

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ,  
МОЛОДЕЖИ И СПОРТА УКРАИНЫ  
СУМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ПРОКОПОВ Максим Геннадьевич

УДК 621.517

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА  
ЖИДКОСТНО-ПАРОВОГО СТРУЙНОГО КОМПРЕССОРА

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель  
МАРЧЕНКО Валерий Николаевич  
кандидат технических наук,  
доцент кафедры технической  
теплофизики

Сумы – 2011

## СОДЕРЖАНИЕ

	с.
ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ.....	5
ВВЕДЕНИЕ.....	7
РАЗДЕЛ 1 ИНФОРМАЦИОННО-АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ЛИТЕРАТУРНЫХ ИСТОЧНИКОВ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	15
1.1. Сущность принципа струйной термокомпрессии.....	15
1.2. Анализ факторов, определяющих эффективность применения потоков вскипающей жидкости в струйных компрессорах.....	23
1.3. Современное состояние расчетных методик определения геометрических, расходных и энергетических характеристик жидкостно-паровых струйных компрессоров.....	39
1.4. Выводы и постановка задач исследования.....	47
РАЗДЕЛ 2 ТЕОРЕТИКО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ПАРООБРАЗОВАНИЯ В АДИАБАТНОМ УСКОРЯЮЩЕМСЯ ПОТОКЕ ВСКИПАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ.....	50
2.1. Описание экспериментального стенда и оценка погрешностей измерений.....	50
2.2. Результаты экспериментальных исследований и их анализ.....	55
2.3. Теплофизическое моделирование вскипающего потока в расширяющихся соплах.....	69
2.3.1. Динамическая модель вскипающего потока метастабильно перегретой жидкости.....	69

2.3.2.	Моделирование релаксационного парообразования в процессе расширения парок капельной среды.....	76
2.4.	Численное исследование релаксационного парообразования в ускоряющемся парок капельном потоке и показателей эффективности истечения.....	87
2.4.1.	Сопоставление расчетных и экспериментальных данных.....	87
2.4.2.	Эффективность истечения вскипающей жидкости.....	90
<b>РАЗДЕЛ 3 МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЖИДКОСТНО-ПАРОВОГО СТРУЙНОГО КОМПРЕССОРА...</b>		<b>93</b>
3.1.	Термодинамическое описание течения мелкодисперсной парок капельной среды.....	93
3.2.	Алгоритм и методика расчета показателей рабочего процесса	101
3.3.	Анализ результатов расчета жидкостно-парового струйного компрессора.....	119
<b>РАЗДЕЛ 4 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ОПЫТНОГО ОБРАЗЦА ЖИДКОСТНО-ПАРОВОГО СТРУЙНОГО КОМПРЕССОРА.....</b>		<b>138</b>
4.1.	Схема и описание экспериментального стенда.....	138
4.2.	Цифровой прибор и приспособления для измерения температуры.....	142
4.3.	Программа экспериментальных исследований.....	147
4.4.	Обработка результатов эксперимента.....	149
4.5.	Определение погрешностей прямых и косвенных измерений...	156
4.6.	Результаты экспериментальных исследований.....	161
<b>ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ. ВЫВОДЫ.....</b>		<b>167</b>

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	170
ПРИЛОЖЕНИЕ А.....	188

## ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $d, l$  – диаметр и длина, удельная работа, м, Дж/кг;  
 $F$  – площадь сечения, теплообмена, м<sup>2</sup>;  
 $f$  – относительная площадь сечения;  
 $\alpha_k^{\circ}$  – угол конуса канала сопла;  
 $z$  – продольная координата, м;  
 $t, T$  – температура, °С, К;  
 $p$  – статическое давление, Па;  
 $v$  – удельный объем среды, м<sup>3</sup>/кг;  
 $e$  – удельная эксергия, Дж/кг;  
 $h$  – энтальпия, Дж/кг;  
 $s$  – энтропия, Дж/(кг·К);  
 $\tau$  – время, с;  
 $\tau_w$  – касательное напряжение на стенке, Па;  
 $w$  – средняя скорость течения, м/с;  
 $a_*$  – критическая скорость, м/с;  
 $x$  – массовое паросодержание;  
 $\beta$  – объемное паросодержание; угол входа и выхода потока, град;  
 $u$  – коэффициент инжекции; окружная скорость, м/с;  
 $\dot{m}, m$  – массовый расход, масса, кг/с, кг;  
 $Re$  – критерий Рейнольдса;  
 $Nu$  – число Нуссельта.  
 $n$  – число труб в ряду секции теплообмена;  
 $\theta$  – температурный напор;  
 $\Delta$  – шероховатость поверхности, мм;  
 $\gamma$  – степень рециркуляции;  
 $Q$  – тепловая мощность, Вт;

$\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);

$G$  – расход топочных газов в секции теплообмена, кг/с;

$\psi$  – степень перепроизводства пара; коэффициент скорости для рабочего колеса;

$\mu$  – коэффициент скорости для соплового аппарата;

$N$  – мощность;

$\eta$  – КПД;

$c$  – скорость потока в абсолютном движении, м/с; удельная теплоемкость, Дж/(кг·К);

$w$  – скорость потока в относительном движении, м/с;

$a$  – скорость звука, м/с;

$x$  – степень сухости;

$\xi$  – коэффициент потерь;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К).

Индексы:

$f$  – расходное сечение;  $a$  – выходной срез канала;  $n$  – противодавление;

$o$  – параметры торможения; (\*) – критическое сечение (параметр);  $n$  – пар;

$ж$  – жидкость;  $г$  – топочные газы;  $в$  – воздух;  $oi$  – относительный внутренний

КПД турбины; 0 – сечение на входе в турбину; в ступень; 1 – сечение на

выходе из турбины; из ступени.

## ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. В условиях непрерывного роста цен на энергоносители, предельного состояния износа оборудования тепловых электростанций и коммунального теплоснабжения, введенного в эксплуатацию в 1950-1970г.г., и высокого уровня энергозатратности экономики Украины, в значительной степени зависящей от условий импорта нефти и природного газа, все более актуальным становится применение малых энергогенерирующих систем непосредственно у потребителей. Мировым сообществом признана определяющая роль децентрализации энергетики – как пути выхода из нарастающего энергетического кризиса.

Следует отметить, что расширение децентрализации энергетики требует решения, по крайней мере, двух основных проблем:

- существенного повышения эффективности (коэффициента использования энергии топлива) малых энергоустановок мощностью до 1 МВт за счет реализации новых схем (технологий) преобразования энергии и принципов когенерации;

- рационального использования в малых энергоустановках различных местных, более дешевых топлив и теплоносителей, в том числе и нетрадиционных.

Поставляемые в настоящее время на рынок энергии газотурбинные и газопоршневые двигатели малой мощности не могут в полной мере удовлетворить запросы потребителей по многим эксплуатационным показателям и, тем более, - по уровню широкой многотопливности. В связи с этим, особенно актуальным направлением является разработка автономных малых паротурбинных блоков нового поколения в качестве ресурсосберегающих источников электро- и теплоснабжения промышленных и коммунальных предприятий. Создание и применение для этих целей паротурбинных установок малой мощности в упрощенном традиционном исполнении ограничено низким коэффициентом полезного

действия (на уровне 0,1– 0,2) и высокой конструктивной сложностью оборудования.

Весьма привлекательной в энергосберегающих системах теплоэнергетики и промышленной тепло- и хладотехники становится реализация инжектирования и сжатия перекачиваемого пара рабочей паровой струей, формирующейся за счет вскипания подаваемой в активное сопло струйного компрессора недогретой до насыщения жидкости. Этот рабочий процесс реализуется в жидкостно-паровом струйном компрессоре (ЖПСК).

Эффективность жидкостно-парового струйного компрессора в значительной степени определяется совершенством процессов истечения и формирования рабочей струи пара, а значит, – степенью завершенности парообразования в канале активного сопла при минимальной диссипации механической энергии. С целью наиболее полного преобразования располагаемой энергии насыщенной или недогретой до насыщения жидкости и использования вскипающих потоков в качестве энергетического рабочего тела давно уже предпринимаются попытки применения расширяющихся каналов (сопл Лавалья). Однако эти попытки не привели к построению надежных расчетных методов, необходимых для проектирования, в связи с чрезвычайной сложностью обменных процессов, фазовых превращений и кризисных явлений при течении в области фазового перехода, а также из-за ограниченного диапазона параметров варьируемых в известных экспериментальных исследованиях.

Для проектирования жидкостно-парового струйного компрессора требуется методика расчета.

Таким образом, исследование рабочего процесса жидкостно-парового компрессора и создание теплофизического метода расчета является актуальным и имеет практическое значение.

**Связь работы с научными программами.** Научные разработки реализованы при выполнении госбюджетных научно-исследовательских

работ «Разработка малой бинарной паротурбинной установки для децентрализованного электро- и теплоснабжения предприятий Украины» (заказчик – Министерство образования и науки, молодежи и спорта Украины, номер государственной регистрации 0106U001938), «Разработка бинарной паротурбинной установки (мини-ТЕЦ) для ресурсосберегающего электро- и теплоснабжения предприятий Украины» (заказчик – Министерство образования и науки, молодежи и спорта Украины, номер государственной регистрации 0108U000672), а также НИР на тему «Исследование рабочих процессов энергетических машин» №0110U004210.

**Целью** диссертационной работы является разработка теплофизической модели и методики расчета жидкостно-парового струйного компрессора, а также экспериментальное и теоретическое определение закономерностей влияния начальных параметров на эффективность активного сопла и компрессора.

Для реализации поставленной цели необходимо решить такие **задачи**:

- уточнить физическое описание процессов в ускоряющемся потоке вскипающей жидкости;
- установить характер и особенности процессов, происходящих в проточной части жидкостно-парового струйного компрессора, для чего разработать его теплофизическую и математическую модель;
- провести экспериментальные и теоретические исследования и установить закономерности влияния начальных термодинамических параметров на эффективность процесса парообразования, которая определяется коэффициентом скорости активного сопла;
- разработать методику расчета параметров истечения вскипающей жидкости из активного сопла, а также параметров и характеристик жидкостно-парового струйного компрессора;
- получить характеристики жидкостно-парового струйного компрессора и выполнить их анализ.

**Объект исследования** – рабочий процесс жидкостно-парового струйного компрессора.

**Предмет исследования** – взаимосвязь начальных термодинамических и геометрических параметров жидкостно-парового струйного компрессора с характеристиками активного сопла и компрессора в целом.

**Методы исследования.** При решении поставленных задач использовались такие методы, как: анализ научно-технической информации, теплофизическое и математическое моделирование, физический эксперимент.

В результате анализа научно-технической информации были сформулированы цель и задачи исследования.

В результате теплофизического моделирования уточнена модель течения вскипающей жидкости в расширяющихся каналах.

Математическая модель процесса парообразования в активной части сопла и рабочего процесса проточной части жидкостно-парового струйного компрессора реализованы на алгоритмическом языке Pascal в среде Object Pascal.

Физический эксперимент предусматривал, как испытания активного сопла с целью выявления распределения давления и закономерностей процесса истечения вскипающей жидкости, так и испытания жидкостно-парового компрессора.

Достоверность полученных экспериментальных результатов обеспечивается использованием общепринятой в практике компрессоростроения методики проведения испытаний, а также допустимой погрешностью измерений физических параметров.

Достоверность полученных в работе теоретических результатов оценивалась их сравнением с экспериментальными, полученными для отдельных случаев.

**Научная новизна полученных результатов:**

- впервые для сопел Лавалья, работающих на вскипающей жидкости, сформулирована и экспериментально подтверждена теплофизическая модель кипения и кинетики парообразования на участке инверсии потока, основанная на динамической инерционной схеме роста паровых пузырьков, а также теплофизическая модель формирования парокапельного потока мелкодисперсной структуры и процесса релаксационного парообразования в основном участке течения (за сечением инверсии), что позволило уточнить физическую картину происходящих процессов и создать адекватную математическую модель течения в расширяющейся части активного сопла жидкостно-парового струйного компрессора;

- впервые экспериментально подтверждена и теоретически обоснована возможность достижения высоких значений коэффициента скорости ( $\varphi_a = 0,97 - 0,98$ ) при истечении вскипающей жидкости в расширяющихся соплах оптимальной геометрической формы, что позволяет получить высокие значения эффективности жидкостно-парового струйного компрессора;

- доказано, что степень завершенности парообразования в расширяющейся части сопла Лавалья, а значит и эффективность истечения, зависят от ряда взаимосвязанных режимных и геометрических параметров, а также масштабного фактора, определяющих в конечном итоге, необходимую продолжительность процесса, что позволило разработать сопло с максимальным коэффициентом скорости;

- впервые создана теплофизическая модель жидкостно-парового струйного компрессора, что позволило создать математическую модель рабочего процесса, определить его параметры и характеристики;

- установлены закономерности влияния начальных термодинамических параметров на эффективность процесса парообразования, что позволило определить область исходных режимных параметров, соответствующую

максимальным значениям коэффициента инжекции и показателей эффективности жидкостно-парового струйного компрессора;

- впервые получены характеристики жидкостно-парового струйного компрессора.

**Практическое значение полученных результатов:**

- созданы алгоритм расчета и программная реализация истечения вскипающей жидкости из активного сопла и рабочего процесса в проточной части жидкостно-парового струйного компрессора, что позволяет на стадии проектирования определить его параметры и характеристики и уменьшить время на проектирование;

- создана методика инженерного расчета параметров и характеристик жидкостно-парового струйного компрессора, которая позволяет создать компрессор с высокими показателями эффективности;

- разработаны практические рекомендации по выбору начальных термодинамических параметров, а также геометрических параметров проточной части жидкостно-парового струйного компрессора, которые обеспечивают его максимальную эффективность;

- создан экспериментальный стенд, позволяющий исследовать течение потоков вскипающей жидкости в каналах различной формы, а также в проточной части жидкостно-паровых струйных компрессоров;

- результаты диссертационной работы внедрены на ОАО «Сумское НПО им. М.В.Фрунзе» (Украина), а также используются в учебном процессе в Сумском государственном университете для студентов специальности «Компрессоры, пневмоагрегаты и вакуумная техника», что подтверждается соответствующими актами.

**Личный вклад соискателя.** Основные результаты, которые были получены в процессе выполнения диссертационной работы, приведены в диссертации и опубликованы в статьях с соавторами, принадлежат автору: создание экспериментального стенда, проведение экспериментальных исследований, обработка и обобщение результатов, разработка

теплофизической модели истечения недогретой до насыщения жидкости из активного сопла, создание алгоритма компьютерной программы и методики расчета истечения вскипающей жидкости из активного сопла и рабочего процесса проточной части.

#### **Апробация результатов диссертации.**

Основные положения и результаты диссертации докладывались и обсуждались на: V Международной конференции “Проблемы промышленной теплотехники” в 2007 году (г. Киев); Международных научно-технических конференциях «Современные проблемы холодильной техники и технологии» в 2007, 2009 годах (г.Одесса); XV Международной конференции «Теплотехника и энергетика в металлургии» в 2008 году (г.Днепропетровск); III Международной научно-технической конференции «Муниципальная энергетика: проблемы, решения» в 2009 году (г. Николаев); III Международной научно-технической конференции “Проблемы Энергосбережения” «ENERGIA 2009» (г.Алушта); научно-технических конференциях преподавателей, сотрудников, аспирантов и студентов СумГУ (2006-2011гг.).

**Публикации.** По материалам диссертационной работы опубликовано 10 научных трудов в специализированных изданиях, входящих в перечень научных специализированных изданий Украины, в которых могут публиковаться основные результаты диссертационных работ. Материалы диссертационной работы использовались также в отчетах НИР.

**Структура и объем работы.** Работа состоит из введения, четырех разделов, выводов, списка использованных литературных источников и приложений. Полный объем диссертации составляет 188 страниц. Диссертационная работа содержит 51 рисунков, 35 таблиц, библиография из 181 источников на 17 страницах, 1 приложение на 2 страницах.

Постановка задач исследований, анализ и обобщение полученных результатов выполнялось соискателем вместе с научным руководителем.

**Благодарности.** Автор выражает благодарность своему научному руководителю доценту кафедры технической теплофизики Сумского государственного университета, к.т.н. Марченко Валерию Николаевичу за научную и методическую помощь, без которой появление этой работы было бы очень проблематично.

## РАЗДЕЛ 1

ИНФОРМАЦИОННО АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ЛИТЕРАТУРНЫХ  
ИСТОЧНИКОВ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ИССЛЕДОВАНИЯ

## 1.1. Сущность принципа струйной термокомпрессии.

Принцип струйной термокомпрессии предполагает использование в качестве активной среды недогретую до насыщения и вскипающую при истечении жидкость, отбираемую насосом Н из сепаратора С рис.1.1. В выходном срезе сопла струйного компрессора К формируется сверхзвуковая рабочая струя мелкодисперсной парокапельной структуры (реализуется процесс расширения в районе нижней пограничной кривой) с высоким объемным паросодержанием ( $\beta_a \rightarrow 1$ ). Сжатый в компрессоре пар отделяется в сепараторе, а насыщенная жидкость возвращается в циркуляционный контур и после подогрева в теплообменнике ПВ подается в активное сопло компрессора. Перепроизводство сжатого сухого пара ( $m_c^n \geq m_{II}$ ) компенсируется подводом жидкости ( $\Delta m_c$ ) в циркуляционный контур.

