the Hartmann- Sprenger Tube Using the Hydraulic Analogy // Exp. Fluids. 1985. V. 3. Issue 5. P. 245.
- [33] Murugappan S., Gutmark E. Parametric Study of the Hartmann Sprenger Tube // Exp. Fluids. 2005. V. 38 Issue 6. P. 813.
- [34] Raman G., Srinivasan K. The powered resonance tube: From Hartman n’s discovery to current active flow control applications // Progress in Aerospace Sciences, 2009. V. 45. P. 97–123.

- [35] Емин О.Н., Зарицкий С.П., Моравский А.В. Экспериментальное исследование работы эжектора с отрицательным коэффициентом эжекции // Теплоэнергетика, 1972. №10. С. 51-53.
- [36] Емин О.И., Зарицкий С.П. Способ охлаждения газа. А.с. 259915 РФ // Б.И. 1970. № 3.
- [37] Столяров А.А. О механизме энергоразделения в газовом эжекторе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. №6. С. 145.
- [38] Столяров А.А. Об эффекте энергоразделения в двухфазном потоке // ИФЖ, 1976. Т. 31. № 3. С. 474-479.
- [39] Goldstein R.J., Seol W.S. Energy Separation in a Jet Row // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1997. V. 119. I. 1. P. 74-82.
- [40] Seol W.S. Energy separation in a jet flow // Ph.D. thesis, University of Minnesota, Minneapolis, MN. 1993.
- [41] Eckert E., Drewitz O. Die Berechnung des Temperaturfeldes in der laminaren Grenzschicht schnell angestromter, unbeheizter Körper // Luftfahrt-Forschung. 1942. Bd. 19. S. 189.
- [42] Popovich S.S., Egorov K.S., Vinogradov Yu.A. Experimental research of adiabatic wall temperature influenced by separated supersonic flow // Proceedings of 15th International Heat Transfer Conference, ИНТС-15-8962, 2014, 11 p.
- [43] Бурцев С.А., Визель Я.М., Леонтьев А.И., Чижиков Ю.В. Способ охлаждения природного газа после компрессорных станций. Патент на изобретение РФ № 2155303. Кл. МПК-7: F25B9/04, F25B30/00. 27.08.2000.
- [44] Бурцев С.А., Визель Я.М., Леонтьев А.И., Чижиков Ю.В. Способ низкотемпературной сепарации промышленного газа. Патент на изобретение РФ №2156271. Кл. МПК-7: C10G5/06. 20.09.2000.
- [45] Бурцев С.А., Визель Я.М., Леонтьев А.И., Чижиков Ю.В. Холодильная установка. Патент на изобретение РФ № 2156413. Кл. МПК-7: F25B1/00, 39/02. 20.09.2000.

- [46] Бурцев С.А., Визель Я.М., Леонтьев А.И., Чижиков Ю.В. Способ регулируемого бесподогревного редуцирования магистрального природного газа и устройство для его осуществления. Патент на изобретение РФ № 2162190. Кл. МПК-7: F17D1/04, F25B9/02. 20.01.2001.
- [47] Ковальногов Н.Н., Магазинник Л.М., Федоров Р.В. Сверхзвуковая труба температурной стратификации. Патент на изобретение РФ № 2334178. Кл. МПК-8: F25B9/02. 20.09.2008.
- [48] Бурцев С.А. Исследование температурного разделения в потоках сжимаемого газа: дис. канд. тех. наук: 01.04.14 / М., 2001. 124 с.
- [49] Макаров М.С. Исследование температурного разделения в потоках сжимаемого газа. Автореф. дис. канд. техн. наук. Новосибирск: Ин-т теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 2007. 16с.
- [50] Магазинник Л.М. Численное моделирование теплоотдачи высокоскоростных дисперсных потоков. Автореф. дис. канд. техн. наук. Ульяновск: Ульяновск, гос. техн. ун-т, 2010. 19 с.
- [51] Федоров Р.В. Математическое моделирование и численный анализ эффективности пленочного охлаждения поверхности, обтекаемой высокоскоростным потоком с воздействиями. Автореф. дис. канд. техн. наук. Ульяновск: Ульяновск. гос. техн. ун-т, 2011. 19 с.
- [52] Макарова М.С. Численное исследование тепловых и динамических процессов в элементах устройств энергоразделения газов: дис. к.т.н.: 01.04.14 / ОИВТ РАН. Москва, 2014. 121 с.
- [53] Бурцев С.А. Исследование температурной стратификации газа // Вестн. МГТУ. Машиностроение. 1998. №2. С.65.
- [54] Бурцев С.А. Оптимизация геометрии сверхзвукового канала в устройстве для энергоразделения // Вестн. МГТУ. Машиностроение. 1999. № 2. С. 48.

- [55] Леонтьев А.И., Бурцев С.А., Визель Я.М., Чижиков Ю.В. Экспериментальное исследование газодинамической температурной стратификации природного газа // Газовая промышленность. 2002. № 11. С. 72.
- [56] Бурцев С.А. Исследование устройства температурной стратификации при работе на природном газе // Наука и образование. Электр, журн. 2004. № 9. (<http://technomag.bmstu.ru/doc/516097.html>).
- [57] Бурцев С.А. Исследование работы устройства температурной стратификации на воде и природном газе // Наука и образование. Электр, журн. 2005. № 5. (<http://technomag.bmstu.ru/doc/529473.html>).
- [58] Леонтьев А.И. Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Литовская АН. Энергетика. 1998. № 2. С. 35.
- [59] Бурцев С.А., Леонтьев А.И. Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке газа // Изв. РАН. Энергетика. 2000. № 5. С. 101-113.
- [60] Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Леонтьев А.И. Течение газа в сверхзвуковом осесимметричном сопле с проницаемой вставкой // Изв. РАН. МЖГ. 1999. №5. С. 205.
- [61] Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Трение и теплообмен в пограничном слое на проницаемой поверхности при вдуве инородного газа // ТВТ. 2005. Т. 43. № 6. С. 880.
- [62] Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Коэффициент восстановления в области газовой завесы за проницаемой поверхностью // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 12.
- [63] Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Температура теплоизолированной проницаемой стенки в потоке сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2008. №5. С. 144.
- [64] Leontiev A.I., Lushchik V.G., Yakubenko A.E. A Heat insulated permeable wall with suction in a compressible gas flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52. P. 4001.

- [65] Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Пограничный слой на проницаемой стенке с отсосом газа // ТВТ. 2010. Т. 48. № 3. С. 396.
- [66] Леонтьев А.И., Лущик В. Г., Макарова М.С. Температурная стратификация при отсосе пограничного слоя из сверхзвукового потока // ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 793.
- [67] Бурцев С.А. Исследование температурной стратификации газа и коэффициента восстановления при образовании конденсата газа // Тр. II Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 8. М.: Изд-во МЭИ, 1998. С. 58.
- [68] Вараксин А.Ю., Протасов М.В., Иванов Т.Ф., Поляков. Экспериментальное исследование поведения твердых частиц при их движении в гладкой и формованной лунками трубах // ТВТ. 2007. Т. 45. № 2. С. 254.
- [69] Волчков Э.П., Леонтьев А.И., Макарова С.Н. Температура инверсии при адиабатическом испарении жидкости в паровоздушную смесь // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14. № 4. С. 521.
- [70] Volchkov E.P., Leontiev A.I., Makarova S.N. Finding the Inversion Temperature for Water Evaporation in Air-Steam Mixture // Int. J. Heat Mass Transfer. 2007. V. 50. № 11-12. P. 2101.
- [71] Ковальногов Н.Н., Федоров Р.В. Численный анализ коэффициентов восстановления и теплоотдачи в высокоскоростном потоке // Изв. вузов. Авиац. техника. 2007. № 3. С. 54.
- [72] Ковальногов Н.Н., Магазинник Л.М. Численный лиз коэффициентов восстановления температуры и теплоотдачи в турбулентном дисперсном потоке // Изв. ВУЗов. Авиац. техника. 2008. № 2. С. 32.
- [73] Фокеева Е.В., Ковальногов Н.Н. Повышение эффективности газодинамической температурной стратификации в дисперсном потоке // Тепловые процессы в технике. 2010. № 8. С. 338.