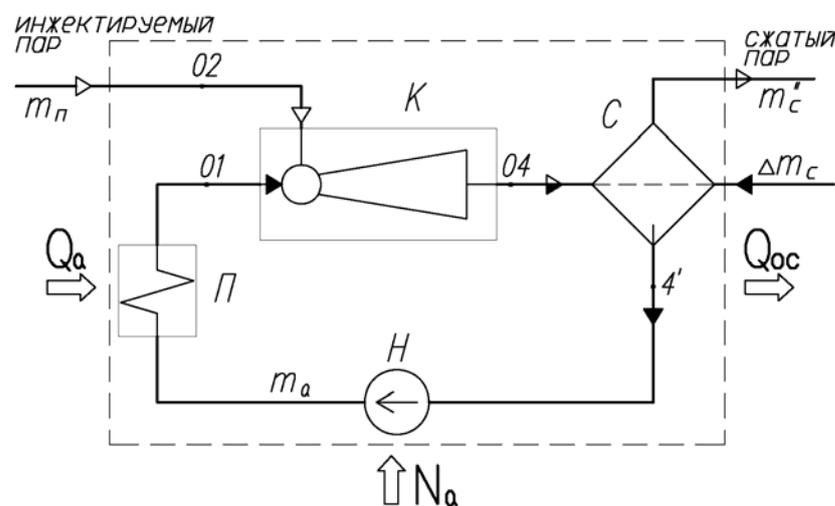


Рис. 1.1. Принципиальная схема СТК: К – струйный компрессор; С – сепаратор; Н – циркуляционный насос; ПВ – подогреватель

Уравнение первого закона для рассматриваемой системы (контрольная поверхность отмечена штриховой линией), в которой осуществляется стационарный поточный процесс, имеет вид

$$Q_a + N_a + h_{o2} \cdot m_{II} + h'_w \cdot \Delta m_c = h''_4 \cdot m''_c + |Q_{oc}| \quad (1.1)$$

Здесь  $Q_a$  – тепловая мощность нагревателя, Вт;  $N_a$  – внутренняя мощность насоса, Вт;  $|Q_{oc}|$  – тепловые потери в окружающую среду, Вт;  $h'_w$  – энтальпия подводимой в контур жидкости, Дж/кг.

Учитывая, что

$$Q_a + N_a = (h_{o1} - h'_4) \cdot m_a \quad (1.2)$$

из уравнения (1.1) получим:

$$h_{o1} = h'_4 + u \cdot (\psi_4 (h''_4 - h'_w) - (h_{o2} - h'_w)) \quad (1.3)$$

где  $\psi_4 = (m''_c / m_{II})$  – степень перепроизводства пара.

Рассмотрение баланса энергии в циркуляционном контуре приводит к выражению

$$h_{o1} = h'_4 + q_a + l_a \quad (1.4)$$

где  $q_a = (Q_a / m_a)$  – удельная подводимая теплота, Дж/кг;  $l_a = (N_a / m_a)$  – удельная работа насоса, Дж/кг.

Применение II закона и метода потоков эксергии [27, 26] для рассматриваемой системы (без учета потерь  $|Q_{oc}|$  при подводе энергии в

форме тепла  $q_a$  и механической работы  $l_a$  приводит к зависимости для расчета эффективного к.п.д. (коэффициента использования подводимой энергии) установки:

$$\eta_{СТК} = u \cdot \frac{\psi_4 \cdot (e_4'' - e_w') - (e_{o2} - e_w')}{q_a + l_a} \quad (1.5)$$

С учетом уравнений (1.3) и (1.4), зависимость (1.5) преобразуется к виду

$$\eta_{СТК} = 1 - T_{oc} \cdot \frac{\psi_4 \cdot (s_4'' - s_w') - (s_{o2} - s_w')}{\psi_4 \cdot (h_4'' - h_w') - (h_{o2} - h_w')} \quad (1.6)$$

Степень совершенства преобразования энергии в струйном компрессоре К, который входит в состав установки (контрольное пространство выделено штрихпунктирной линией на рис. 1.1), определяется соотношением:

$$\eta_k = u \cdot \frac{e_{o2} - e_{o4}}{e_{o4} - e_{o1}} \quad (1.7)$$

В отличие от традиционных газовых струйных аппаратов, диссипация энергии в проточной части струйного термокомпрессора приводит не к снижению [123], а к росту коэффициента инжекции  $u$ . Это связано с тем, что в данном случае энтальпия рабочей жидкости  $h_{o1}$  всегда меньше величины энтальпии инжектируемого пара  $h_{o2}$  (рис. 1.2). Из сопоставления с идеальным струйным компрессором следует, что  $s_4 > s_{4s}$ ,  $h_4 > h_{4s}$  и поэтому

$$u = \left( \frac{h_4 - h_{o1}}{h_{o2} - h_4} \right) > u_s = \left( \frac{h_{4s} - h_{o1}}{h_{o2} - h_{4s}} \right) \quad (1.8)$$

Привлекательность реализации струйного термокомпрессорного модуля (СТК) в энергосберегающих системах теплоэнергетики и промышленной тепло- и хладотехники связана с достаточно высокой (для струйных аппаратов) эффективностью, обусловленной незначительными потерями «на удар», малыми затратами энергии на подачу молосжимаемой жидкости и возможностью утилизации (или регенерации) низкопотенциального тепла вместо механической энергии привода.

Отличительные особенности принципа струйной термокомпрессии отчетливо проявляются при сопоставлении с газовым струйным компрессором, работающим на перегретом (или сухом) водяном паре, когда рабочая струя пара формируется в районе верхней пограничной кривой [123].

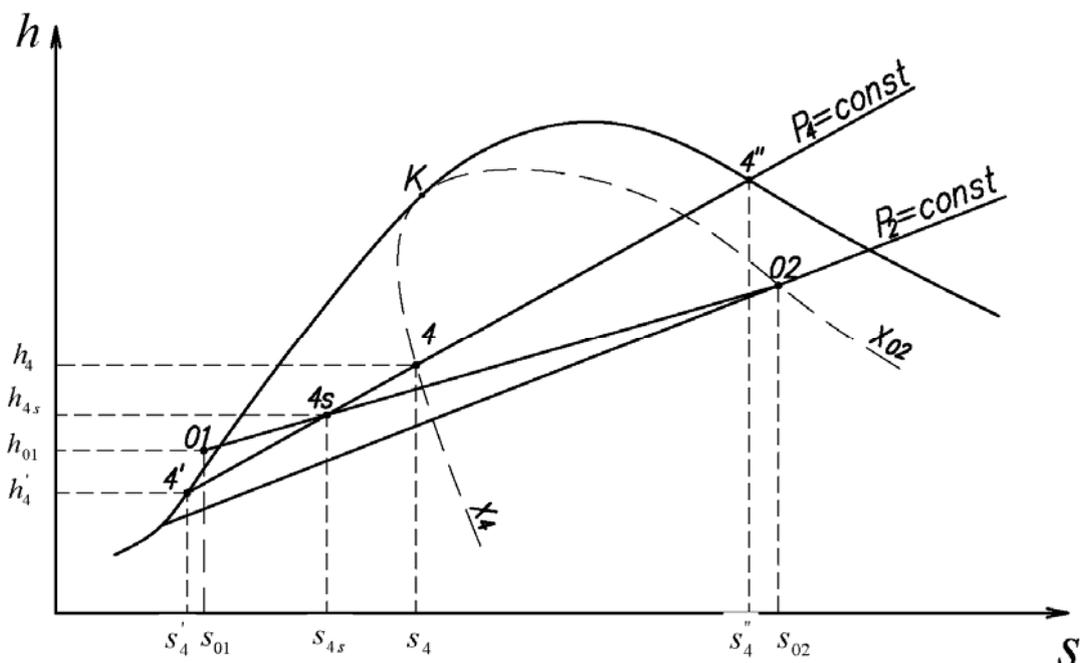


Рис. 1.2. Представление принципа СТК в термодинамической диаграмме состояния

На рис. 1.3 представлены расчетные зависимости показателей изоэнтропного истечения, соответствующие характеру формирования рабочих струй пара в сравнительных вариантах при одинаковых расходах ( $\dot{m}_a = const$ ) и начальных давлениях ( $p_{01} = const$ ).

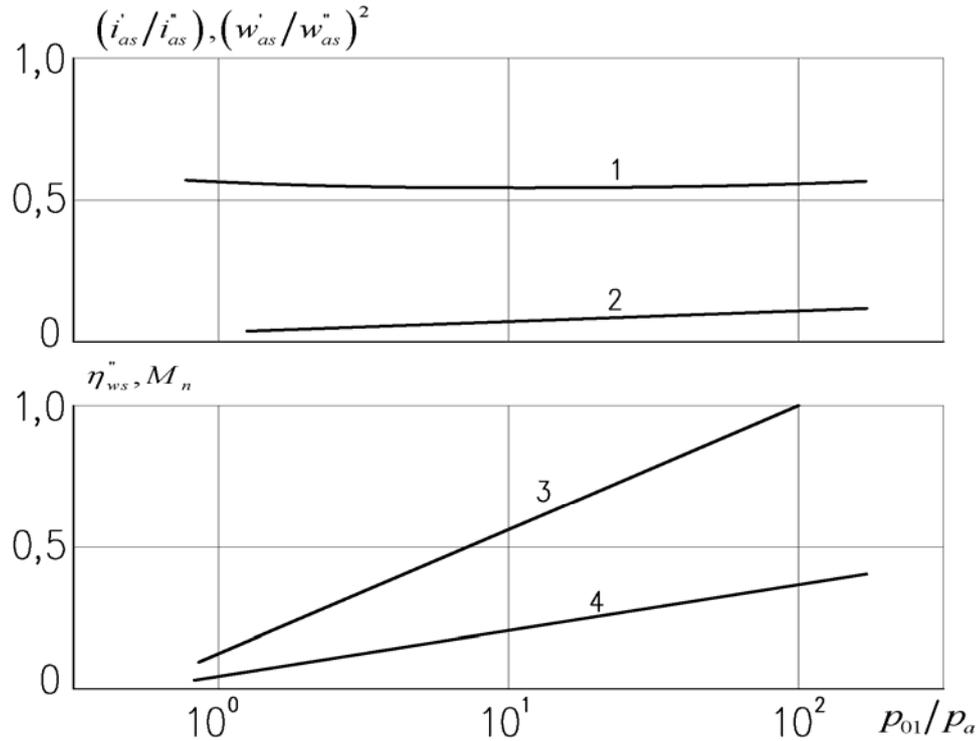


Рис. 1.3. Сопоставление показателей изоэнтропного истечения от нижней ( $s'$ ) и верхней ( $s''$ ) пограничных кривых водяного пара при  $p_{01}=1\text{МПа}$ , 1 -  $(i'_{as}/i''_{as})$ ; 2 -  $(w'_{as}/w''_{as})^2$ ; 3 -  $M_n$ ; 4 -  $\eta_{ws}$

С увеличением степени расширения ( $p_{01}/p_a$ ) соотношение величин удельных импульсов в сравниваемых вариантах практически не меняется:  $i'_{as}/i''_{as} \approx 0,5-0,6$ .

В то же время, процесс расширения от верхней пограничной кривой характеризуется значительно более высоким уровнем кинетической энергии потока ( $(w''_{as}/w'_{as})^2 \sim 10^1 - 10^2$ ), а значит и более высокими затратами энергии

$\Delta h_o$  на генерацию сухого (или перегретого) пара и формирование рабочей струи: коэффициент  $\eta_{ws}'' = ((w_{as}'')^2 / 2 \cdot \Delta h_o'') \sim 10^{-1}$ , где  $\Delta h_o'' \approx r_o$ .

При расширении от нижней пограничной кривой, что соответствует реализации принципа СТК, величина коэффициента  $h'_{ws}$  близка к единице. В данном случае практически исключено появление предельных критических режимов течения на входе в камеру смешения, которые существенно снижают эффективность газовых струйных компрессоров [1, 123]. Установленные ранее закономерности сверхкритического течения паракапельного потока мелкодисперсной однородной структуры и более высокого значения скорости звука в окрестности верхней пограничной кривой  $a_{n*}$  по сравнению с соответствующими значениями  $a_*$  в выходном сечении сопла при истечении вскипающей жидкости приводят к тому, что даже в предельном случае равенства скоростей потоков ( $w_n = w_a$ ) на входе в камеру смешения инжектируемый поток пара остается дозвуковым (число  $M_n < 1$ ) в широком интервале значений степени расширения рабочего потока:  $p_{o1}/p_a \leq 10^2$  (см. рис. 1.3).

Более низкий уровень кинетической энергии рабочего потока (обычно  $(w_{as}''/w_{as}')^2 \sim 10^1$ ) и соотношения плотностей смешиваемых сред ( $v_n/v_a \sim 10^1$ ) обуславливают малые значения коэффициента массовой инъекции в СТК:  $u \sim 10^{-2}$ . По этой причине режимы работы здесь всегда близки к предельным (когда  $(w_n/w_a) \rightarrow 1$ ), а потери на удар практически отсутствуют, т.к. величина  $u \cdot (w_a^2/2 - w_n^2/2) \rightarrow 0$  [1]. В газо- и пароструйных компрессорах высокие значения потерь на удар являются основной причиной низкой эффективности этих аппаратов [123]. Недостаток таких компрессоров обусловлен двумя видами потерь:

1). эксергетические потери при получении рабочего пара  $\eta_e = \eta_q (1 - (T_{oc}/T_1))$  в котельных агрегатах,

2). Потери «на удар»  $\Delta e \sim u \cdot (w_a - w_n)^2 / 2$  из-за неизбежных кризисных предельных режимов, возникающих при повышении степени сжатия  $\pi_\kappa = p_a / p_n > 2$ . Общий эксергетический к.п.д. таких аппаратов на уровне 0,1-0,2.

Сравнение схем получения водяного пара с пароструйным и жидкостно-паровым компрессорами представлено на рис. 1.4.

Реализация потоков вскипающей жидкости в качестве энергетического рабочего тела – перспективно по мнению ряда авторов [43, 132].

В отличие от традиционных механических компрессоров, для привода которых используется механическая (или электрическая) энергия, формирование рабочей струи пара в СТК требует подвода не только механической, но и энергии в форме тепла (рис. 1.1).

Основным недостатком СТК является повышенный расход  $m_a$ , жидкости в циркуляционном контуре (из-за низкого уровня коэффициента массовой инъекции  $u$ ) и поэтому предъявляются особые требования к характеристике циркуляционного насоса.

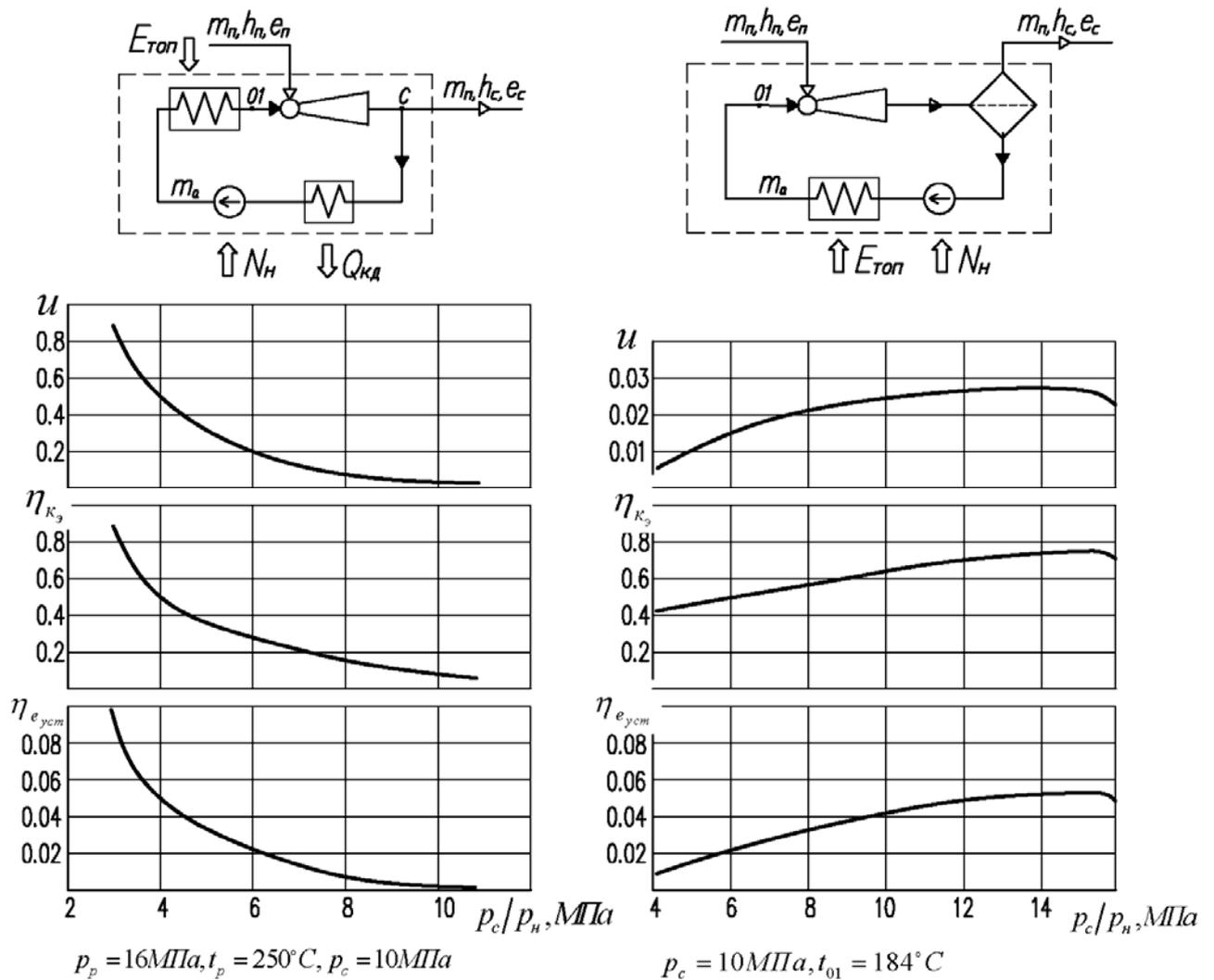


Рис. 1.4. Сравнение принципиальных схем получения водяного пара с пароструйным (слева) и жидкостно-паровым (справа) компрессорами

Эффективность СТК в первую очередь определяется совершенством процессов истечения вскипающей жидкости и формирования рабочей струи влажного пара. Известно достаточно большое количество исследований, посвященных изучению течения вскипающих потоков в расширяющихся каналах (соплах Лавалья). Однако, в связи с чрезвычайной сложностью течения, отличающегося предельной неравновесностью метастабильных состояний структурной неоднородностью двухфазной среды, интенсивным, турбулентным обменом, кризисными явлениями и др., а также из-за ограниченного диапазона геометрических параметров экспериментов, еще не

получено достаточно полного и физически обоснованного количественного описания этого процесса.

## 1.2. Анализ факторов, определяющих эффективность применения потоков вскипающей жидкости в струйных компрессорах.

Несмотря на широкое распространение двухфазных сопловых аппаратов (СА) в технике, а также большое количество экспериментальных и теоретических работ по их исследованию, они нуждаются в более глубоком изучении. Это объясняется сложностью протекающих в СА процессов смешения разнофазных струй, сопровождающихся обменом количества движения, тепло- и массообменом между разно-фазными потоками, конденсацией, сверхзвуковыми режимами течения двухфазной смеси со скачками уплотнения.

Создание общей теории и методики расчета двухфазных СА затруднялось существовавшим уровнем исследования этих аппаратов и процессов, происходящих в них. Это усложняло и задерживало применение СА в технике. Новые области использования двухфазных СА требовали более глубоких экспериментальных и теоретических исследований. В течение длительного периода времени не предпринимались серьезные попытки описать процессы, протекающие в различных типах двухфазных СА с единых позиций. Более столетия в разных областях техники применяются вакуумные ЖГСА. За это время появилось большое количество работ по изучению процессов, протекающих в них. Все существующие методики расчета ЖГСА можно разделить на четыре основные группы: методики, основанные на уравнении баланса энергии [ 7, 10, 61, 78, 117, 173, 176], эмпирических зависимостях [15, 20, 55, 56, 57, 63, 123], уравнении сохранения количества движения [46, 80, 81, 83, 86, 161], а также на теоретических зависимостях, полученных в результате

совместного решения уравнений неразрывности, количества движения, энергии и состояния при тех или иных допущениях [29, 30, 31, 51, 58, 141-148, 151-154, 159]. Рассмотрим их более подробно.

Предложенная С. Пфлайдерером [176] методика расчета ЖГСА основывается на уравнении баланса энергии. При этом он предполагает, что кинетическая энергия вытекающей из сопла воды (за вычетом потерь) расходуется на изотермическое сжатие воздуха. Авторы работ [7, 61, 78, 117, 173] в отличие от С. Пфлайдерера учитывают некоторые дополнительные факторы, влияющие на характеристики ЖГСА. Так, К. Клоне [173], проведя экспериментальное исследование водовоздушного СА и определив существование двух различных режимов его работы, дорабатывает методику С. Пфлайдерера. Он предлагает использовать уравнение баланса энергии только для расчета режимов работы ЖГСА, на которых входное давление газа зависит от противодействия смеси на выходе из аппарата, а для остальных режимов предлагает эмпирическую зависимость. Г.А. Ароне [10] расширяет область использования эмпирической зависимости К. Клоне

Авторы более поздних работ [15, 20, 55-57, 64, 123], убедившись в значительном расхождении проводимых ими экспериментов с результатами расчетов по приведенным выше методикам, предлагают чисто эмпирические зависимости, которые распространяются только на исследованный ими диапазон параметров, выбранный из области использования ЖГСА в конденсационных установках паровых турбин. Причем, если в ранних работах [15, 20, 64, 123] влияние длины КС на характеристики ЖГСА не учитывалось, то в более поздних исследованиях [55 - 57] уже приводятся эмпирические зависимости для выбора оптимальных размеров КС в экспериментально исследованном диапазоне геометрических и режимных параметров ЖГСА.

Ряд авторов при расчете ЖГСА, как и при расчете жидкоструйных насосов, используют уравнение сохранения количества движения для КС совместно с уравнением неразрывности [46, 80, 83, 86, 161]. Наиболее

обоснованно такая методика расчета изложена в работе Р.Ж. Канингэма [80]. В ней уравнения количества движения и неразрывности применяют только для режимов работы ЖГСА, при которых зона смешения потоков заканчивается в КС, а уравнение энергии используют при анализе предельно возможного диапазона работы аппарата на рассматриваемых режимах. Р.Ж. Канингэм считает, что в ЖГСА в выходном сечении КС могут реализоваться только дозвуковые и, в крайнем случае, режимы течения смеси со скоростью, равной скорости звука. При этом зона смешения разно-фазных потоков заканчивается в КС. Кроме того, могут реализоваться режимы течения, при которых зона смешения потоков заканчивается в диффузоре. При этом жидкостная струя пробивает КС на большей части ее длины, подвергаясь полному распаду в диффузоре.

По результатам экспериментальных исследований ЖГСА опубликовано большое количество работ [9, 15,16, 21 - 25, 30, 45, 47, 49, 50, 52 - 54, 64, 81, 85, 87, 121, 123, 124, 147, 155, 156, 163, 180 и др.]. В них отмечается многообразие режимов работы ЖГСА, приводится структура потока в проточной части аппарата, показывается влияние геометрических (диаметра и длины КС, формы сопла и др.) и режимных (давления, температуры, расхода) параметров на его характеристики.

Рассмотренные выше методики расчета не обосновывают многообразие режимов работы ЖГСА, не позволяют определить границы перехода с одного режима работы на другой, не описывают зависимость характеристик ЖГСА от формы, длины КС и ряда других параметров. Эти методики применимы, как правило, только для выбранного режима работы ЖГСА в узком диапазоне его параметров.

Поэтому авторы работ [29, 31, 51, 58, 141-146, 159] предлагают методику расчета ЖГСА (одновременно и ГЖСА), базирующуюся на теоретических зависимостях, полученных в результате совместного решения уравнений неразрывности, количества движения, энергии и состояния с привлечением тех или иных условий для определения режимов работы

двухфазного СА, например вытекающих из теорем термодинамики необратимых процессов [142, 143]. В работе [159] В.П. Шидловский, предполагая отсутствие теплообмена между газом и жидкостью в КС и образование в ее выходном сечении однородной механически равновесной смеси, приводит вывод уравнений эжекции, которые позволяют для фиксированных параметров потока газа и жидкости на входе в СА определить по два значения скорости, давления и температуры смеси в выходном сечении КС. В работе отмечается, что физически может реализоваться только режим течения смеси, соответствующий меньшей скорости; показывается, что обращение в нуль подкоренного выражения в решении квадратного уравнения, определяющего скорость течения смеси в выходном сечении КС, соответствует достижению ею скорости распространения в смеси бесконечно малых возмущений. Это приводит к запираанию КС ЖГСА.

Ю.Н. Васильев в работе [29], в отличие от В.П. Шидловского, приводит вывод уравнений эжекции в предположении образования в выходном сечении КС однородной термодинамически и механически равновесной газожидкостной смеси. Эти уравнения дают два значения скорости смеси в выходном сечении КС. Сопоставляя полученные скорости со скоростью распространения звука в смеси, автор показывает, что меньшая из них соответствует дозвуковому, а большая - сверхзвуковому режиму течения двухфазной смеси в выходном сечении КС. Реализация сверхзвукового течения приводит к запираанию КС, в результате чего возмущения не передаются против течения потока. Далее автор рассматривает два возможных режима запираания КС: критический, при котором течение смеси на выходе из КС сверхзвуковое, и режим, при котором скорость смеси на выходе из КС равна скорости звука.

На основании исследования изотермического КПД при изменении режима работы СА, в [29] приведено условие реализации критического режима работы ЖГСА с сужающимися соплами только для случая, когда

температуры торможения газа и жидкости на входе в КС равны. Таким условием является равенство скоростей газа и жидкости во входном сечении КС сверхзвуковой скорости смеси в ее выходном сечении. Для экспериментального подтверждения расчетов были проведены испытания серии вакуумных ЖГСА с числом стволов жидкостного сопла  $Z_c=1..327$  [30]. Установлено, что экспериментальные дроссельные характеристики в случае  $Z_c > 12$  качественно совпадают с теоретическими, причем отмечается удовлетворительное совпадение теории с экспериментом при малых и существенное различие при больших значениях коэффициента эжекции. Различие между результатами испытаний ряда ЖГСА с одноствольным жидкостным соплом, приведенными в работах [15, 20 – 23, 30, 54, 55, 64], и расчетами по методике Ю.Н. Васильева авторы работы [30] объясняют неравномерностью потока на выходе из КС. В работах М.Е. Дейча [44] и Я.Г. Шапиро [157] учитывается неравномерность профиля скоростей на выходе из КС газо-газового и жидкостно-жидкостного СА путем введения коэффициента в уравнение сохранения количества движения. Дальнейшее развитие теория и методика расчета двухфазного СА получила в работах, проведенных в МГТУ им. Н.Э. Баумана [51, 58, 141-148, 151-154, 155, 156, 163].

Авторы работ [ 18, 19, 34, 39, 63, 107, 122, 127, 129] исследуют ЖГСА и ГЖСА с позиций их применения в химической промышленности в качестве тепло- и массообменного аппарата. В связи с этим в указанных работах уделяется внимание в основном процессам взаимодействия в КС диспергированной на капли жидкости с газом.

Не все рассмотренные выше методики расчета ЖГСА учитывают изменения их характеристик с изменением геометрических и режимных параметров аппарата. Это часто приводит к существенному рассогласованию между результатами расчетов по разным методикам и экспериментом. Так, эмпирические зависимости были получены авторами только для исследованного ими диапазона геометрических и режимных параметров

ЖГСА. При этом в процессе проведения эксперимента не уделялось должного внимания предыстории жидкостного потока, форме жидкостного сопла и другим параметрам. Ряд параметров не учитывает и методика, предложенная Ю.Н. Васильевым.

Гораздо меньше работ опубликовано по ГЖСА. Приведенные в [29, 159] методики расчета, основанные на теоретических зависимостях, применимы, по утверждению авторов, для расчета как ЖГСА, так и ГЖСА. Однако в работах результаты расчета сопоставлялись с экспериментом только для ЖГСА.

Первые серьезные работы по исследованию ПЖСА, работающих в режиме инжектора, появились в середине прошлого столетия. Благодаря работам отечественных и зарубежных авторов [4, 5, 6, 10, 33, 35, 36, 42, 43, 59, 67 – 69, 70 - 72, 74 - 77, 84, 88, 90, 91, 101, 104, 105, 114, 120, 123, 125, 135, 140, 149, 150, 162, 165] в настоящее время протекающие в ПЖСА процессы исследованы более детально и созданы в одномерной постановке методики расчета, которые можно разделить на две группы. К первой относятся работы, в которых используется интегральное уравнение сохранения количества движения для определения параметров потока в выходном сечении КС [например, 4, 33, 36, 42, 43, 74, 101, 123, 125, 149]. Расчет параметров потока за скачком уплотнения проводят в предположении, что скачок, сопровождающийся конденсацией, имеет нулевую протяженность и за ним течет только жидкость. При этом возникновение скачка не вытекает из анализа, его существование просто постулируется из экспериментальных исследований. Ко второй группе относятся работы, в которых исследуют область от среза сопла до скачка уплотнения на основании использования дифференциальных уравнений механики сплошной среды применительно к течению двухфазных смесей с фазовыми переходами [например, 67 – 69, 90]. Недостатком этих работ является то, что используемые в дифференциальных уравнениях мощности

распределенных источников механического взаимодействия фаз, массо- и теплообмена неизвестны и их приходится задавать.

Авторы работ [65, 123] приводят экспериментальные характеристики ЖГПСА, свидетельствующие о существенном увеличении объемной производительности аппарата с ростом доли пара и парогазовой смеси. В работе [116] отмечено, что при незначительной доли газа в парогазе, поступающем в ПГЖСА, наступает срыв его работы в режиме инжектора. Методики расчета ЖГПСА и ПГЖСА не приводились.

Самыми неизученными в настоящее время являются двухфазные СА, в которых в качестве активного или пассивного потока используется газожидкостная смесь [3, 46].

Таким образом, существующие методики позволяли рассчитывать двухфазные СА определенного типа только в узком диапазоне рабочих параметров. Однако, как отмечалось выше, изменив только начальные параметры смешивающихся струй, можно перейти от одного типа двухфазного СА к другому. В связи с этим возникла необходимость создания общей теории двухфазных СА, которая позволила бы рассчитывать эти аппараты в широком диапазоне изменения их геометрических и режимных параметров.

При рассмотрении потоков вскипающей жидкости в условиях больших градиентов давления и скорости. Наиболее типичными каналами, в которых реализуются эти условия, являются суживающиеся и расширяющиеся сопла, диафрагмы и короткие цилиндрические каналы. Прежде всего интересуют характеристики, определяющие эффективность и особенности работы таких каналов, рассматриваемых как элементы энергетических аппаратов.

Известно большое количество теоретических и экспериментальных работ [28, 37, 38, 40, 41, 79, 102, 103, 111, 108, 109, 110, 134, 164, 166, 167, 169, 170, 171, 174, 168, 177, 178, 179, 181], посвященных изучению потоков вскипающей жидкости, причем наиболее ранние из исследований относятся

еще в конце XIX в. [177, 181]. Однако сложность изучаемого явления, определяемая структурной и динамической неоднородностью среды, наличием метастабильных состояний жидкости и другими факторами, не позволила получить к настоящему времени полного решения исследуемой задачи. К числу наиболее важных вопросов исследования следует отнести: 1) расходные характеристики каналов; 2) эффективность сопл, преобразующих потенциальную и тепловую энергию горячей жидкости в кинетическую энергию вытекающей струи; 3) критические явления и режимные характеристики сопл; 4) особенности структуры потока, ее возможная перестройка и характер выделения паровой фазы в потоке; 5) скорость распространения малых возмущений в исследуемых потоках; 6) влияние геометрических характеристик каналов на процесс течения.

Определенный интерес представляет сравнение экспериментальных данных с некоторыми предельными моделями течения вскипающей жидкости, так как при этом можно выявить степень и характер отклонения исследуемых характеристик от соответствующих теоретических случаев: равновесный изоэнтропийный и полностью метастабильный процесс.

Реальный процесс истечения горячей жидкости из канала заданной геометрии может в различной степени отклоняться от рассмотренных предельных случаев. Известно, например, что при истечении насыщенной жидкости из очень коротких каналов и диафрагм расход ее равен расходу некипящей жидкости, т. е. практически реализуется случай полностью метастабильного течения однофазной жидкой среды [164, 170]. В каналах большой протяженности расход вскипающей жидкости оказывается близким к соответствующим расходам для равновесного процесса истечения [108, 103].

Рассмотрим вопрос о начале парообразования в потоке вскипающей жидкости. Парообразование может начинаться в сечении, где местное давление в потоке равно давлению насыщения при начальной температуре жидкости  $t_0$ . Это зависит от первоначального недогрева жидкости до

состояния насыщения, скорости жидкости, геометрии рассматриваемого канала и рода жидкости. Очевидно, что сечение закипания не может располагаться в расширяющейся части сопла Лавала, поскольку для безотрывного течения несжимаемой жидкости минимальное давление устанавливается в горле сопла, за которым должно происходить повышение давления. При наличии больших градиентов скорости и давления возможно запаздывание процесса вскипания жидкости, т. е. жидкость может находиться некоторое время в метастабильном состоянии. Важным фактором в процессе вскипания жидкости является первоначальное распределение фаз по сечению. В некоторых работах [37, 109, 166] высказывается мнение, что выделение паровой фазы происходит по всему сечению канала. В других исследованиях [168, 179] отмечается, что парообразование начинается в пограничном слое у стенки канала.