- [74] Макаров М.С. Влияние реальных свойств газа на коэффициент восстановления и коэффициент трения в сверхзвуковом пограничном слое // Тр. III Рос. Нац. конф. по теплообмену. Т. 8. М.: Изд-во МЭИ, 2002. С. 32.
- [75] Макаров М.С. Численное и аналитическое исследование явления температурной стратификации в сверхзвуковом потоке газа // Тр. XV Школы-семинара молодых ученых и специалистов под рук. академика РАН А.И. Леонтьева. М.: Изд-во МЭИ, 2005. С.75.
- [76] Burtsev S.A., Vinogradov U.A., Leontiev A.I., Strongin M.M., Zditovets A.G. Study of Dissipative Processes in Energy-Saving Technologies // III Joint Symp. of Taiwan-Russia Research Cooperation on Advanced Problems in Intelligent Mechatronics, Mechanics and Control. M., 2012. P. 49.
- [77] Леонтьев А.И., Шмидт К.Л. Безкомпрессорный идеальный цикл замкнутой газотурбинной установки // Изв. РАН. Энергетика. 1997. № 3. С. 132.
- [78] Леонтьев А.И. Термогазодинамические циклы тепловых и холодильных машин // Проблемы энергетики. 1999. № 1–2. С. 5.
- [79] Леонтьев А.И., Шмидт К.Л. Идеальный цикл энергоголазерной установки с газодинамической регенерацией // Изв. РАН. Энергетика. 1999. № 5. С. 74.
- [80] Леонтьев А.И., Самсонов В.Л., Суровцев И.Г., Арбеков А.Н. Исследование влияния газодинамической температурной стратификации на эффективность комбинированного цикла Брайтона // Тр. III Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 1. М.: Изд-во МЭИ, 2002. С. 151.
- [81] Титов А.А. Экспериментальное исследование сопротивления и теплообмена на поверхности со сферическими углублениями в потоке сжимаемого газа // Изв. РАН. Энергетика. 2010. №6. С. 126.
- [82] Леонтьев А.И., Бурцев С.А. Устройство вихревого газодинамического энергоразделения // Доклады Академии наук. 2015. Т. 464. № 6. С. 679. DOI: 10.7868/S0869565215300106.

- [83] Johnson H., Rubesin M.W. Aerodynamic heating and convective heat transfer - summary of literature survey // Trans. ASME. 1949. V.75. №5. P.447-452.
- [84] Бурцев С.А. Анализ влияния различных факторов на значение коэффициента восстановления температуры на поверхности тел при обтекании потоком воздуха. Обзор. // Наука и образование. Электр, журн. 2004. № 11. (<http://technomag.bmstu.ru/doc/551021.html>).
- [85] Лапин Ю.В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа // Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», М., 1970, 344 стр.
- [86] Kaye J. Survey of friction coefficients recovery factors and heat-transfer coefficients for supersonic flow // Journ. Aero. Sci. 1954. V.21. №2. P.117-129.
- [87] Ярыгина Н.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое сжимаемого газа на проницаемой поверхности // дисс. к.т.н. СО АН СССР, Институт теплофизики. Новосибирск, 1971. 203 с.
- [88] Wimbrow W.R. Experimental investigations of temperature recovery factors on bodies of revolution at supersonic speeds // NACA TN 1975. 1949.
- [89] Stalder I.R., Rubesin M.W., Tendeland T. A determination of the laminar-transitional and turbulent boundary layer temperature recovery factors on a flat plate in supersonic flow// NACA TN 2077. 1950.
- [90] Eckert E., Weise W. Measurement of temperature distribution on the surface of unheated bodies in high velocity flow // Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. 1942. V.13. P.246-254.
- [91] Hilton W.F. Thermal effects on bodies in air streams // Proceedings of the Royal Society of London, series A. 1938. V. 168. P. 43-57.
- [92] Tucker M., Maslen S.H. Turbulent boundary-layer temperature recovery factor in two-dimensional supersonic flow // NACA TN 2296. 1951.
- [93] Eber G. Experimental research on friction temperature and heat transfer for simple bodies at supersonic velocities // German Archive Report 66/57. 1941.

- [94] Clers B., Sternberg J. On boundary-layer temperature recovery factors // J. Aero. Sci., V. 19, N. 9. 1952. P. 645-646.
- [95] Slack E.G. Experimental investigation of heat transfer through laminar and turbulent boundary layers on a cooled flat plate at a Mach number of 2.4 // NACA TN 2686, 1952.
- [96] Brinich P.F. Boundary layer transition at Mach 3.12 with and without single roughness elements // NACA TN 3267, 1954.
- [97] Stine H.A., Scherrer R. Experimental investigation of the turbulent boundary layer temperature recovery factor on bodies of revolution at Mach numbers from 2.0 to 3.8 // NACA TN 2664. 1952.
- [98] Shoulberg R.H., Hill J.F., Rivas M.A. An experimental determination of flat plate recovery factors for Mach numbers between 1.9 and 3.14 // Journ. Aero.Sci. 1954. V.21. №11. P.763-771.
- [99] Jack J.R., Moskovitz B. Experimental investigation of temperature recovery factors on a 10° cone at angle of attack at Mach number of 3,12 // NACA TN 3256. 1954.
- [100] Mack L.M. Summary of existing cone temperature recovery factor data obtained in continuous-flow wind tunnels plus additional data // JAS. V. 22. N. 3, 1955. P. 212-213.
- [101] Pappas C.C. Measurement of heat transfer in the turbulent boundary layer on a flat plate in supersonic flow and comparison with skin friction results // NACA TN 3222, 1954.
- [102] Tendeland T. Effect of Mach numbers and wall-temperature ratio on turbulent heat transfer at Mach numbers from 3.0 to 5.0 // NASA TR 16. 1959.
- [103] Adcock J.B., Peterson J.B., McRee D.Th. Experimental investigation of a turbulent boundary layer of Mach, high Reynolds numbers and zero heat transfer // NASA TN D-290. 1965.
- [104] Rudy D.H., Weinstein L.M. Investigation of turbulent recovery factor in hypersonic helium flow // AIAA Journal, V. 8, No. 12. 1970. P. 2286-2287.

- [105] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя // М: Наука, 1974. 711 с.
- [106] Ackerman G. Plate thermometre in hight velocity flow with turbulent boundary layer // Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. 1942. V.13. P.226-235.
- [107] Seban R.A. Analysis for the heat transfer to turbulent boundary layers in high velocity flow // P.h.D. Thesis. Berkley: Univ. Calif., 1948. 234 p.
- [108] Shirokow M. The influence of the laminar boundary upon heat transfer at hight velocities // Technical Physics of the USSR. 1936. V.3. №12. P. 1020.
- [109] Reller J.O., Hamaker F.M. Temperature recovery factors on a slender cone-cylinder at Mach numbers from 3.0 to 6.3 and angles of attack up to 45° // NACA RM A55G20. 1955.
- [110] Ryan L.F. Experiments on aerodynamic cooling // Ph. D. thesis, Eidgen. Tech. Hockschule, Zurich. 1951.
- [111] Thomann H. Measurements of the recovery temperature in the wake of a circular cylinder and of a wedge at Mach numbers between 0.5 and 3 // The Aeronautical Research Institute o f Sweden, FFA Report 84. 1959.
- [112] Sanitjia S., Goldstein R.J. Forced Convection Heat Transfer from a Circular Cylinder in Crossflow to Air and Liquids // Int. J. Heat Mass Transfer 2004. V. 47. R 4795.
- [113] Eckert E., Weise W. The temperature of the unheated bodies in a high-speed gas stream // NACA TM 1000, 1941.
- [114] Goodwin G., Creager M.O., Winkler E.L. Ivestigation of local heat-transfer and pressure drag characteristics of a yawed circular cylinder at supersonic speeds // NACA RM A55H31. 1956.
- [115] Walter L.W., Lange A.H. Surface temperature and pressure distribution on a circular cylinder in supersonic cross-flow // NAVORD Rep. 2854 (Aeroballistic Res. Rep. 180) U.S. Naval Ordnance Lab. 1953.
- [116] Brinich P.F. A study of boundary-layer transition surface temperature distributions at Mach 3.12 // NACA TN 3509. Washington, 1955. 39 p.

- [117] Brinich P.F. Recovery temperatures and heat transfer near two-dimensional roughness elements at Mach 3.1 // NACA TN4213. 1958.
- [118] Чжен П., Отрывные течения / М.: Мир. Т. 3. 1973. 335 с.
- [119] Gadd G.E., Cope W.F., Attridge J.L., Heat-transfer and skin-friction measurements at a Mach number of 2.44 for a turbulent boundary layer on a flat surface and in regions of separated flow // R. & M. No. 3148. A.R.C. Technical Report. London. 1960. 42 p.
- [120] Bernstein H., Brunk W.E. Exploratory investigation of flow in the separated region ahead of two blunt bodies at Mach number 2 // NACA RM. E55D07b, TIB/4590. 1955.
- [121] Thomann H. Measurements of heat transfer and recovery temperature in regions of separated flow at a Mach number of 1.8 // Flygtekniska Försökstanstalten. Stockholm. Rept. 82. 1959.
- [122] Garland B.J., Hall J.R., Measurement of aerodynamic heat transfer in turbulent separated regions at a Mach number of 1.8 // NACA RM L57L09, 1958. 16 p.
- [123] Knight D.D., Degrez G., Shock wave boundary layer interactions in high Mach number flows. A critical survey of current numerical prediction capabilities // Advisory Rept. 319, AGARD, Vol. 2, Dec. 1998, 35 p.
- [124] Gaitonde Datta V. Progress in shock wave - boundary layer interactions // Progress in Aerospace Sciences. V. 72. 2015. P. 80–99.
- [125] Hayes J.R., Neumann R.D. Introduction to the aerodynamic heating analysis of supersonic missiles // Hensch M., Nielsen J. (Eds.). Tactical Missile Aerodynamics. Progress in Astronautics and Aeronautics Series. Vol. 142, AIAA, Washington, 1992. P. 63-114.
- [126] Knight D., Yan H., Panaras A.G., Zheltovodov A.A. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions // Progress in Aerospace Sciences, vol. 39, 2003. P. 121–184.

- [127] Neumann R.D., Burke G.L. The influence of shock wave-boundary layer effects on the design of hypersonic aircraft // Air Force Flight Dynamics Lab., AFFDL-TR-68-152, Wright-Patterson AFB, OH, 1969.
- [128] Sayano S. Heat transfer in shock wave - turbulent boundary layer interaction regions // Douglas Aircraft Co. Rept. SM 42567, Nov. 1962.
- [129] Fabish T.J., Levin V. Thermal effects of shock wave - turbulent boundary layer interaction at Mach numbers 3 and 5 // North American Aviation, Inc., Rept. NA 62h-795, Nov. 1962.
- [130] Кондратьев И.А. Экспериментальное исследование теплообмена на пластине при взаимодействии косого скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем // Ученые записки ЦАГИ, Вып. 11, № 2, 1971.
- [131] Schulein E. Skin-friction and heat flux measurements in shock/boundary-layer interaction flows // AIAA Journal, Vol. 44, No. 8, 2006. P. 1732-1741.
- [132] Gnedin M., Knight D., Zheltovodov A., Maksimov A., Shevchenko A., Vorontsov S. 3-D crossing shock wave-turbulent boundary layer interaction // AIAA Paper 96-2001, 1996. 18 p.
- [133] Mee D.J., Chiu H.S., Ireland P.T. Technique for detailed heat transfer measurements in cold supersonic blowdown tunnels using thermochromic liquid crystals // International Journal of Heat and Mass Transfer. V. 45. 2002. P. 3287-3297.
- [134] Merzkirch W., Page R.H., Fletcher L.S. A survey of heat transfer in compressible separated and reattached flows // AIAA Journal. Vol. 26. N. 2. 1988. P. 144-150.
- [135] Виноградов Ю.А., Егоров К.С., Попович С.С., Стронгин М.М., Экспериментальное исследование эффективности «пористого» охлаждения поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком газа // Методические указания к лабораторной работе специального студенческого практикума. МГУ имени М.В. Ломоносова. 2011. 37 с., Режим доступа: [http://new.math.msu.su/department/aeromech/uploads/05\\_IV.pdf](http://new.math.msu.su/department/aeromech/uploads/05_IV.pdf).

- [136] Виноградов Ю.А., Егоров К.С., Попович С.С., Стронгин М.М. Исследование теплообмена на проницаемой поверхности в сверхзвуковом пограничном слое // Тепловые процессы в технике. 2010. Т. 1. № 1. С. 7-9.
- [137] Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика / Издательство «Наука», М., 1976, 888 стр.
- [138] Schultz D.L., Jones T.V. Heat-transfer measurements in short-duration hypersonic facilities // AGARDograph 165, London, 1973. 149 p.
- [139] Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М. Газодинамический метод энергоразделения воздушного потока (экспериментальные результаты) // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. Сборник докладов. Казань, 2015. С. 1476-1478.
- [140] Попович С.С. Экспериментальное исследование влияния падающего скачка уплотнения на адиабатную температуру стенки в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6. № 3. С. 98-104.
- [141] Moffat R.J. Describing the uncertainties in experimental results // Experimental and Fluid Science. 1988. P. 3-17.
- [142] РМГ 43-2001 ГСИ. Применение «Руководства по выражению неопределенности измерений» // ВНИИМ им. Д. И. Менделеева. 2003.
- [143] SCXI-1303 32 channel Isothermal Terminal Block. DAQ and Signal Conditioning. Режим доступа: [http://www.ni.com/pdf/products/us/4scxisc326\\_ETC\\_332.pdf](http://www.ni.com/pdf/products/us/4scxisc326_ETC_332.pdf).
- [144] Гогиш Л.В., Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения / М.: Наука. 1979. 368 с.
- [145] Чжен П. Отрывные течения / М.: Мир. Т. 1. 1972. 300 с.
- [146] Попович С.С., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М. Экспериментальное исследование возможности интенсификации теплообмена в устройстве безмашинного энергоразделения потоков // Вестник СГАУ. 2015. Т. 14. N. 2. С. 159-169.

- [147] Попович С.С. Экспериментальное исследование влияния ударных волн на эффект безмашинного энергоразделения газовых потоков // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2016. №3. DOI: 10.7463/0316.0835444.
- [148] Бурцев С.А. Оптимизация геометрии сверхзвукового канала в устройстве для энергоразделения // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 1999. № 2. С. 48-54.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А – Программы тарировки и автоматизации эксперимента в среде LabView