В работе [102] в результате визуальных наблюдений и фотографирования установлено, что парообразование начинается на стенке канала. Исходя из анализа физической картины процесса течения несжимаемой жидкости, можно предположить, что в силу малых скоростей у стенки и ее шероховатости именно в этой области потока наиболее вероятно выделение паровой фазы.

Так как процесс парообразования в потоке вызывает соответствующие изменения в распределении статического давления в канале, величине расхода, режимных и энергетических характеристиках течения, то исследование совокупности указанных вопросов позволяет получить определенную информацию о начале парообразования в канале, его характере и возникновении критических условий.

Имеются данные [79, 110], показывающие, что при течении вскипающей жидкости через суживающиеся сопла с уменьшением противодавления относительное давление в выходном сечении сопла  $\varepsilon_{cp} = p_{cp} / p_0$  становится больше относительного противодавления

$\varepsilon_a = p_a / p_0$  и расход начиная с некоторых значений  $\varepsilon_a$  становится практически постоянным. Анализ истечения из сужающегося сопла показывает, что при резком падении давления (сильном ускорении потока) вблизи среза происходит запираание канала. Таким образом, в связи с наличием кризисных условий суживающееся сопло на вскипающей жидкости может сработать ограниченный перепад давления. Для дальнейшего расширения потока необходима диффузорная часть, т.е. использование сопла Лавалья.

Рассмотрим экспериментальные данные, полученные при исследовании осесимметричного сопла Лавалья [40, 79]. Анализ распределения давлений по длине сопла в зависимости от противодействия при различных недогревах и расходных характеристик показывает, что вся область режимов работы сопла может быть разбита на три зоны.

Первая группа режимов характерна для больших противодействий. При  $\varepsilon_a > \varepsilon_s$  наблюдается гидравлическое истечение жидкости из сопла с изменением расхода в зависимости от противодействия. В этом случае парообразование в потоке исключается, поскольку давление жидкости не достигает давления насыщения при начальной температуре  $t_0$ . Давление на срезе остается равным противодействию, при этом существенно меняется расход, что характерно для докритических режимов течения.

Вторая группа режимов характеризуется также равенством давления на срезе и в окружающей среде, но отличается неизменностью расхода, что свидетельствует о том, что в некотором сечении сопла в области горла происходит запираание потока. В дальнейшем поток становится дозвуковым вследствие увеличения местной скорости звука в парокпельном потоке (непрерывная фаза — паровая). Следует отметить, что зона ускорения потока увеличивается при уменьшении противодействия.

Третья группа режимов характеризуется также неизменностью расхода. В данном случае наблюдается настолько сильное ускорение потока

в расширяющейся части сопла, что на срезе достигается критическая скорость и давление на срезе сопла становится больше давления окружающей среды. Таким образом, особенность этой группы режимов — наличие двух характерных сечений: сечение вблизи горла сопла в области нарушения непрерывности жидкой фазы, где происходит запираание по расходу, и сечение на срезе сопла, которое определяет предельно реализуемый перепад давлений в сопле.

Измерения, проведенные совмещенным осевым термо- и пневмозондом показывают, что процесс парообразования в потоке испаряющейся жидкости в сопле Лавая протекает неравновесно, что особенно заметно при малых недогревах жидкости. Хотя в суживающейся части сопла в непосредственной близости от горла местное давление достигает давления насыщения, соответствующего начальной температуре жидкости  $t_0$ , измеренная температура в точках ниже по потоку до определенного сечения остается постоянной, и затем снижается, оставаясь, однако, выше температуры насыщения  $t_s$  для местных значений статического давления. Наибольшая неравновесность имеет место в горле и расширяющейся части сопла вблизи от него. При небольших недогревах температура жидкости на всем протяжении расширяющейся части сопла остается значительно выше ( $\Delta t \approx 5 - 10^\circ \text{C}$ ) температуры насыщения  $t_s$ , что связано с большими градиентами давления и скорости, не позволяющими завершить процесс парообразования в пределах сопла. С увеличением недогрева процесс все более приближается к равновесному, что можно объяснить малыми градиентами давления и, следовательно, скорости по длине сопла. Таким образом, в суживающейся части сопла Лавая процесс течения горячей жидкости протекает в условиях почти полной метастабильности, т.е. при  $t_0 \approx const$ . При высоких противодавлениях вблизи горла сопла начинается изобарный участок, т. е. с этого сечения сопла не происходит приращения импульса потока. Таким образом, разгон потока прекращается в зоне

максимальной метастабильности, и поэтому коэффициент скорости сопла  $\varphi_c$  в этих режимах должен быть минимальным и близким к коэффициенту скорости для полностью метастабильного процесса  $\varphi_c^M$ .

Изобаричность процесса расширения парожидкостного потока в сопле Лавалья связана либо с отрывом потока от стенок диффузорной части (что наиболее вероятно), либо с компенсацией воздействий в паракапельном потоке.

Сравнение коэффициента скорости  $\varphi_c$  суживающегося сопла и сопла Лавалья показывает, что на гидравлических режимах работы сопла и близких к ним наблюдается полное соответствие между их численными значениями. Уменьшение противодавления приводит к монотонному падению коэффициента скорости суживающегося сопла и росту  $\varphi_c$  сопла Лавалья начиная с некоторого  $\varepsilon_a$ . Для суживающегося сопла характерно окончание процесса в зоне максимальной метастабильности. Рост коэффициента скорости сопла Лавалья с уменьшением  $\varepsilon_a$  обусловлен окончанием процесса расширения в зоне меньшей метастабильности.

Итак, возникновение критических условий при образовании в потоке упругой составляющей вполне очевидна. В данном случае наиболее важным представляется объяснение наличия в соплах Лавалья двух характерных сечений, где:

- возникают условия, лимитирующие расход жидкости через канал, как видно из анализа данных по распределению статического давления и изменению расхода, это сечение расположено вблизи горла сопла;

- возникают условия, лимитирующие перепад давлений, срабатываемый в пределах сопла (в рассмотренных случаях - это выходное сечение).

Анализ указанных явлений требует определенной схематизации структуры потока в характерных сечениях; прежде всего это касается

характера образования и выделения паровой фазы в начальной стадии вскипания.

Если паровая фаза образуется исключительно в пограничном слое, примыкающем к стенке сопла, то поток в этой области будет иметь кольцевую структуру: по центру канала движется перегретая жидкость, а в периферийной области либо насыщенный пар, либо паровая фаза, несущая некоторое количество капель жидкости. Как показывает анализ таких парожидкостных расслоенных течений, заклинивание по расходу в этом случае может происходить в сечении, где паровая составляющая должна обладать сверхзвуковой скоростью [134]. В то же время из рассмотренных ранее данных очевидно, что даже в предположении, что парообразование начинается сразу же при достижении в потоке давления  $\varepsilon_s$ , перепад давления от этого сечения до сечения, лимитирующего расход, намного меньше  $\varepsilon_{кр}$  для насыщенного и для влажного пара.

Тем не менее, ряд исследователей отмечает, что парообразование в потоке начинается на стенках сопла. В то же время визуальные наблюдения и высокоскоростная киносъемка [79, 174] в каналах с прозрачными боковыми стенками показывают, что центральное жидкое ядро сохраняет устойчивость лишь на небольшом отрезке, и картина течения в этой области имеет вид, показанный схематически на рис.1.5., причем ломаный фронт разрыва непрерывности жидкой фазы нестационарен. В работе [79] отмечалось, что при высоких  $\varepsilon_a$  постепенно уменьшающаяся в сечении центральная жидкая струя может сохраняться на значительной длине расширяющегося участка сопла.

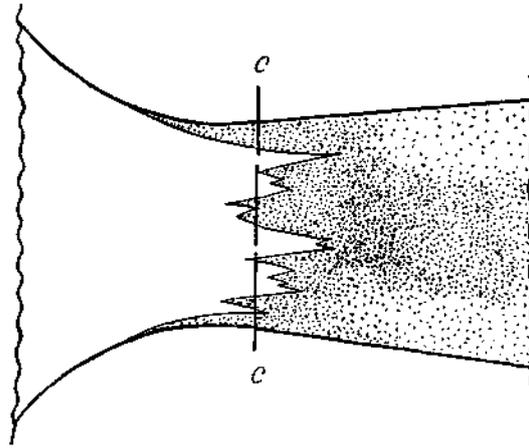


Рис. 1.5 Перестройка структуры потока при вскипании.

Учитывая нестационарность фронта разрыва жидкости, а также то, что переход в парокапельный поток неизбежно должен происходить через локализованный участок пузырьковой или пенной структуры, а это приводит к тому, что в некотором сечении *c-c* имеет место пузырьковая структура течения. Как известно, для пузырьковой структуры потока характерна очень низкая скорость распространения малых возмущений. Возможная метастабильность потока принципиально ничего не изменяет, но приводит к смещению критического сечения в области более низкого давления.

Представлен простой расчетный метод который иллюстрирует наступление критического режима течения, основанный на следующих допущениях:

- 1) неравновесность процесса связана только с метастабильностью потока, так что энтропия системы постоянна;
- 2) образующийся пар имеет параметры насыщения, соответствующие местному статическому давлению;
- 3) скорости паровой и жидкой фаз равны;
- 4) жидкая фаза несжимаема.

В расчете используются экспериментально измеренное распределение статического давления по длине сопла, значение измеренного расхода жидкости и заданная геометрия сопла.

Область, охватываемая таким упрощенным расчетом, ограничена некоторой предельной величиной объемного паросодержания, при которой еще возможно существование пузырьковой структуры.

В результате оценки сделаны выводы о том, что скорость распространения малых возмущений в такой среде близка к скорости в чисто паровой фазе.

Рассмотрим влияние начальных параметров и геометрии сопел на характеристики процесса.

Многими исследователями отмечалось значительное влияние геометрических характеристик канала и начальных параметров жидкости на процесс истечения. Обобщение данных некоторых исследований [38, 79, 111, 164] показывает, что:

а) при относительных длинах канала  $l/d \leq 0,2$  расход оказывается таким же, как и при истечении не кипящей жидкости, и закипание потока отсутствует;

б) при движении в каналах  $0,2 < l/d \leq 0,6 - 0,8$  расход жидкости несколько ниже, чем расход неиспаряющейся жидкости, однако парообразование настолько мало, что во всем диапазоне противодавлений поток также не достигает кризисного состояния.

Для каналов большей относительной длины (начиная примерно с  $l/d > 1,6 - 2,0$ ), как правило, при достаточно низком противодавлении достигается закипание потока насыщенной жидкости, однако следует отметить, что помимо длины канала на расходные характеристики сильно влияет характер входного участка канала. Это обстоятельство наглядно продемонстрировано в работе [171] при исследовании коротких цилиндрических насадок с различными радиусами скругления входной кромки.

Легко заметить существенное различие критических расходов жидкости при истечении через суживающееся сопло и сопло Лавая с той же самой суживающейся частью. Это свидетельствует о том, что характер потока в сечениях, лимитирующих расход, и, следовательно, механизм распространения возмущений в этих случаях различны. Можно также предположить, что при больших углах раскрытия расширяющейся части сопла, превышающих некоторое предельное значение отрывного угла, расходные характеристики суживающегося сопла и сопла Лавая будут совпадать. Об этом, в частности, свидетельствуют данные, изложенные в [79], где показано влияние угла раствора расширяющейся части сопла Лавая на критический расход жидкости при различных значениях недогрева.

Относительно влияния геометрии сопел на их эффективность следует сделать следующие замечания.

Как было показано, коэффициент скорости суживающихся сопел очень низок, что связано с практически полной не реализацией фазовых превращений. Так как процесс испарения развивается только на очень коротких отрезках вблизи среза сопла, а начальный участок характеризуется изотермическим течением, то заметно повысить эффективность суживающихся сопел за счет увеличения его длины, т.е. времени пребывания жидкости в канале, не представляется возможным.

При истечении жидкости из сопла Лавая максимальное значение коэффициента скорости достигается в режиме полного расширения потока. Таким образом, для фиксированного перепада давлений существует некоторая оптимальная степень расширения сопла. Для жидкости, близкой к состоянию насыщения, экспериментально найдена зависимость требуемой степени расширения сопла для реализации заданного перепада давления [79].

Помимо степени расширения сопел Лавая, заметное влияние на их эффективность оказывают длина и угол раскрытия расширяющейся части. В работе [79] отмечается, что удлинение расширяющейся части способствует увеличению коэффициента скорости (очевидного тех пор, пока не начнет

сказываться противоположное влияние трения на стенках). Увеличение угла раскрытия при условии безотрывного течения также приводит к некоторому росту  $\varphi_c$ . Интересные данные по повышению эффективности сопел за счет немонотонно изменяющихся профилей приводятся в работе [174], где отмечается, что локальные сужения и расширения канала способствуют процессу парообразования, уменьшая тем самым метастабильность потока.

Как и при течении влажного пара, существенное влияние на коэффициент скорости сопел Лаваля, работающих на вскипающей жидкости, оказывает начальное давление жидкости, что связано с более интенсивным протеканием межфазных процессов обмена при возрастании  $p_0$ .

### 1.3. Современное состояние расчетных методик определения геометрических, расходных и энергетических характеристик жидкостно-паровых струйных компрессоров.

Известны различные подходы к расчету расходов вскипающей жидкости через каналы заданной формы. Используются упрощенные модели разделенных жидкостного и дисперсно-кольцевого потоков, равновесных критических течений, постулируется отсутствие фазовых взаимодействий и диссипативных процессов, допускается возникновение двух кризисов в разделенных потоках. Все известные расчетные методики используют одномерную схему процесса, что является грубым приближением, так как неоднородность - характерная и важная особенность течения через каналы с непрофилированным входом. В критическом сечении неоднородность течения проявляется как специфическое свойство околосвуковых потоков.

Характерная гидродинамическая неравновесность процесса и неравномерность полей скоростей, давлений и температур, в сильной степени влияющие на парообразование в потоке, не учитываются. Следовательно, реальные течения испаряющейся жидкости более сложны и степень

приближения к ним расчетных моделей зависит от режимных и геометрических параметров канала.

Зародышеобразование может происходить на флуктуационных центрах (гомогенная нуклеация) или инициированных центрах (гетерогенное парообразование). Такими центрами могут быть инородные включения (твердые или газовые), турбулентные вихревые моли и т. д. Флуктуационные центры образуются и начинают расти с определенной задержкой, обратно пропорциональной степени метастабильности, а парообразование на инициированных центрах реализуется немедленно при переходе через линию насыщения. Гетерогенное вскипание жидкости интенсифицируется при контакте жидкости с твердыми поверхностями, всегда обладающими реальной шероховатостью и, следовательно, генерирующими турбулентность. В реальных процессах вскипания жидкости, вытекающей из отверстий и каналов при больших перепадах давления, реализуются, как правило, оба процесса одновременно. В зависимости от гидродинамических особенностей истечения, начальных параметров жидкости и формы канала преобладающее значение может иметь та или иная составляющая процесса вскипания. Его спонтанный характер наблюдается практически во всех случаях истечения через каналы.

Опытные данные подтвердили, что парообразование, как правило, начинается вблизи стенок и распространяется к ядру течения. На этом основании авторы [2, 115] использовали систему уравнений одномерного движения: неразрывности и количества движения с дополнительным членом, учитывающим сопротивление трения, и уравнение сохранения полной энергии для среды в целом.

Отметим, что полученные уравнения основаны на предположении о малости динамических эффектов роста пузырьков, что позволило найти выражение для срывающей силы, частоту срыва пузырьков с поверхности.

Изменение массы пузыря и, следовательно, радиуса вдоль канала определялось по опытным данным Л. Р. Кеворкова. При этом авторами [115] получено уравнение для радиуса пузырька.

Описанная методика расчета апробировалась сопоставлением с опытными данными [115] для цилиндрических каналов разной длины, исследованных при различных начальных давлениях. Расчетные и опытные данные удовлетворительно согласуются в исследованном диапазоне  $\bar{l} = 4 - 20$  в интервале начальных давлений  $p_0 = 0,5 - 8,0 \text{ МПа}$ . Для длинного канала ( $\bar{l} = 48$ ) при  $p_0 > 2,0 \text{ МПа}$  расхождение оказалось более значительным. Авторами [2, 115] проведено сопоставление расчетных и опытных распределений давлений. Максимальные расхождения отмечены вблизи выходного (критического) сечения канала, где поток имеет неравномерное распределение давлений и скоростей по сечению и течение существенно неодномерное.

В работах В.В. Фисенко [137, 138] предложен другой подход к определению критического расхода и соответствующих критическому сечению параметров. Предполагается, что среда в критическом сечении однородная, поле скоростей равномерное, отвечающее одномерной модели, движение изоэнтропийное. Такой подход используется для расчета критического расхода через каналы  $\bar{l} \geq 10$  и длинные трубы; потеря полного давления от входного до выходного сечений не учитывается.

В рамках принятых допущений можно рассчитать критический расход и критическое давление (отвечающее выходному сечению канала) для начальных давлений и любого вещества. Для расчета критических расходов в более коротких каналах ( $\bar{l} < 10$ ) рекомендуется пользоваться опытными данными. Авторами [66] построена номограмма для определения давления метастабильного потока в выходном сечении канала в зависимости от относительной длины  $\bar{l}$ , начального давления  $p_0$  (отношения плотностей  $\bar{\rho}$ ) и недогрева  $\Delta t_n$ .

В работах Д. А. Хлесткина, А. С. Коршунова и В. П. Канищева [139] предлагается методика расчета расходов вскипающей жидкости в предположении гетерогенного или спонтанного парообразования, а также расходов пароводяных смесей высокой влажности. Уравнение баланса расходов в сечениях, где происходит парообразование справедливо до тех пор, пока существует жидкое ядро течения. Оно решается методом последовательного приближения относительно давления метастабильной жидкости  $\varepsilon_m$ . В реальном же течении значения  $p_m$  различны для разных участков потока и, следовательно в приведенное в работе уравнение вводится некоторая средняя величина, использование которой оспоримо.

Для определения числа центров парообразования используется эмпирическая зависимость, связывающая их количество с числом Рейнольдса [139]. Существование таких зависимостей возможно, так как интенсивность турбулентности изменяется при изменении  $Re$ , однако в отрывных течениях механизм образования центров парообразования особый и влияние  $Re$  оказывается неоднозначным.

Скорость роста паровых зародышей определяется по формуле Скрайвена, при этом вводятся следующие допущения:

- 1) пузырьки переносятся жидкостью;
- 2) давление начинает уменьшаться перед каналом на расстоянии, примерно равном его диаметру;
- 3) полное испарение метастабильного жидкого ядра завершается на некотором расстоянии от входного сечения канала, зависящем от недогрева жидкости и продольного градиента давления.

В основу принимаемой модели истечения пароводяной смеси положены следующие допущения:

- 1) метастабильность жидкой фазы сохраняется и при истечении в исследованном диапазоне параметров;
- 2) массо- и теплообмен между фазами в пределах канала незначителен; это означает, что парообразование на центрах (число которых определяется

$x_0$ ) значительно менее интенсивно, чем на флуктуационных центрах. Перечисленные допущения справедливы только для коротких каналов, время пребывания среды в которых меньше времени релаксации. При этом вводится основное понятие максимального расхода пароводяной смеси, определяемого как расход несжимаемой жидкости, имеющей плотность  $1/\nu_0$ . Очевидно, что перечисленные допущения в действительности не реализуются.

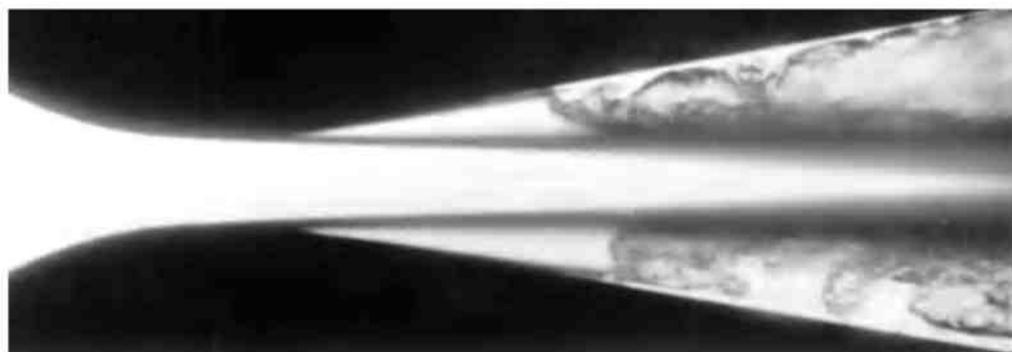
Задаваясь значениями давления в метастабильной области парожидкостного потока, авторы используют метод последовательных приближений для решения уравнения расхода.

В уравнения расхода входят коэффициенты расхода для жидкостных режимов  $\mu_2$ , значения которых приводятся в таблице для каналов различной формы. Отметим значительное влияние относительной длины и радиуса скругления входной кромки цилиндрических каналов, а также существенное различие коэффициентов  $\mu_2$  для конически-цилиндрических и цилиндрических каналов.

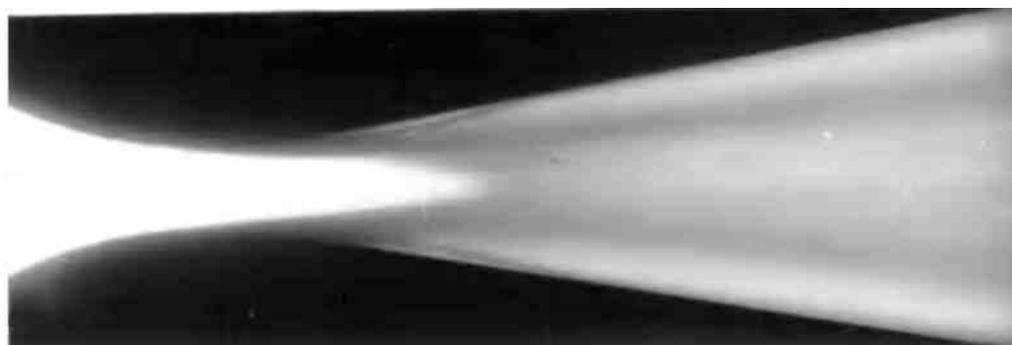
Все методики расчета, кратко описанные выше, обладают общими недостатками: не учитываются характерные особенности гидродинамической структуры потоков вскипающей жидкости и очевидной неоднородностью течения. В этой связи предпочтение следует отдать методам, основанным на теории подобия и размерностей.

Экспериментальные исследования фазовых переходов в потоке жидкости проводились на стендах [132], выполненных по схеме разомкнутого расходного контура. Стенды оборудованы средствами визуализации структуры потока, концентрации фаз, датчиками температуры, давления, расхода, реактивного импульса струи и позволяют производить фоторегистрацию и тепловизионную диагностику потока. Фазовые переходы исследовались для случая адиабатного истечения воды, диоксида углерода, азота из различных термодинамических состояний через сопла Лавалья.

В результате визуальных наблюдений и фоторегистрации потока установлено, что первоначальное образование паровой фазы происходит на стенке канала в области минимального сечения сопла.



(а)



(б)

Рис. 1.6. Истечение воды при  $P_0 = 1,16$  МПа. а -  $T_0 = 377,2$  К, б -  $T_0 = 435,3$  К

Типичная картина процесса парообразования, имевшая место при истечении воды и диоксида углерода, показана на рис.1.6 и рис. 1.7.

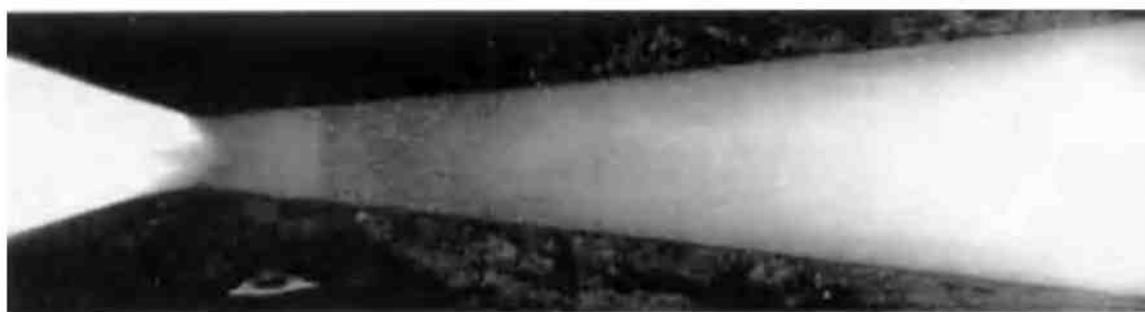


Рис. 1.7. Истечение диоксида углерода.  $P_0 = 6$  МПа,  $T_0 = 294$  К

Из приведенных фотографий видно, что количество центров испарения и частота отрыва пузырьков достаточно велики, чтобы за горлом

сопла образовался ярко выраженный фронт испарения, сходящийся к ядру потока. Вследствие роста паровых пузырьков происходит инверсия структуры потока. Двухфазный поток, в котором непрерывной средой является жидкость с рассредоточенными паровыми включениями, превращается в дисперсный парожидкостный поток с непрерывной паровой средой.

Информация о структуре двухфазного потока, полученная путем фоторегистрации, хорошо согласуется с результатами измерений истинного объемного паросодержания потока, представленными на рис.1.8. Объемное паросодержание парожидкостной среды определялось по методу ослабления путем просвечивания потока рентгеновскими лучами. Как следует из рис.1.8, двухфазный поток характеризуется существенной структурной неоднородностью. Наибольшая концентрация жидкой фазы имеет место в центральной области потока, что обусловлено первоначальным зарождением паровой фазы в пристенной области потока и действием инерционных сил.

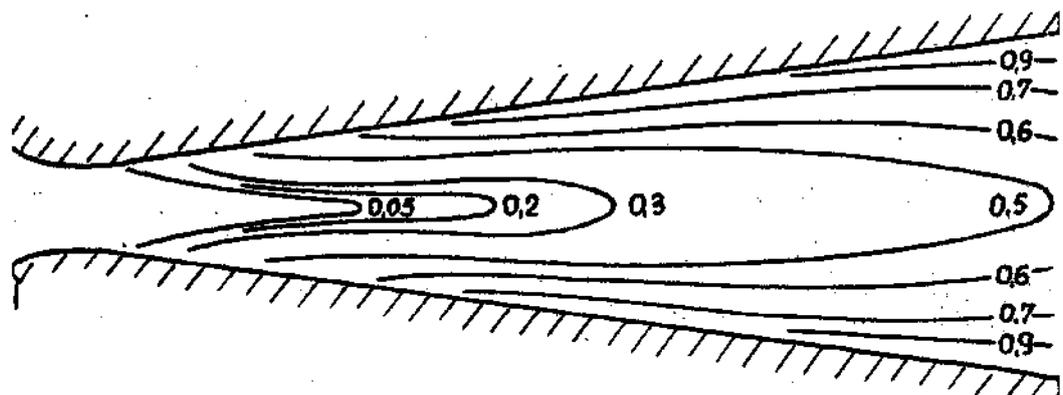


Рис. 1.8. Объёмное паросодержание двухфазного потока в тракте сопла Лавалья при истечении воды.  $P_0 = 1,32$  МПа,  $T_0 = 457,1$  К

Определяющее влияние на условия зарождения паровой фазы и структуру потока оказывает температура и начальный недогрев жидкости, который характеризует удаленность начального состояния жидкости на входе в канал от состояния насыщения.

Для анализа удобно использовать относительную величину недогрева  $\varepsilon = 1 - p_s / p_0$ .

В случае истечения жидкостей с большими начальными недогревами,  $\varepsilon \approx 0,9$ , наблюдается типичный кавитационный режим течения, сопровождаемый характерным шумом и пульсациями давления. За горлом сопла происходит отрыв потока с образованием протяженных паровых каверн, см. рис.1.6. Наибольший уровень пульсаций давления зарегистрирован в области зарождения паровой фазы и обусловлен, по видимому, разрушением пузырьковой структуры потока. Аналогичная информация о пульсациях давления, сопровождающих течение вскипающих жидкостей, приводится в [8, 17]. По мере уменьшения  $\varepsilon$ , и увеличения начальной температуры жидкости возрастает абсолютная величина градиента давления, в расширяющейся части сопла (двухфазной области потока). Одновременно с этим сокращается протяженность фронта закипания, т.е. все в большей мере проявляется объемный механизм парообразования. И в случае истечения жидкостей из состояний близких к критическому, фронт испарения практически вырождается. При таких режимах истечения образование паровой фазы в центральной части потока происходит с незначительным запаздыванием, по сравнению с пристенной.

Из совместного анализа экспериментальных данных (статического давления, структуры потока, паросодержания) следует, что жидкость в момент начала фазовых переходов находится в перегретом, метастабильном состоянии. Так как поток сохраняет капельную структуру и на некотором расстоянии за минимальным сечением сопла, то наибольшие перегревы имеют место в центральной области потока во фронте закипания. На величину перегрева оказывают влияние, как начальные параметры потока, так и геометрия расширяющейся части сопла. При прочих равных условиях наибольшие перегревы реализуются при истечении жидкостей из состояния насыщения через сопла Лавая с углом раствора расширяющейся части

$\alpha \cong 17^\circ$ . При больших углах раствора на всех режимах наблюдаются отрывные режимы течения.

Определяющее влияние на перегрев жидкости оказывает скорость потока. Очевидно, что с увеличением давления, при неизменной начальной температуре возрастает скорость потока, а, следовательно, и степень турбулентности. Турбулентные вихри, согласно гипотезе Дина [48], облегчают работу образования зародышевых пузырьков. Влияние фактора скорости на перегрев жидкости подтверждается как собственными экспериментами, так и опытными данными [160].

Поскольку прямое измерение температуры жидкой фазы, соответствующее началу фазовых переходов, в опытах трудно осуществимо, то для определения условий зарождения паровой фазы был использован метод косвенного определения параметров потока [131]. Согласно этому методу температура потока, соответствующая началу фазовых переходов, определялась из совместного рассмотрения опытных данных по расходу, паросодержанию, реактивному импульсу и статическому давлению с уравнениями сохранения.

Таким образом в [132] получены экспериментальные данные об условиях зарождения паровой фазы и структуре потока при истечении вскипающих жидкостей. Предложены обобщающие зависимости, позволяющие определять температуры в момент начала фазовых переходов.

#### 1.4. Выводы и постановка задач исследования.

1. Существующие методики расчета жидкостно-газовых и жидкостно-паровых струйных аппаратов можно разделить на следующие:

- методика, основанная на уравнении баланса энергии (К. Пфлейдерер, К. Клоне, Г. А. Аронс);

- методика, основанная на эмпирических зависимостях (Берман Л.Д., Зингер Н.М., Баженов М.И., Ефимочкин Г.И.).

- методика, основанная на уравнении сохранения количества движения (Р.Ж. Канингэм);

- методика, основанная на теоретических зависимостях, полученных в результате совместного решения уравнений неразрывности, количества движения, энергии и состояния при тех или иных допущениях (В.П. Шидловский, Ю.Н. Васильев, М.Е. Дейч, Я. Г. Шапиро, Е.Я. Соколов, Н.М. Зингер, методика МГТУ им. Н.Э. Баумана).

Ни одна из вышеперечисленных методик не дает возможность рассчитать жидкостно-паровой струйный компрессор в активном сопле которого происходит адиабатное вскипание жидкости.

2. Анализ литературы по истечению вскипающих адиабатных потоков из каналов различной геометрии показал, что известно большое количество экспериментальных и теоретических исследований которыми занимались Циклаури Г.В., Данилин В.С., Селезнев Л.И., Дейч М.Е., Филлипов Г.А., Тонконог В.Г., Гортышов Ю.Ф., Фисенко В.В. Арсентьев В.В., Калайда Ю.А., Цегельский, Зысин В.А., Лабунцов Д.А., Ягов В.В., Авдеев А.А., Майданик В.Н. Однако, в связи с чрезвычайной сложностью течения, на сегодняшний день, еще не получено достаточно полного и физически обоснованного количественного описания этого процесса.

3. Из обзора литературных источников следует что, основными факторами, определяющими процесс парообразования в расширяющейся части активного сопла, являются:

- начальные термодинамические и геометрические параметры, такие как давление, температура, угол раскрытия и длина расширяющейся части сопла;

- коэффициент скорости;

- величина недогрева до состояния насыщения.

Именно поэтому целью исследования является разработка теплофизической модели и методики расчета жидкостно-парового струйного компрессора, а также экспериментальное и теоретическое определение закономерностей влияния начальных параметров на эффективность активного сопла и компрессора.

Для реализации поставленной цели необходимо решить такие задачи:

- уточнить физическое описание процессов в ускоряющемся потоке вскипающей жидкости;

- установить характер и особенности процессов, происходящих в проточной части жидкостно-парового струйного компрессора, для чего разработать его теплофизическую и математическую модель;

- провести экспериментальные и теоретические исследования и установить закономерности влияния начальных термодинамических параметров на эффективность процесса парообразования, которая определяется коэффициентом скорости активного сопла;

- создать компьютерную программу и разработать методику расчета параметров истечения вскипающей жидкости из активного сопла и рабочего процесса жидкостно-парового струйного компрессора;

- получить характеристики жидкостно-парового струйного компрессора и выполнить их анализ.

## РАЗДЕЛ 2

### ТЕОРЕТИКО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ПАРООБРАЗОВАНИЯ В АДИАБАТНОМ УСКОРЯЮЩЕМСЯ ПОТОКЕ ВСКИПАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

#### 2.1. Описание экспериментального стенда и оценка погрешностей измерений

Экспериментальный стенд, схема которого представлена на рис. 2.1, предназначен для исследования элементов рабочего процесса и характеристик СТК при давлении подачи  $P_0$  воды до 10 МПа с температурой  $t_0$  до 220°C.

Котельный пар из входного сепаратора 2 подается к струйному компрессору 5 через конденсатор 4, который обеспечивает исследуемый диапазон влажности пара и возможность поддержания требуемого уровня воды в сепараторе 9 циркуляционного контура. Байпасный трубопровод с регулирующим клапаном 7 предназначен для выхода установки на заданный режим работы. Циркуляционный контур включает последовательно соединенные жидкостно-паровой струйный компрессор, сепаратор 9, насос 8, измерительную диафрагму и электрический нагреватель 6 подаваемой воды. Сжатый в жидкостно-паровой струйном компрессоре пар из сепаратора через измерительный расходный блок, конденсатор 11 с регулирующими клапанами 10 и контрольный измеритель 12 отводится в дренаж.