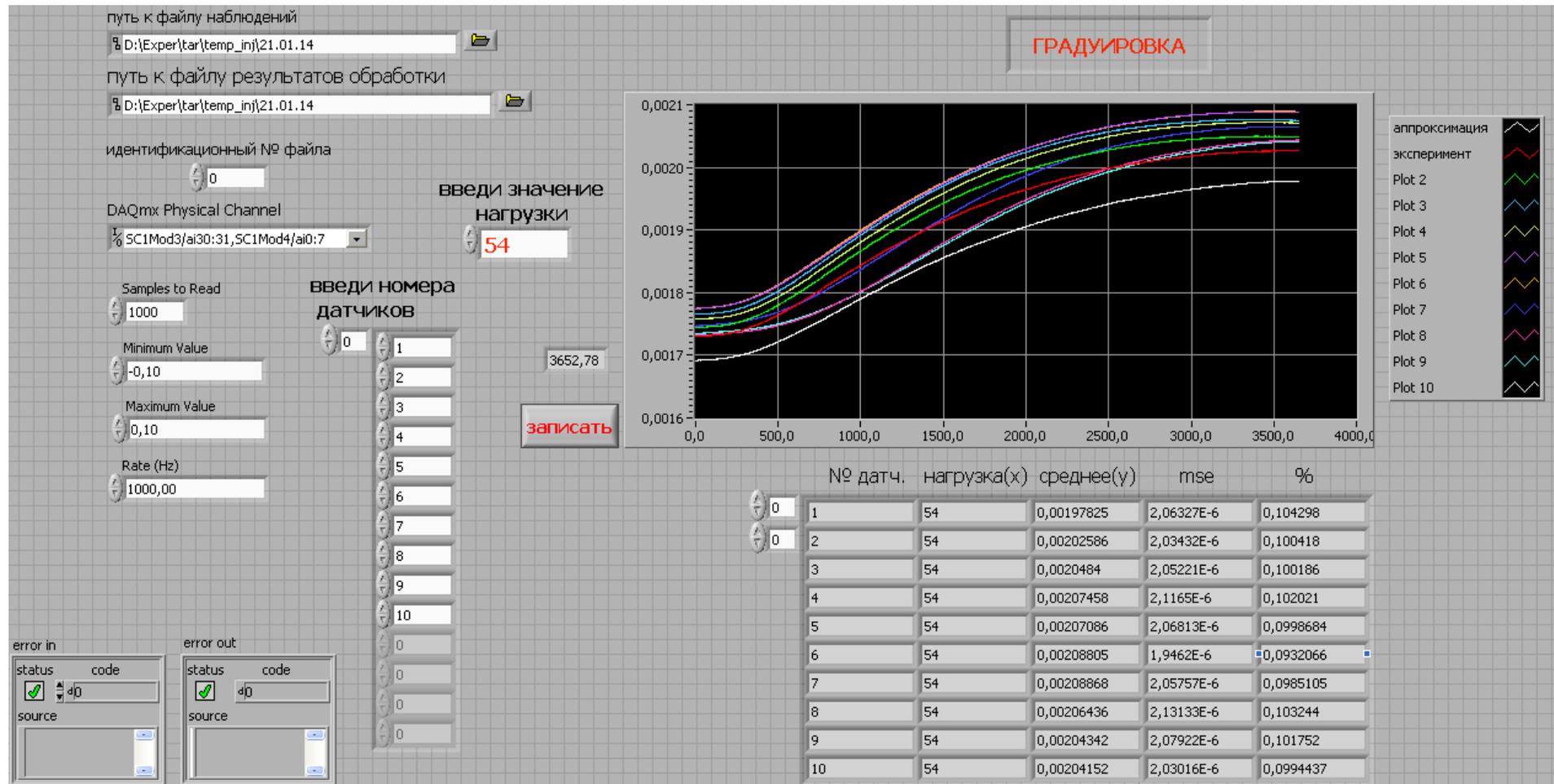


Рис. А. 1 – Общий вид окна управления тарировкой термопар в среде LabView

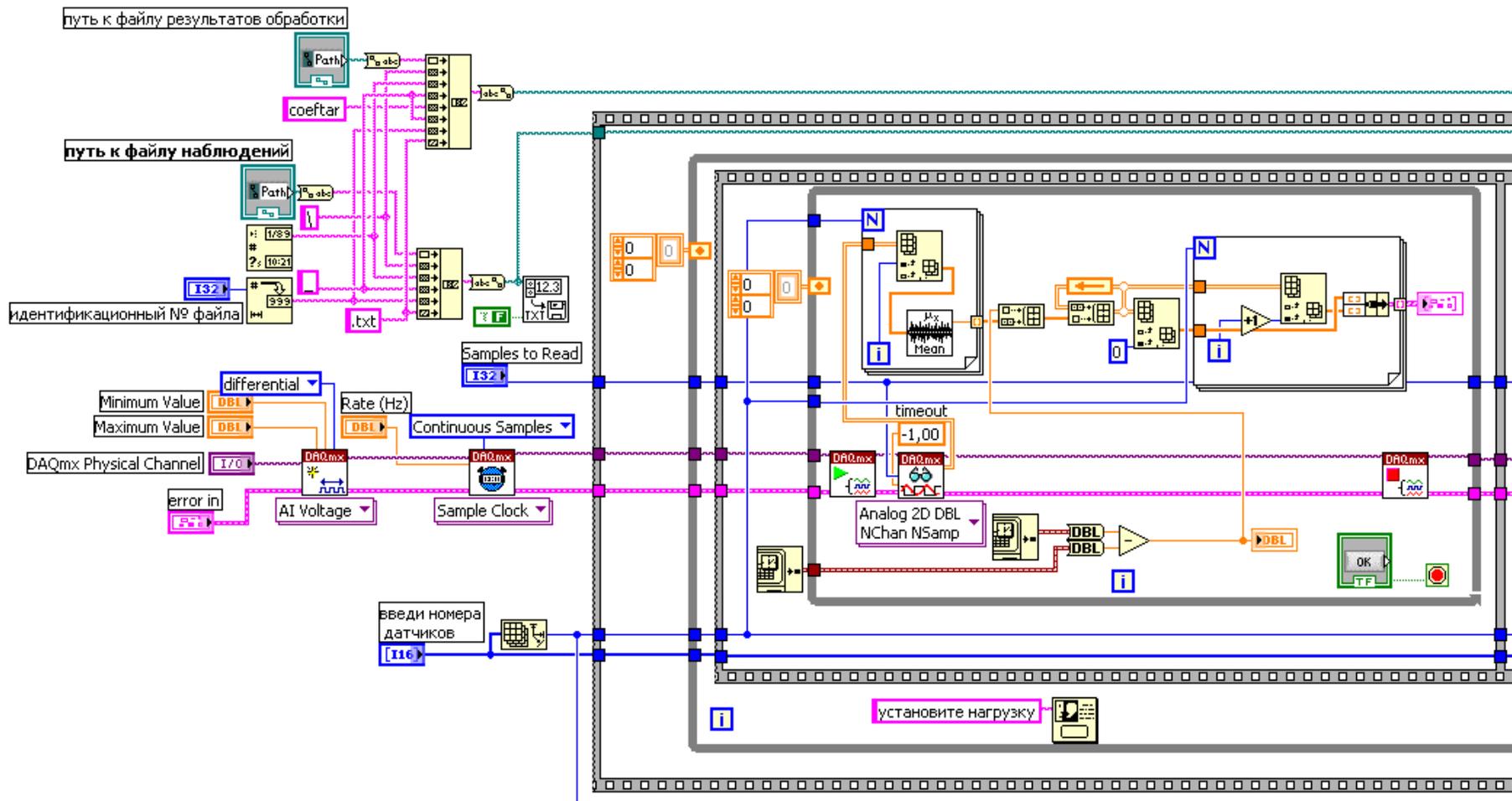


Рис. А. 2 – Программа тарировки термопар в среде LabView