Включенный в стенд блок 13 предназначен для исследования параметров рабочей струи пара: измерения импульса (силы реакции)  $R_a$ , давлений и температур в канале сопла, визуализации процессов истечения и формирования струи. Для измерения расходов применяются стандартные диафрагмы в комплекте с дифманометрами класса 1 и пневмопреобразователями. Показания приборов периодически контролируются мерными расходомерами путем полной конденсации пара.

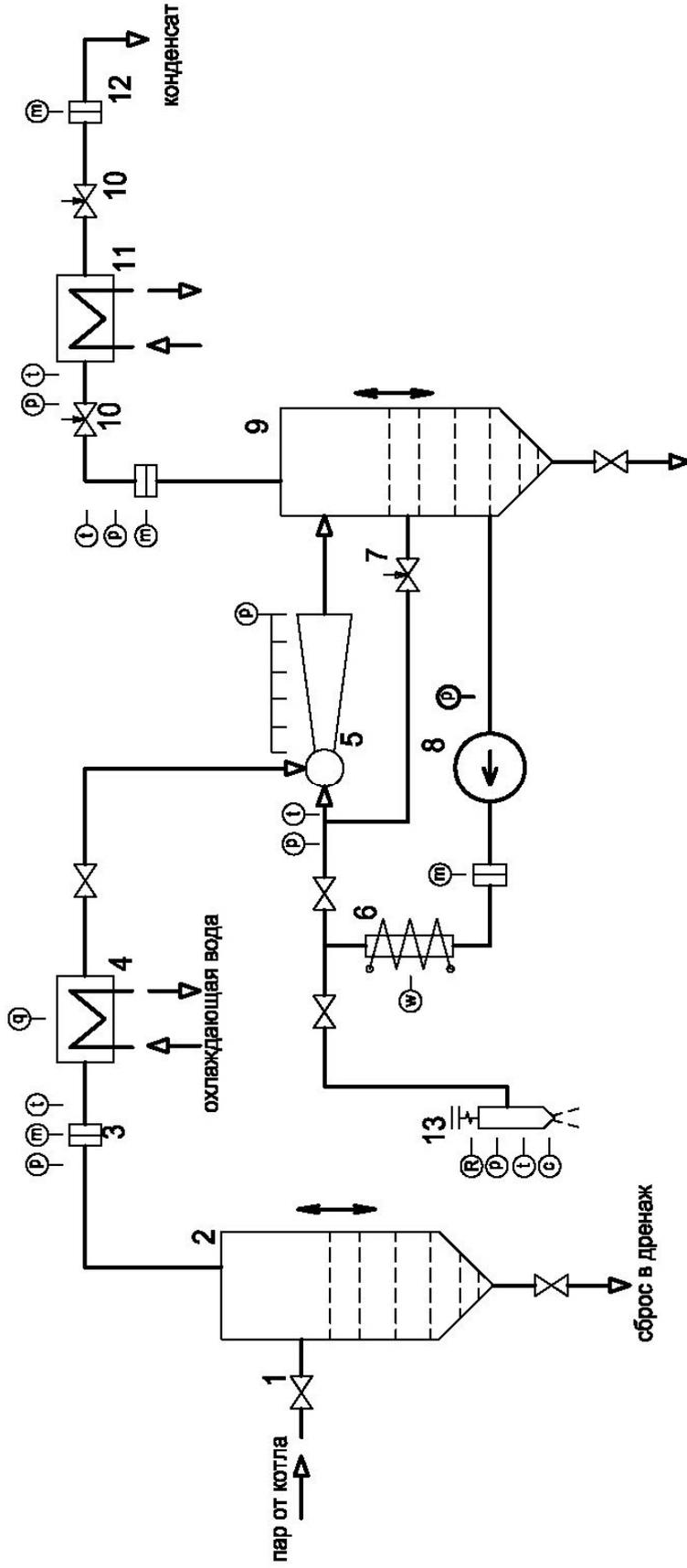


Рис. 2.1. Схема экспериментального стенда. 1 – главный паровой вентиль; 2 – паровой сепаратор; 3 – расходный измерительный блок; 4 – регулирующий конденсатор котельного пара; 5 – жидкостно-паровой струйный компрессор; 6 – электронагреватель циркуляционного контура; 7 – регулирующий пусковой клапан; 8 – насос циркуляционного контура; 9 – сепаратор циркуляционного контура; 10 – регулирующие вентили расходной магистрали сжатого пара; 11 – конденсатор сжатого пара; 12 – измерительный расходный блок по сжатому пару; 13 – блок измерения параметров рабочей струи;  $\odot$  – измерительные приборы и аппаратура;  $p$  – давление;  $m$  – расход;  $t$  – температура;  $q$  – тепловой поток;  $w$  – электрическая мощность;  $R$  – сила реакции;  $C$  – диагностика рабочей струи

Максимальная погрешность измерения расходов по данным тарировочных испытаний составляет 3%. Предельная погрешность измерения температуры хромель-копелевыми термопарами в комплекте с милливольтметром класса 0,4 не превышает 1°C и определяется следующим образом:

значение предельной погрешности измерения температуры перегретого водяного пара показывающим милливольтметром типа МВУ6-51А класса точности 0,5 со шкалой 150 - 250°C (градуировка ХК) в комплекте с термоэлектрическим термометром ХК и дополнительным блоком БУ-11 при нормальных условиях. Милливольтметр показывает температуру пара 200°C.

Пределы допускаемой основной абсолютной погрешности показаний милливольтметра при диапазоне измерения  $E_{\delta} = 6,20 мВ$  равны:

$$\Delta E_m = \pm \frac{\delta E_{\delta}}{100} = \pm \frac{0,5 \cdot 6,20}{100} = \pm 0,031$$

что соответствует

$$\Delta t_m = \pm 0,5^{\circ}C \text{ или } \delta_m = \pm \frac{\Delta t_m}{t} \cdot 100 = \pm \frac{0,5 \cdot 100}{200} = \pm 0,25\%$$

Допускаемое отклонение термо - э.д.с. термоэлектрического термометра ХК от значений градуировочной таблицы согласно табл. 4-7-3 [122] равно:

$$\Delta E_m = 0,16$$

что соответствует  $\Delta t_m = \pm 1,0^{\circ}C$ , или

$$\delta_m = \pm \frac{\Delta t_m}{t} \cdot 100 = \pm \frac{1,0 \cdot 100}{200} = \pm 0,5\%$$

Допускаемое отклонение э. д. с. в паре между жилами термоэлектродных проводов согласно табл. 4-9-1 равно  $\Delta E_{m.n.} = \pm 0,062 \text{ мВ}$ , что соответствует (табл. П4-7-3) [112]  $\Delta t_m = \pm 0,9^\circ \text{С}$ , или

$$\delta_{m.n.} = \pm \frac{\Delta t_{m.n.}}{t} \cdot 100 = \pm \frac{0,9 \cdot 100}{200} = \pm 0,45\%$$

Пределы допускаемой погрешности устройства КТ-4 не более  $\pm 0,5^\circ \text{С}$ , или

$$\delta_{к.м.} = \pm \frac{0,5 \cdot 100}{200} = \pm 0,25\%$$

Приближенное значение предельной погрешности показаний для комплекта определяется по формуле

$$\delta_k = \pm \sqrt{\delta_m^2 + \delta_{m.n.}^2 + \delta_{к.м.}^2} = \pm \sqrt{0,25^2 + 0,5^2 + 0,45^2 + 0,25^2} = \pm 0,76\%$$

или

$$\Delta t_k = \pm 1,5^\circ \text{С}$$

Максимальная погрешность силомера реактивного импульса  $R_a$  рабочей струи составляет 1Н. Для измерения статических давлений используются образцовые манометры класса 0,4.

Съемка формирующейся струи пара осуществляется цифровой фотокамерой с автоматически настраиваемой выдержкой.

Испытываемые сопла имеют одинаковый суживающийся входной участок с плавно очерченным профилем (рис. 2.2, табл. 2.1).

Внутренняя поверхность каналов доводится полировкой до уровня средней шероховатости  $\Delta = 0,4$  мкм. Диаметр минимального сечения  $d_f$  контролируется инструментальным микроскопом с точностью до 0,03 мм. Кроме сопел с коническими расширяющимися каналами для сравнения применяются два цилиндрических сопла с таким же входным участком: короткое ( $l_f \cong d_f$ ) и длинное ( $l_f = 6,6d_f$ ).

Коэффициент расхода входного участка  $\mu_0$ , определяемый по тарировочной кривой, построенной по результатам измерений расхода холодной воды через короткое цилиндрическое сопло, остается практически неизменным в исследуемом диапазоне режимных параметров  $t_{01}$  и  $p_{01}$  (число Рейнольдса  $Re \sim 10^6 - 10^7$ ) для всех испытываемых сопел:  $\mu_0 = 0,97 \pm 0,005$ .

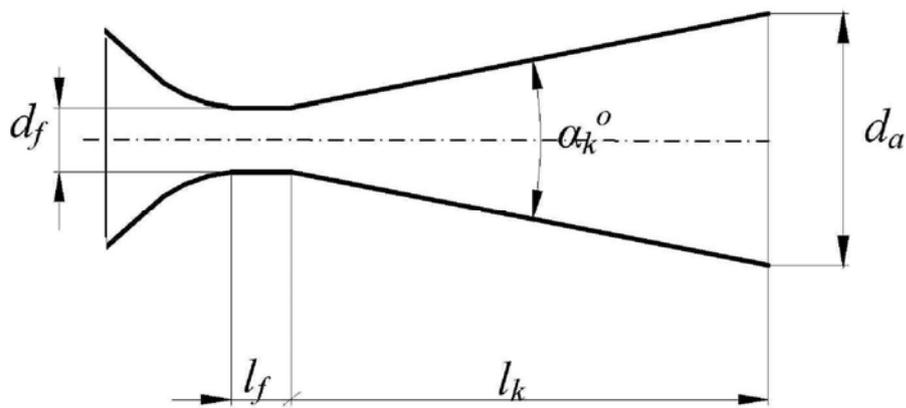


Рис. 2.2. Геометрические параметры испытываемых сопел

Таблица 2.1

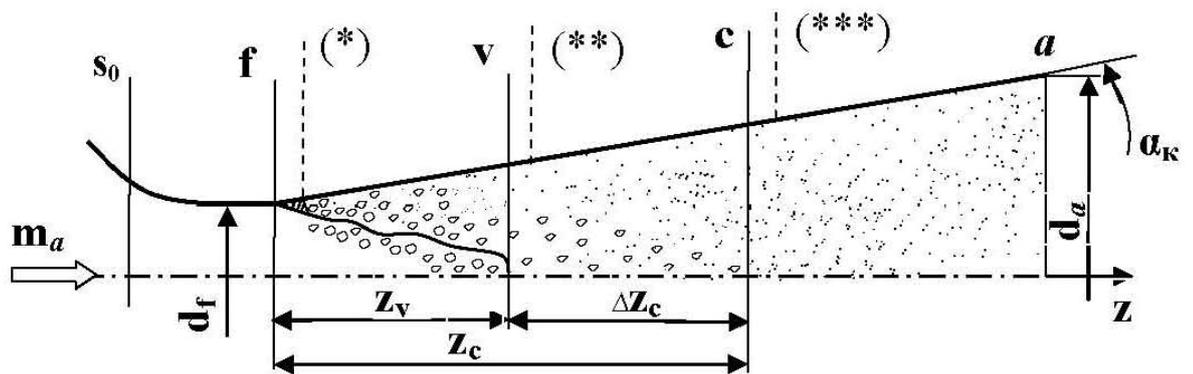
## Геометрические параметры испытываемых сопел

№	$\alpha_k, ^\circ$	$l_k$ мм	$d_f$ мм	$\bar{l}_k$	$d_a$ мм	$f_a$ мм
1	8	30	1,75	17,1	5,92	11,4
2	12	30	1,7	17,6	8,06	22,5
3	16	30	1,8	16,7	10,4	33,4
4	20	30	1,7	17,6	12,3	52,2
5	24	30	1,7	17,6	14,45	72,3
6	28	28	1,7	16,5	15,66	84,9
7	8	90	1,75	51,4	14,3	66,8
8	12	70	1,7	41,2	16,4	93,1
9	16	55	1,8	30,6	17,2	91,3
10	20	42	1,7	24,7	16,51	94,3
11	0	$l_{ц}=1,0$	1,7	1	1,7	1,0
12	0	$l_{ц}=11,5$	1,7	6,6	1,7	1,0

## 2.2. Результаты экспериментальных исследований и их анализ.

Согласно экспериментальным данным [32, 43, 62, 131, 132, 149], установлено, что процесс парообразования в расширяющихся каналах при истечении недогретой до насыщения жидкости (рис. 2.3) начинается в области минимального сечения ( $f$ ) на стенке канала, где создаются благоприятные условия для образования пузырьков пара (гетерогенная нуклеация на инициированных центрах). Очевидно, что сечение вскипания не может располагаться в расширяющейся части канала, так за счет разрыва несжимаемой жидкости за минимальным сечением немедленно иницируется пристенное кипение. Наличие участка между сечением ( $s_0$ ), где достигается давление насыщения  $p_{s_0}$  при температуре жидкости  $t_0$ , и сечением ( $f$ ) начала вскипания обусловлено запаздыванием образования активных центров в шероховатостях стенки в условиях ускоряющегося

течения при больших градиентах давления и скорости. Следовательно, жидкость в сечении ( $f$ ) оказывается метастабильно перегретой и давление  $p_f < p_{so}$ . По мере снижения недогрева (например, за счет снижения начального давления  $p_o$  при постоянной температуре  $t_o$ ) скорость течения уменьшается, а скорость образования и роста пузырьков увеличивается, что приводит к перемещению сечения ( $f$ ) против потока внутрь сопла к сечению ( $s_o$ ).



- ( $f$ ) – расходное сечение
- ( $v$ ) – сечение структурного преобразования
- ( $f$ - $v$ ) – участок инверсии потока
- ( $v$ - $c$ ) – участок остаточного дробления
- ( $*$ ) – I критическое сечение
- ( $**$ ) – II критическое сечение
- ( $***$ ) – III критическое сечение

Рис. 2.3 Схема течения вскипающей жидкости в расширяющемся канале

На участке пристенного пузырькового кипения поток имеет кольцевое строение: в центре движется метастабильно перегретая жидкость, а в тонком пристенном слое – пузырьковая (переходящая в пенную) двухфазная среда мелкодисперсной структуры. Об этом свидетельствуют результаты моделирования критического истечения через цилиндрические каналы [94]: расчетная зависимость для критического давления  $\varepsilon_*$  в выходном срезе, полученная в предположении достижения термодинамического равновесия на малом участке гомогенного двухфазного пристенного слоя (кривая на рис.

2.4, а), подтверждается результатами экспериментальных исследований [94] в достаточно широком интервале начальных относительных недогревов жидкости  $(1 - \varepsilon_{s0})$ . Для пузырьковой или пенной среды мелкодисперсной однородной структуры характерны низкие значения скорости звука [138] и поэтому на малом расстоянии за сечением вскипания (f) поток переходит через первое критическое сечение(\*). Наличие метастабильного центрального ядра несжимаемой жидкости принципиально ничего не меняет, так как величина критического давления определяется сжимаемой паровой средой в пристенном слое. Из-за малой протяженности участка пристенного кипения, в котором  $x \rightarrow 0$  при очевидном соотношении  $(v_{жс}/v_n) \ll 1$ , величины давления и средней скорости течения в сечениях (f) и (\*) практически совпадают:  $p_f < p_*$ ,  $w_f = w_*$ .