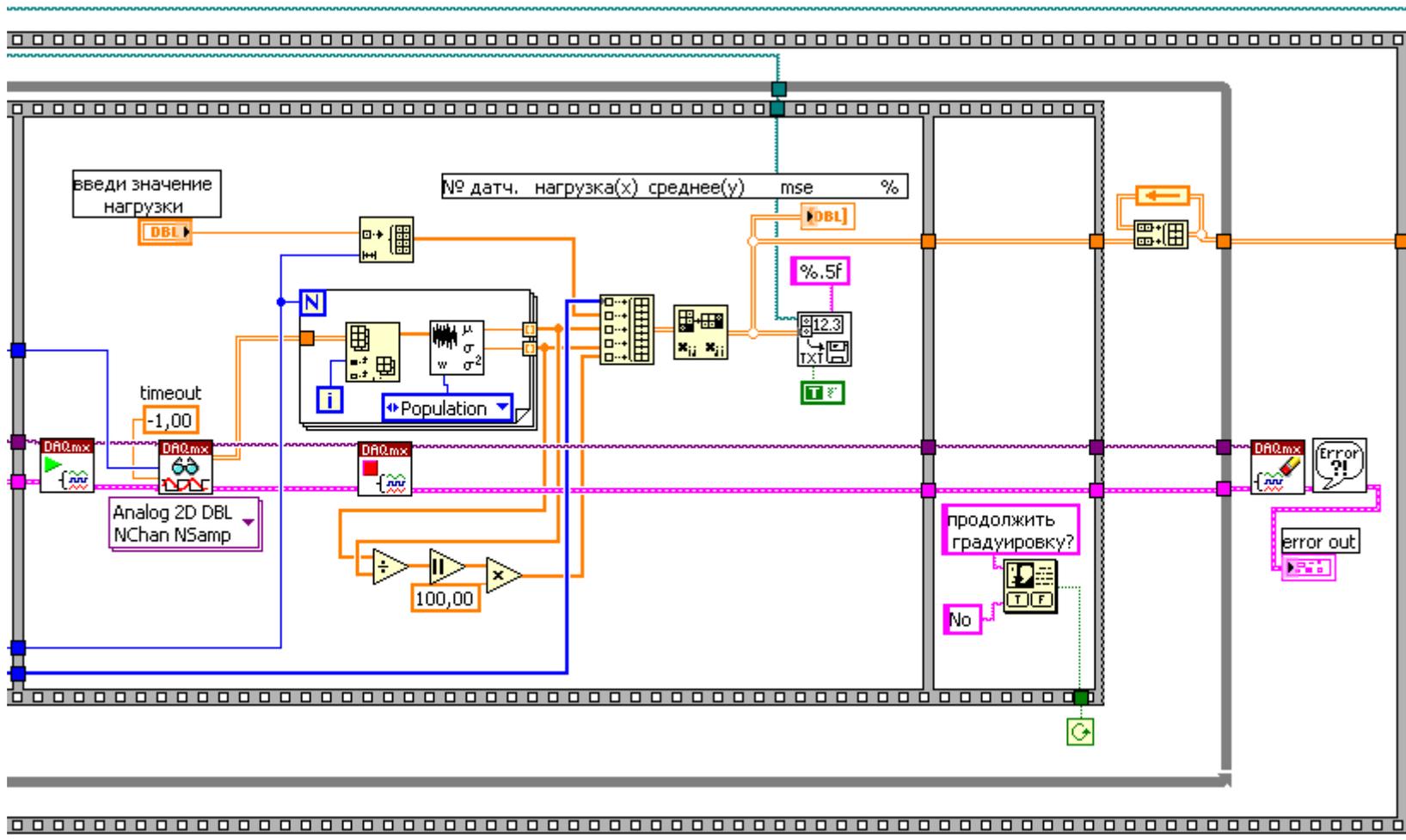


Рис. А. 3 – Программа тарировки термопар в среде LabView (продолжение)

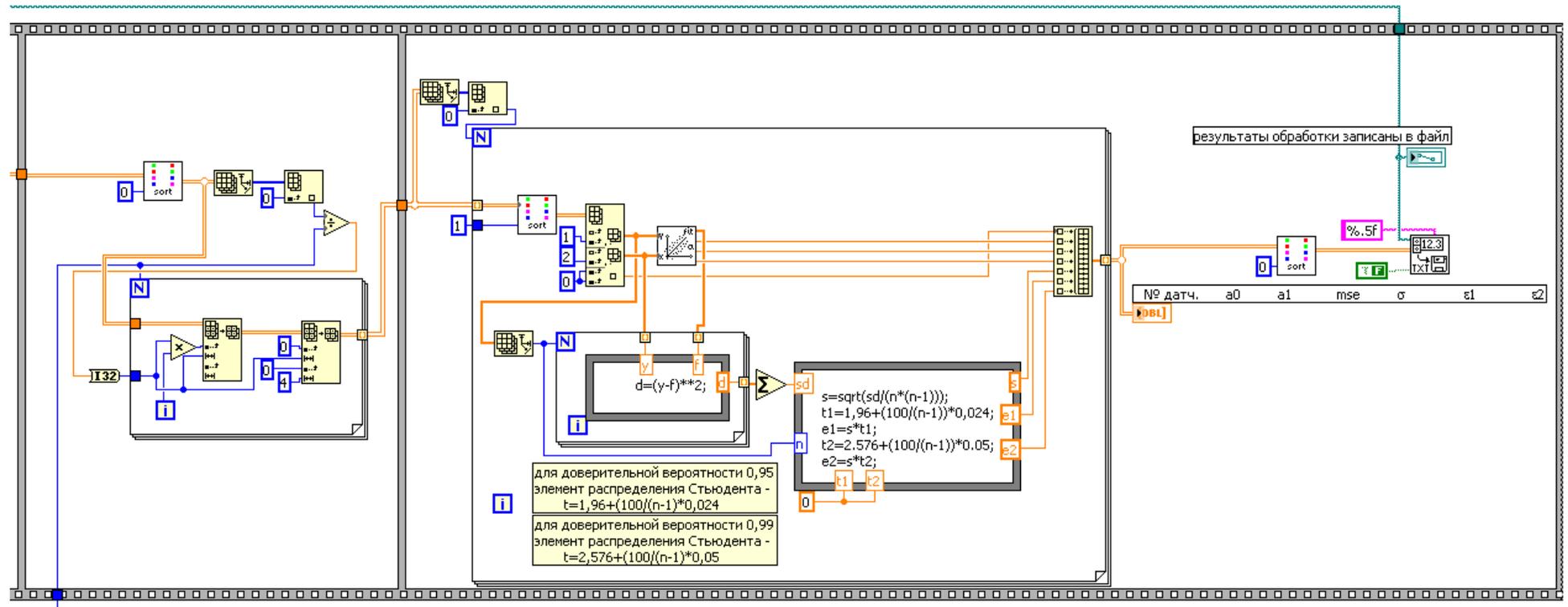


Рис. А. 4 – Программа тарировки термопар в среде LabView (окончание)

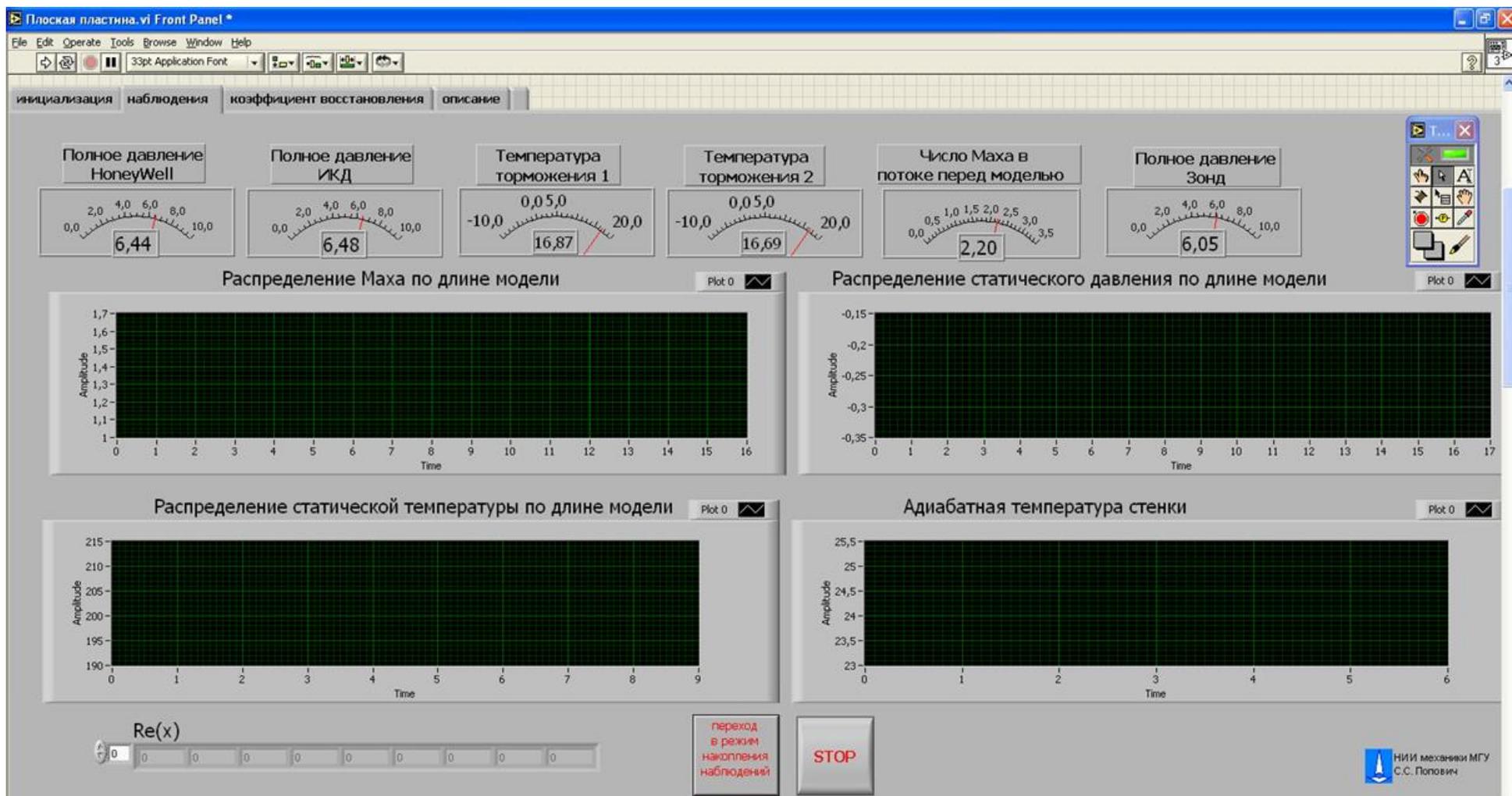


Рис. А. 5 – Общий вид окна управления экспериментом в среде LabView

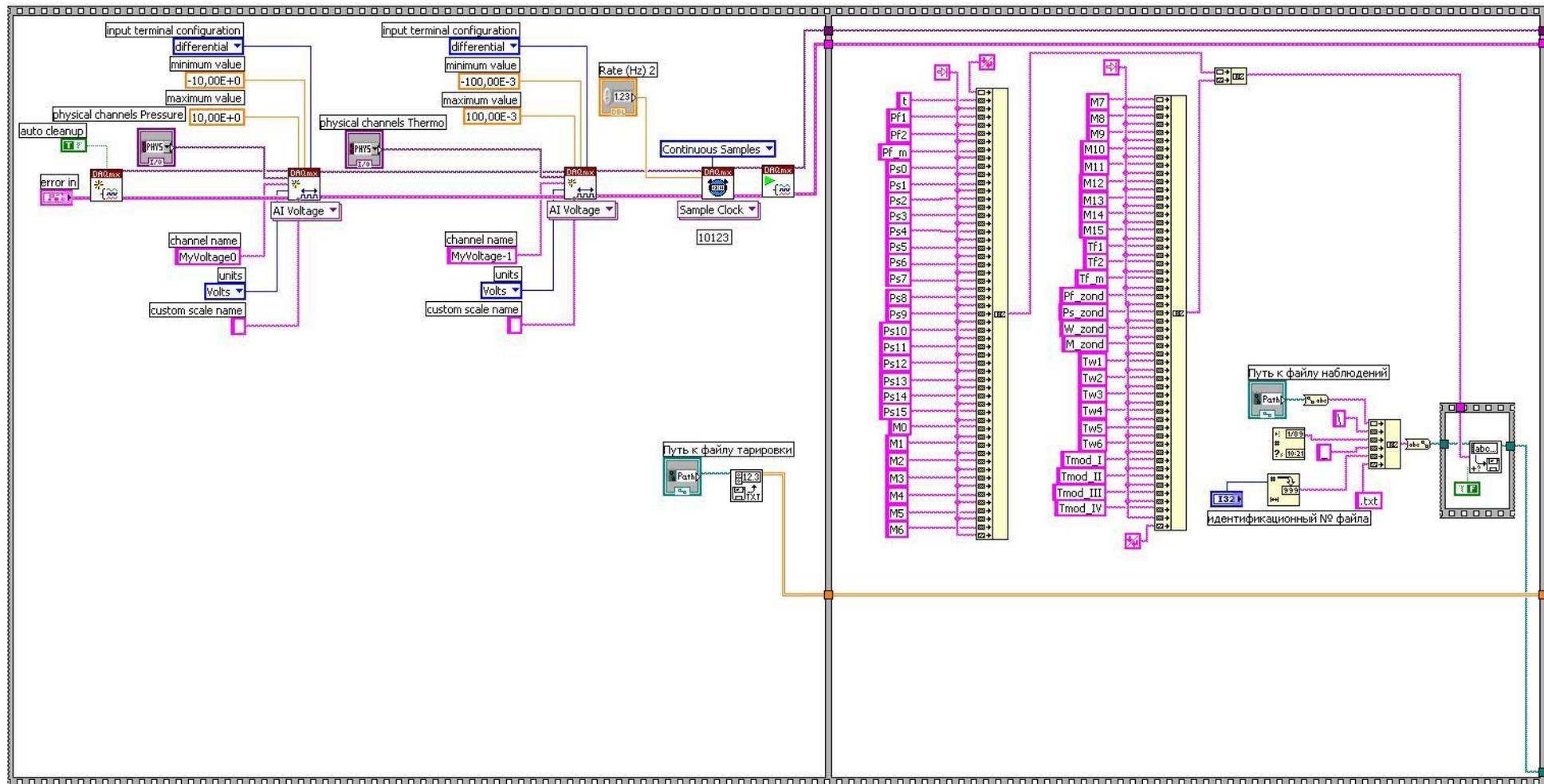


Рис. А. 6 – Программа получения и обработки экспериментальных данных в среде LabView (начало)