Таким образом, существование первого критического режима течения определяет конечную величину начального метастабильного перегрева жидкости ( $p_f < p_{s0}$ ) и расходные характеристики ( $w_f > w_{s0}$ ) расширяющегося канала. Параметры в первом критическом сечении можно определить, используя модель спутного течения [32, 94] на участке (so) – (\*), из условия

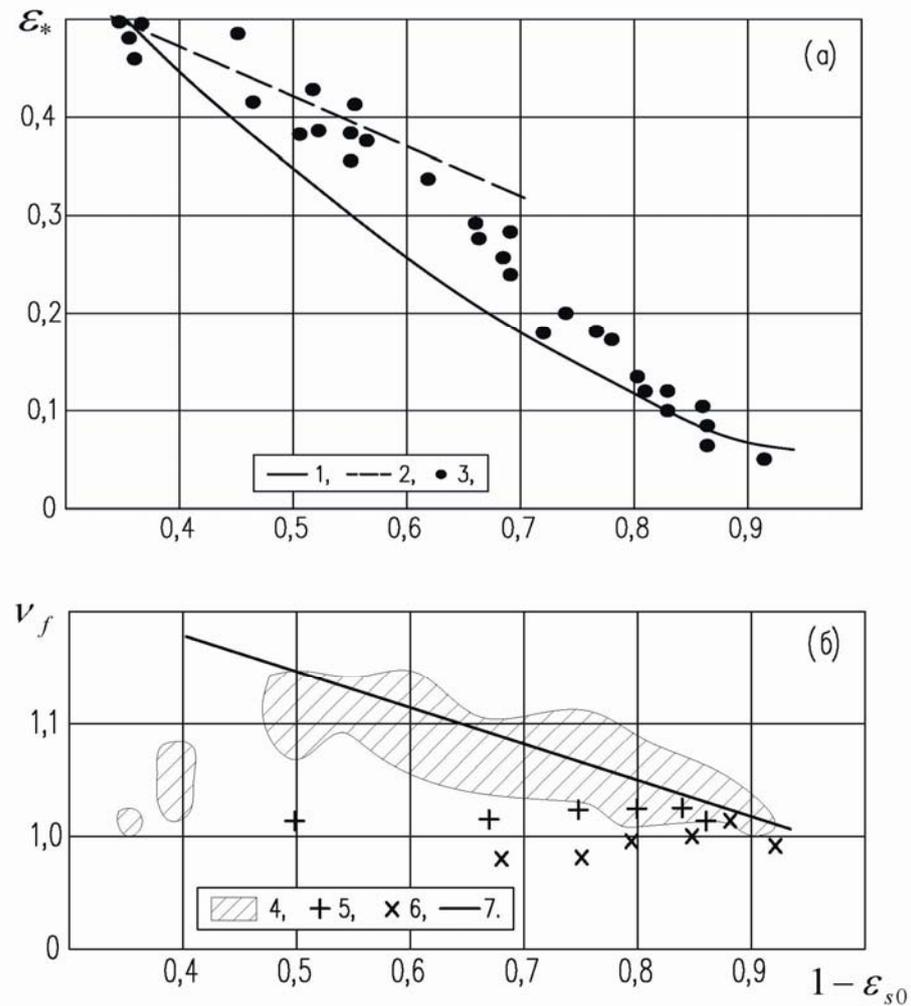
$$(dF/F) \rightarrow 0 : (w_*/v_*) \cong (w_{so}/v'_o); w_*^2 = a_*^2 = k_* p_* v_*, \quad (2.1)$$

Преобразование зависимостей (2.1) приводит к соотношению между относительным критическим давлением и относительным недогревом жидкости в виде

$$\frac{k_* \varepsilon_*}{2\sqrt{1 - \varepsilon_*}} = \mu_o^2 \cdot \sqrt{1 - \varepsilon_{so}}. \quad (2.2)$$

где  $\mu_o$  – коэффициент расхода входного участка сопла. Известное соотношение между величиной  $\varepsilon_*$  и показателем изоэнтропы  $k_*$  в

критическом сечении [138]  $\left(\varepsilon_* = \left(2/(k_* + 1)\right)^{k_*/(k_* - 1)}\right)$  однозначно определяет решение (2.2).



1 – расчет по (1.2); 2 – расчет по [94]; 3 – опытные данные [73] для цилиндрических каналов при  $l > 6d_f$ ; 4 – конические сопла ( $\alpha_k = 8 - 28^\circ$ ,  $f_a = 11,4 - 94,3$ , количество опытных точек – 195) –  $p_0 = 2 - 9 \text{ МПа}$ ,  $t_0 = 160 - 200^\circ \text{C}$ ; цилиндрические сопла ( $p_0 = 2 - 8 \text{ МПа}$ ): 5 –  $t_0 = 160 - 180^\circ \text{C}$ ,  $l = 6,6d_f$ ; 6 –  $t_0 = 160^\circ \text{C}$ ,  $l \cong d_f$ ; 7 – расчет по (2.3)

Рис. 2.4, а – обобщенная зависимость относительного критического давления от недогрева жидкости; б – зависимость расхода вскипающего потока от недогрева жидкости

За счет неравновесности протекающего процесса в горле сопла, обусловленной метастабильностью потока, реальные значения расходов  $\dot{m}_f$  превышают соответствующие значения  $\dot{m}_{s_0}$ , рассчитываемые при совпадении сечений ( $f$ ) и ( $so$ ). По этой причине целесообразно ввести в рассмотрение показатель метастабильности расхода, определяемый (при условии  $\mu_o = const$ ) из очевидного соотношения:

$$\nu_f = (\dot{m}_f / \dot{m}_{s_0}) = (w_f / w_{so}) = \sqrt{(1 - \varepsilon_*) / (1 - \varepsilon_{so})}. \quad (2.3)$$

Результаты экспериментальных исследований по истечению вскипающей воды в атмосферу в широком интервале режимных ( $p_o=2 - 10$  МПа,  $t_o=160 - 205^\circ\text{C}$ ) и геометрических ( $\alpha_k=8 - 28^\circ$ ,  $f_a=11,4 - 94,3$ ) параметров конических сопел с одинаковым плавночерченным входным участком ( $\mu_o=0,97_{+0,005}$ ), представленные в работе [95], подтверждают решение (2.2) и (2.3) для области недогревов  $(1 - \varepsilon_{so}) \geq 0,5$  (см. рис. 2.4). Уменьшение недогрева, как уже отмечалось, ведет к смещению сечения ( $f$ ) вглубь сопла. Однако, экспериментальные значения расходов  $\dot{m}_f$  во всех расширяющихся соплах для исследуемого диапазона начальных недогревов  $\Delta t_n=12-143^\circ\text{C}$  всегда выше соответствующих значений  $\dot{m}_{s_0}$ , т.е. параметр  $\nu_f \geq 1$ .

Значения расходов через цилиндрические каналы с таким же входным профилем с точностью до 3% совпадают со значениями  $\dot{m}_{s_0}$ , т.е. параметр  $\nu_f = 1$ . Это объясняется существованием в цилиндрических соплах двух не совпадающих, в отличие от расширяющихся сопел, сечений – расходного входного и критического в выходном срезе [73], определяющего запираение канала ( $(dF/F) \rightarrow \infty : -(dp/dz) \rightarrow \infty$ ). Это явление иллюстрирует рис. 2.5 а, в: в цилиндрических или конических каналах с малым геометрическим

расширением  $f_k$  происходит закипание потока и формирование бочкообразной струи.

Интенсивная генерация паровых пузырьков на участке  $(so) - (f)$ , которые сносятся потоком, растут в объеме за счет испарения в перегретой жидкости и коагулируют в процессе спонтанного движения, вызывает неравномерное распределение паросодержания по сечениям канала. Вблизи стенки переход к парокапельному потоку через пузырьковую и пенную структуры осуществляется быстрее, а в центральной части всегда наблюдается конусообразное жидкое ядро пузырьковой структуры. В сечении  $(v)$  на расстоянии  $z_v$  от начального сечения вскипания завершается инверсия структуры потока и обеспечивается переход к парокапельному течению (см. рис.2.3). Перед сечением инверсии  $(v)$  в потоке неравномерной структуры и на участке  $(v) - (c)$  остаточного дробления наиболее крупных капель скорость звука  $a_*$  превысит текущее значение  $w$  осредненной скорости (стремление к верхней границе дисперсии [138]). Таким образом, второе критическое сечение (\*\*\*) располагается в районе сечения  $(v)$ .

Увеличение угла конусности  $\alpha_k$  и степени геометрического расширения  $f_k = F_k / F_f$  приводит к смещению третьего критического сечения против потока вглубь сопла (см. рис. 2.5, с). Существуют значения геометрического параметра  $f_k$ , когда в выходном сечении канала расширяющегося сопла формируется сверхзвуковой поток парокапельной структуры и струя имеет прямолинейные четко очерченные границы (см. рис. 2.5, к).

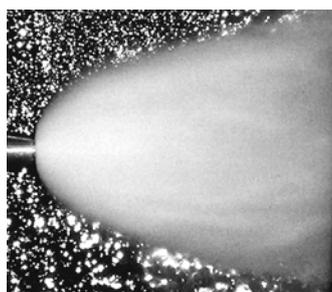
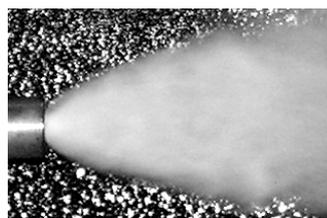
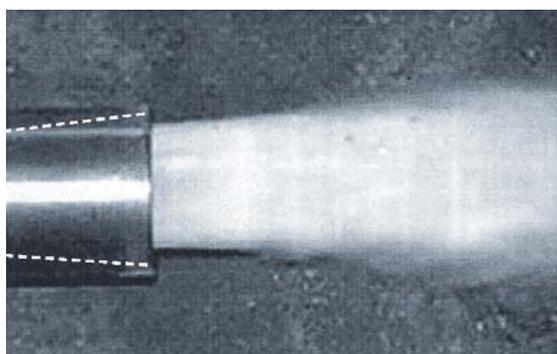
Третье критическое сечение (\*\*\*) размещается за участком остаточного дробления  $(v) - (c)$  в расширяющемся парокапельном потоке мелкодисперсной структуры. О переходе к сверхзвуковому течению косвенно свидетельствуют экспериментальные данные по распределению давления вдоль сопла с повышенной степенью геометрического расширения (рис. 2.6). При значении продольной координаты  $\bar{z} = (z/d_f) \approx 20 - 25$ , когда давление в струе становится равным противодавлению  $p_n$ , происходит отрыв

потока от стенок (см. рис. 3, *n*). Давление в струе за сечением отрыва остается постоянным, а в зазоре между стенкой канала и поверхностью струи создается разрежение (в точке измерения  $\bar{z} = 27,8$  давление в зазоре зависит от режимных параметров  $p_o$  и  $t_o$ , и составляет  $0,8 - 0,9 p_n$ ).

Анализ материалов экспериментальных исследований авторов [95, 96] и опытных данных, приведенных в работах [32, 43, 62, 73, 94, 131, 132, 138, 149], свидетельствует о том, что одним из основных критериев, определяющих интенсивность парообразования в канале, является относительный начальный недогрев жидкости до состояния насыщения:  $(1 - \varepsilon_{so}) = (p_o - p_{s0}) / p_o$ . Влияние этого комплекса, впервые введенного в рассмотрение автором работы [131], объясняется особенностями механизма вскипания метастабильно перегретой жидкости в районе минимального сечения сопла и преимущественно динамическим характером роста паровых пузырьков в объеме потока жидкости [96]. Судя по закономерностям изменения величины удельного импульса струи  $i_a = (R_a / F_f)$ , экспериментальные значения которого представлены на рис. 2.7, а параметры испытываемых сопел и условные обозначения опытных точек – в табл. 2.2, на показатели процесса существенно влияют геометрические параметры канала.

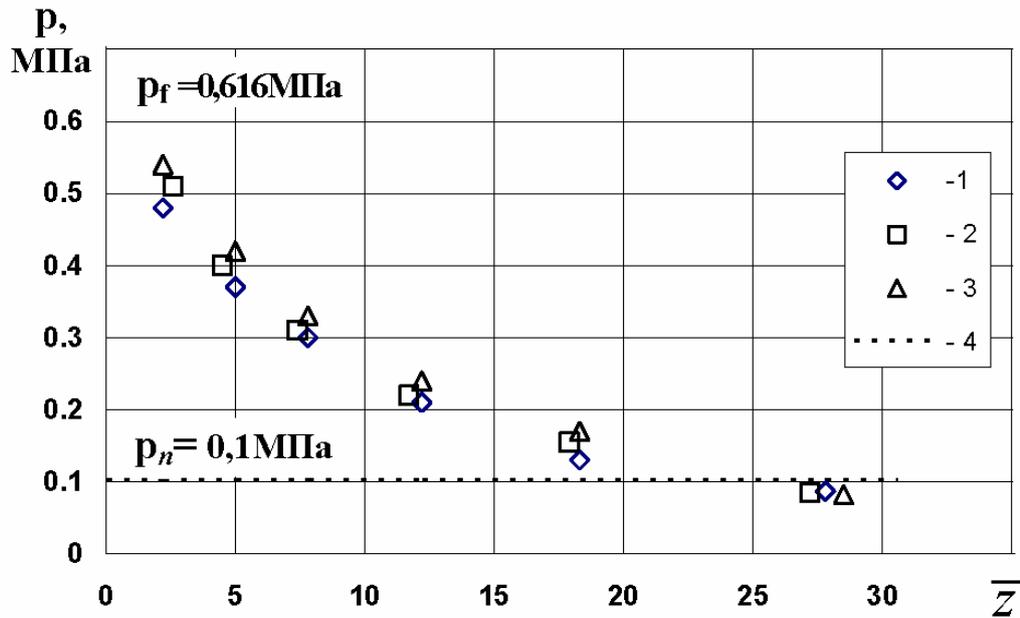
В достаточно длинных каналах сопел №№ 7, 8, 9 с углами конусности  $\alpha_\kappa = 9 - 16^\circ$  и в сравнительно коротком канале сопла №4 с углом конусности  $\alpha_\kappa = 20^\circ$  на всех режимах отсутствует запираение потока в выходном сечении, обеспечивается более высокая степень завершенности парообразования и, следовательно, - повышенные значения удельного импульса струи, определяемого расчетной зависимостью:

$$i_a = \left( w_f^2 / v_0' \right) \cdot \gamma_a + (p_a - p_{oc}) \cdot f_a. \quad (2.4)$$

*a**б**в**к**n*

*a* –  $\alpha_k = 0^\circ$  (цилиндрическое),  $\bar{z}_k = 6,6$ ;  $t_{0l} = 160^\circ\text{C}$ ,  $p_{0l} = 4,0\text{МПа}$   
*б* –  $\alpha_k = 8^\circ$ ;  $\bar{z}_k = 17,1$ ;  $f_k = 11,4$ ;  $t_{0l} = 200^\circ\text{C}$ ;  $p_{0l} = 3,0\text{МПа}$   
*в* –  $\alpha_k = 20^\circ$ ;  $\bar{z}_k = 17,6$ ;  $f_k = 52,2$ ;  $t_{0l} = 200^\circ\text{C}$ ;  $p_{0l} = 3,0\text{МПа}$   
*к* –  $\alpha_k = 16^\circ$ ;  $\bar{z}_k = 30,6$ ;  $f_k = 91,3$ ;  $t_{0l} = 180^\circ\text{C}$ ;  $p_{0l} = 6,0\text{МПа}$   
*n* –  $\alpha_k = 16^\circ$ ;  $\bar{z}_k = 30,6$ ;  $f_k = 91,3$ ;  $t_{0l} = 200^\circ\text{C}$ ;  $p_{0l} = 2,5\text{МПа}$

Рис. 2.5. Фотографии струй влажного пара при различных режимных параметрах и геометрических характеристиках сопел ( $p_n = 0,1\text{МПа}$ )

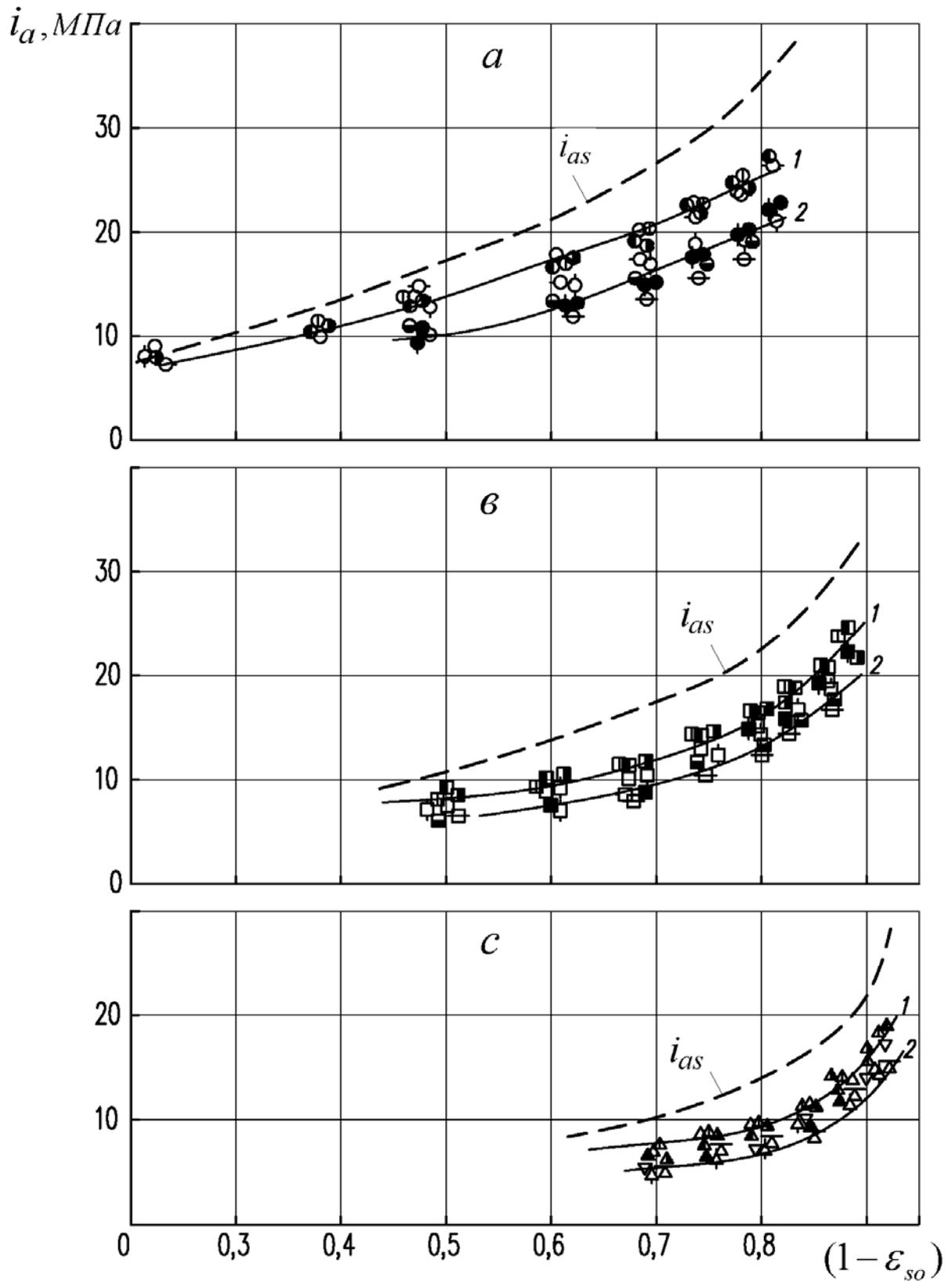


$\alpha_k = 16^\circ$ ;  $\bar{l}_k = 30,6$ ;  $f_a = 91,3$ ,  $t_0 = 180^\circ\text{C}$ , 1 –  $p_0 = 3\text{МПа}$ ; 2 –  $p_0 = 5\text{МПа}$ ; 3 –  $p_0 = 7\text{МПа}$ ; 4 –  $p_n = 0,1\text{МПа}$

Рис. 2.6. Экспериментальное распределение статического давления вдоль канала

Очевидно, существует предельное значение геометрической степени расширения канала  $f_k = (F_k/F_f)$ , величина которой зависит от режимных параметров процесса и определяет перемещение третьего критического сечения [96] против потока вглубь сопла.