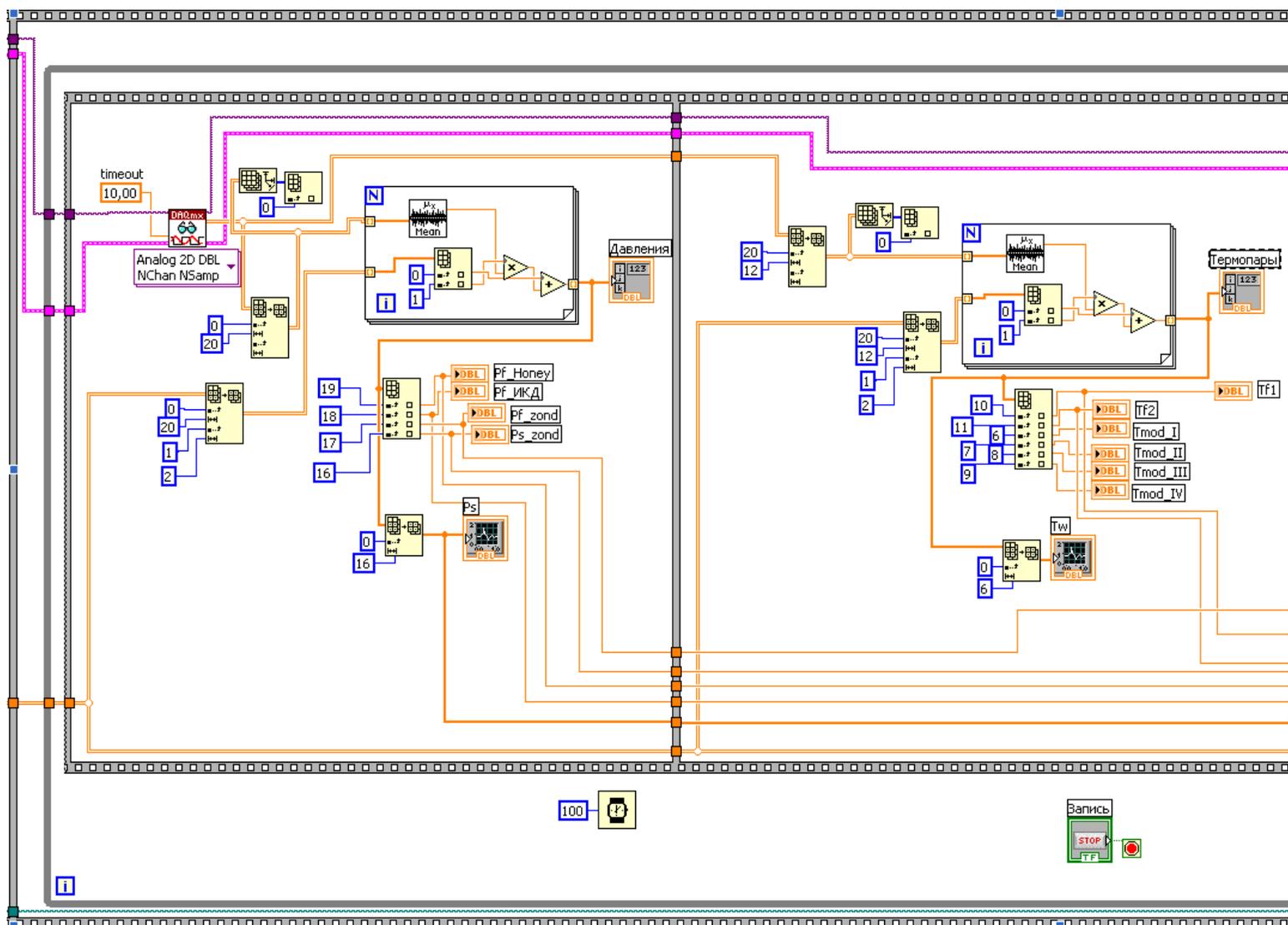


Рис. А. 7 – Программа получения и обработки экспериментальных данных в среде LabView (продолжение-1)

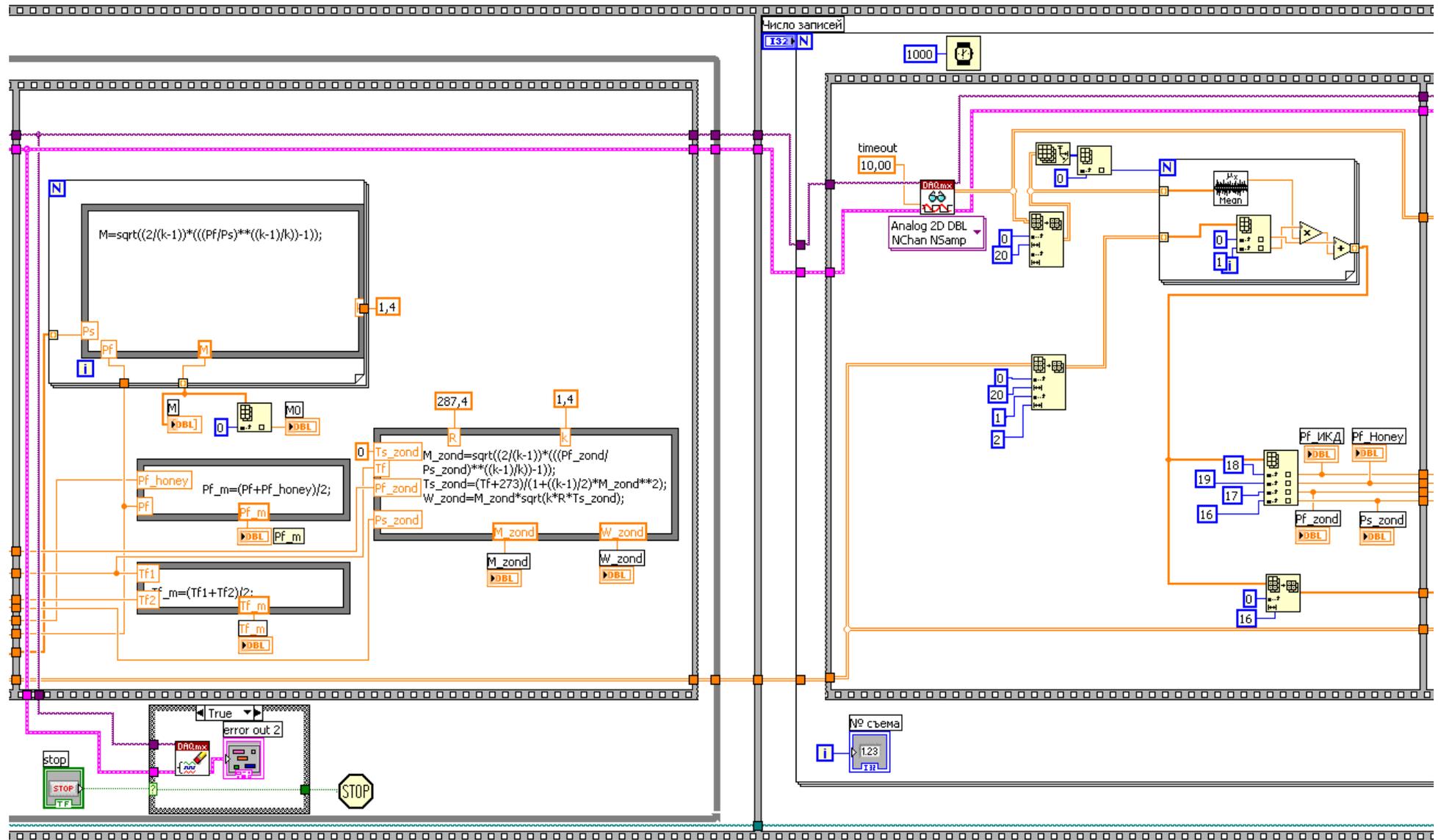


Рис. А. 8 – Программа получения и обработки экспериментальных данных в среде LabView (продолжение-2)

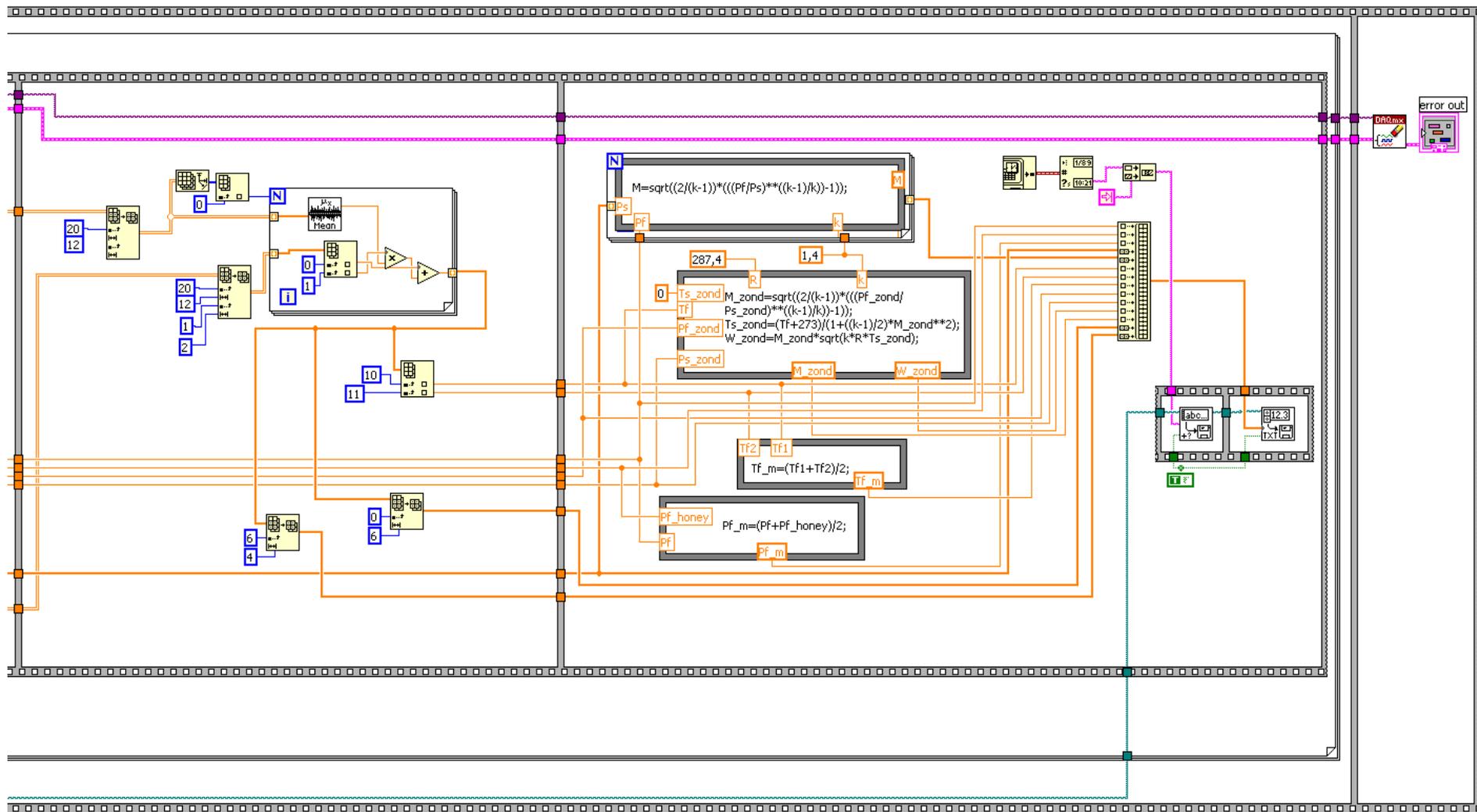


Рис. А. 9 – Программа получения и обработки экспериментальных данных в среде LabView (окончание)

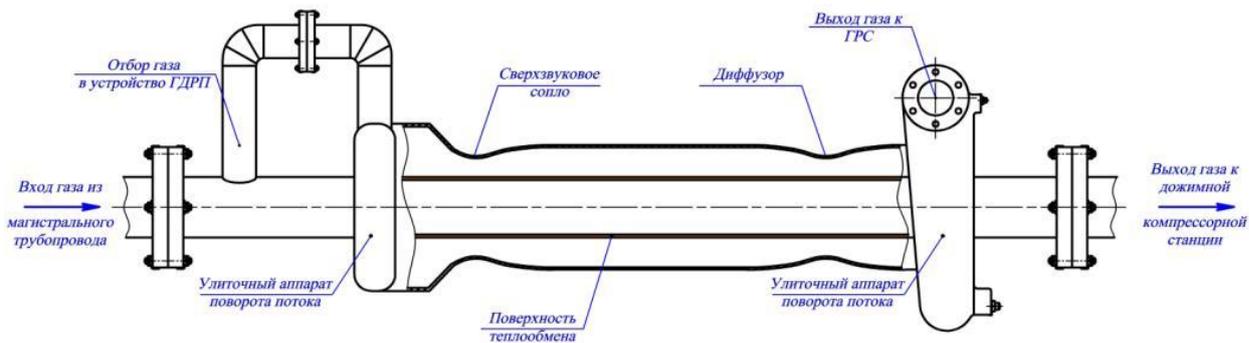
## **ПРИЛОЖЕНИЕ Б – Создание системы безогневого подогрева и редуцирования природного газа на основе эффекта безмашинного энергоразделения**

В рамках проекта, поддержанного Фондом содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (проекты №349ГУ1/2013, №6480ГУ2/2015), выдвинуто предложение об использовании метода безмашинного энергоразделения газовых потоков для решения проблемы гидратообразования на газораспределительных станциях (ГРС). Снижение давления (редуцирование) газа на ГРС от магистральных 50-120 атм до около 6 атм в населенных пунктах приводит к существенному падению температуры газа. Это в свою очередь приводит к образованию конденсата в виде газогидратов, обмерзанию регулирующих клапанов, запорной арматуры, приборов и трубопроводов.

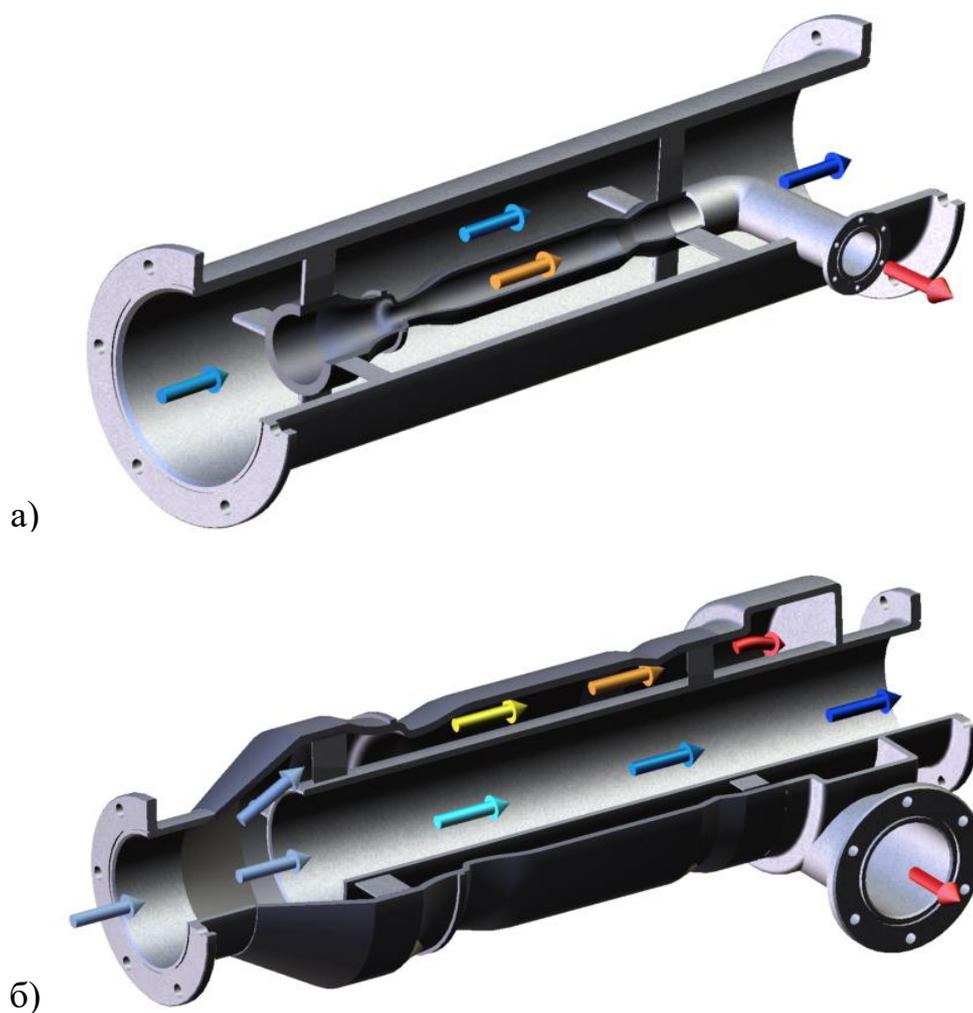
Для исключения эффекта гидратообразования на газораспределительных станциях применяют системы подогрева газа. Блок подогрева представляет собой массивную конструкцию с котельной, на которой за счет сжигания части газа, остальная часть подогревается. Цена такой технологии: стоимость капитального строительства и собственно блока подогревателя, сложная система автоматического регулирования процесса горения и непрерывное потребление газа в качестве топлива.

Современная промышленность пошла по пути совершенствования подогревателей газа. Самые совершенные на сегодняшний день оснащены дорогой электронной аппаратурой для регулирования горелок, в том числе для работы на нерасчетных режимах. Всё это повышает стоимость перекачки газа и приводит к необратимым его потерям.

Для замены неэффективного блока подогрева газа предлагается применение метода безмашинного энергоразделения потоков для создания устройства безогневого подогрева и редуцирования природного газа. Предлагаемое устройство позволит не только упростить и обезопасить эксплуатацию ГРС, улучшить экологические показатели, исключить капитальные затраты на создание системы огневого подогрева, но и сэкономить топливный природный газ.



**Рис. Б. 1** – Способ реализации технологии безогневого подогрева и редуцирования природного газа с помощью устройства безмашинного энергоразделения



**Рис. Б. 2** – Варианты компоновки устройства энергоразделения в магистральном трубопроводе при организации сверхзвукового течения в центре трубы (а) и в кольцевом канале (б)