Снижение величины импульса  $i_a$  наблюдается в сравнительно коротких соплах №№1,2,3, истечение в которых характеризуется запирающим потоком в выходном сечении, где  $p_a > p_{oc}$ . Увеличение угла конусности в этой группе сопел несколько повышает их эффективность за счет роста степени завершенности парообразования и, следовательно, - относительной скорости истечения  $\gamma_a = (w_a/w_f)$ . Указанная закономерность особенно отчетливо проявляется для сопла №4, течение в котором, как уже упоминалось, не сопровождается запирающим потоком.



$a - t_0 = 200^\circ C$ ,  $b - t_0 = 180^\circ C$ ,  $c - t_0 = 160^\circ C$ ; 1 – расчет (сопло №9), 2 – расчет (сопло №5)

Рис. 2.7. Зависимость удельного импульса струи от начального недогрева воды

В коротких соплах №№ 5, 6 наблюдается снижение эффективности истечения, обусловленное более ранним отрывом потока от поверхности стенок канала. Согласно экспериментальным данным, отрыв происходит в сечении потока, где давление в струе становится примерно равным противодавлению:  $p_a = p_{oc}$ . Давление в струе за сечением отрыва и, следовательно, – скорость истечения  $w_a$  остаются постоянными, а в зазоре между стенкой канала и поверхностью струи создается разрежение (см. рис. 2.6 и рис. 2.8). Чрезмерное повышение длины канала при неизменной конусности несколько снижает его эффективность за счет эжектирующего действия струи за сечением отрыва, о чем свидетельствует сопоставление экспериментальных данных, полученных при испытании сопел №4 и №9 (см. рис.2.7).

Таблица 2.2

Параметры испытываемых конических сопел:  $p_0 = 2 - 8 \text{ МПа}$ ,

$d_f = 1,7 - 1,8 \text{ мм}$ ,  $\Delta \approx 4 \text{ мкм}$ ,  $\mu_0 = 0,97_{+0,005}$ .

Показатель	Номер сопла									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Угол конуса, $\alpha_k^\circ$	8	12	16	20	24	28	8	12	16	20
Относительная длина канал, $\bar{z}_k$	17,1	17,6	16,7	17,6	17,6	16,5	51,4	41,2	30,6	24,7
Относительная площадь выходного сечения, $f_k$	11,4	22,5	33,4	52,2	72,3	84,9	66,8	93,1	91,3	94,3
Условное обозначение: $t_0 = 200^\circ \text{C}$										
$t_0 = 180^\circ \text{C}$										
$t_0 = 160^\circ \text{C}$										

По мере снижения относительного недогрева уменьшается различие между экспериментальными значениями удельного импульса  $i_a$  и соответствующей величиной импульса идеализированной струи при равновесном изоэнтропном расширении

$$i_{as} = (R_{as}/F_f) = \mu_0^{-1} \cdot \nu_f^{-1} \cdot (w_f^2/\nu_0') \gamma_{as}. \quad (2.5)$$

Из сопоставления зависимостей (2.4) и (2.5) (при условии отсутствия запираания, когда  $p_a = p_{oc}$ ) следует, что коэффициент импульса расширяющегося сопла

$$\varphi_i = (i_a/i_{as}) = \mu_0 \cdot \nu_f \cdot \varphi_a. \quad (2.6)$$

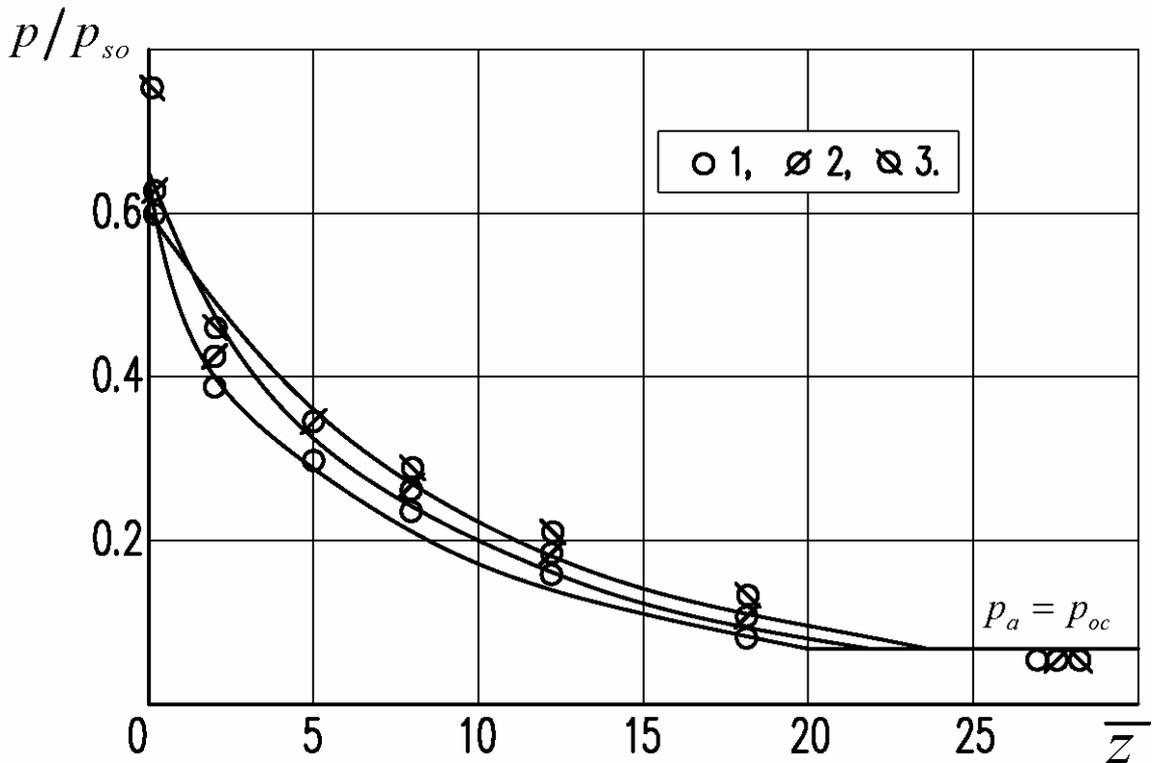
Здесь коэффициент скорости  $\varphi_a = (w_a/w_{as})$ . Из условия сохранения полной энтальпии  $h_0$  и энтропии  $s_0$  следует, что скорость равновесного изоэнтропного истечения

$$w_{as} = \sqrt{2(h_0 - h_a' - (s_0 - s_a') \cdot T_a)}. \quad (2.7)$$

Согласно данным работ [95, 96], для области малых относительных недогревов  $(1 - \varepsilon_{so}) \approx 0,2 - 0,4$  значение величины показателя метастабильности расхода  $\nu_f = (\dot{m}_f/\dot{m}_{so}) \geq 1$  и поэтому при использовании каналов с тщательно профилированным входным участком ( $\mu_0 \rightarrow 1$ ) значение коэффициента импульса  $\varphi_i$  может оказаться близким к единице. Этот факт подтверждается экспериментально, например, для сопла №9: при начальных параметрах  $t_0 = 200^\circ C$  и  $p_0 = 2 МПа$  величина  $\varphi_i = 1,01$ .

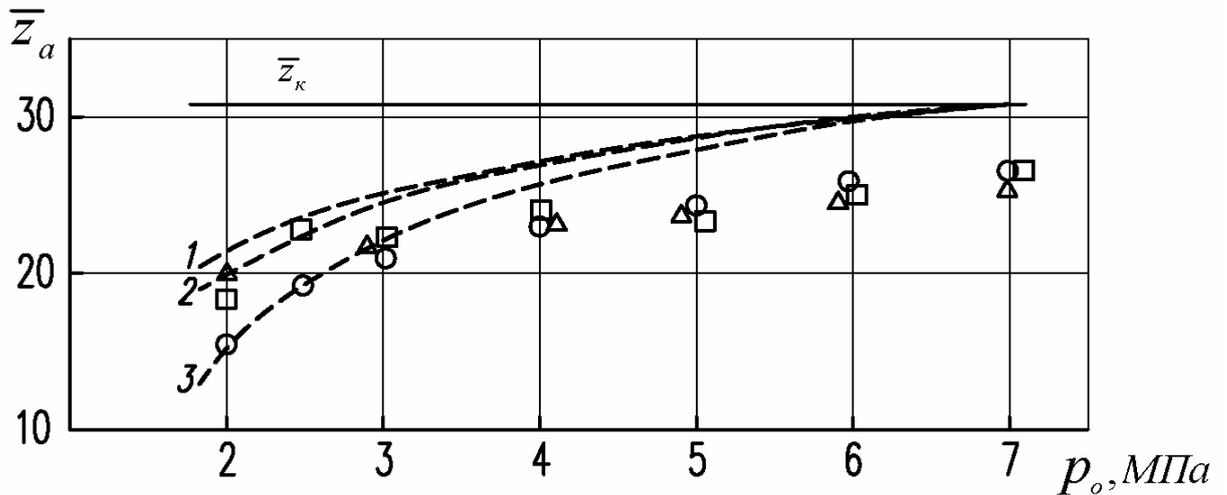
Значение относительной продольной координаты  $\bar{z}_a$  отрыва потока от стенки канала определялось путем аппроксимации экспериментального распределения давления по длине канала сопла №9 (см. рис. 2.8) при условии  $p(\bar{z}_a) = p_{oc}$ . Результаты обработки опытных данных, представленные на рис. 2.9, показывают, что при малых относительных недогревах ( $p_0 \approx 2 \text{ МПа}$ ) численное значение координаты отрыва  $\bar{z}_a$  примерно совпадает с соответствующей величиной расчетного значения координаты  $z_{as} = z_{as}(f_{as})$ . Степень расширения канала идеализированного сопла при равновесном изэнтропном истечении, согласно уравнению неразрывности течения,

$$f_{as} = \gamma_{as}^{-1} \cdot (v_{as}/v'_o). \tag{2.8}$$



$t_{01} = 200^\circ \text{C}$ ; 1 -  $p_{01} = 3,0 \text{ МПа}$ , 2 -  $p_{01} = 5,0 \text{ МПа}$ , 3 -  $p_{01} = 7,0 \text{ МПа}$ ; ———— - расчет

Рис. 2.8. Распределение статического давления по длине тракта сопла №9



1 – численное значение величины  $\bar{z}_{as}$  при  $t_0 = 160^\circ C$ , 2 -  $t_0 = 180^\circ C$ , 3 -  $t_0 = 200^\circ C$

Рис. 2.9. Значение относительной продольной координаты отрыва потока от стенки канала

При повышении начального давления  $p_0$ , а значит, – и величины относительного недогрева жидкости  $(1 - \varepsilon_{so})$ , увеличивается скорость  $w_f$  и расход  $\dot{m}_f$  через сопло, уменьшается степень завершенности парообразования в канале и, следовательно, – коэффициент импульса  $\varphi_i$  (и коэффициент скорости  $\varphi_a$ ). Увеличение расхода  $\dot{m}_f$  приводит к некоторому росту координаты отрыва  $\bar{z}_a$ , но этот рост недостаточен для достижения значения  $\bar{z}_{as}$  при предельно полном парообразовании в идеализированном процессе равновесного изэнтропного расширения.

Из анализа представленных экспериментальных данных следует, что процесс течения вскипающей жидкости в расширяющемся канале сопла зависит от многих взаимосвязанных режимных и геометрических характеристик, определяющих достижение максимальных значений показателей эффективности  $\varphi_i$  (или  $\varphi_a$ ) и поэтому для его описания необходимо проведение детальных расчетных исследований парообразования по длине двухфазного парок капельного потока.

## 2.3. Теплофизическое моделирование вскипающего потока в расширяющемся канале сопла

### 2.3.1. Динамическая модель вскипающего потока метастабильно перегретой жидкости

Метастабильный перегрев жидкости вызывает интенсивное образование и рост паровых пузырьков на стенке практически в изотермических условиях: давление пара внутри пузырьков  $p_n$  равно давлению насыщения  $p_s(t_o)$  при температуре жидкости, а давление в потоке жидкости  $p_f < p_s(t_o)$ . Характерное время генерации пузырьков оценивается значением  $\tau_* \approx (\Delta z_{f*}/w_f) \sim 10^{-5} - 10^{-4}$  с. В этих условиях возможна реализация только динамической инерционной схемы роста [89], когда решение задачи Рэлея для области состояний ( $v' \ll v''$ ) приводит к постоянной скорости роста паровых фрагментов:

$$\dot{R} = (dR/d\tau) = \sqrt{2/3 \cdot v_{жс} \cdot \Delta p_n}, \quad (2.9)$$

где  $\Delta p_n = (p_s(t_{жс}) - p)$  – определяющий перепад давления между паром в пузырьке и в окружающей жидкости. Справедливость автомодельного решения (2.9) в данном случае оправдывается малыми вероятными размерами критического радиуса  $R_m = 2\sigma(t_o)/\Delta p(t_o) \sim 10^{-1} - 10^0$  мкм.

Рост паровых пузырьков возможен преимущественно в пределах вязкого подслоя [43, 126] на стенке, величина которого для рассматриваемой области режимных, геометрических и гидродинамических параметров ( $Re \sim 10^6 - 10^7$ ) крайне мала и оценивается величиной  $\delta_\mu \sim 10^0$  мкм. Следовательно, можно утверждать, что отрывной радиус  $R_o$  соизмерим по порядку величины с диапазоном размеров критического радиуса:  $R_o \sim R_m$ . К

подобному выводу можно прийти, анализируя уравнение динамического равновесия силы инерции потока и удерживающей силы поверхностного натяжения при отрыве пузырька от стенки, рассматриваемое в работе [2].

Высокие значения динамической скорости роста  $\dot{R}$  пузырьков на стенке, составляющие, согласно (2.9), десятки ( $\sim 10^1$ ) м/с, и малые величины отрывного радиуса  $R_o$  предопределяют крайне большую частоту отрыва пузырьков от стенки:  $\omega_o = (\dot{R}/R_o) \sim 10^7 - 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Этот факт объясняет малую протяженность участка пристенного кипения ( $f$ ) – (\*), за которым обеспечивается быстрый переход к пенной и парокапельной структуре потока в области стенки [131, 132].

Таким образом, доминирующим механизмом, определяющим скорость парообразования вскипающего потока метастабильно перегретой жидкости на участке инверсии, является испарение во внутрь объема пузырьков, интенсивно генерируемых из устья сопла и увлекаемых потоком жидкости к центру канала.

Учитывая незначительность скольжения растущих пузырьков [43], малую продолжительность их существования и поэтому невысокую вероятность зародышеобразования на флуктуационных центрах (гомогенная нуклеация), вывод расчетного уравнения парообразования базируется на схеме роста единичного пузырька в объеме перегретой жидкости. При постоянных параметрах жидкости ( $t_{ж}, p = const$ ) скорость изменения массы  $i$ -го пузырька  $\dot{m}_i = (dm_i/d\tau) = (4\pi R_i^2) \cdot \rho_n \cdot \dot{R}_i$ . Изменение скорости парообразования для ансамбля невзаимодействующих пузырьков вдоль канала на малом участке  $dz$  в такой постановке запишется как

$$d\dot{m}_n = \rho_n \cdot \dot{R}_i \cdot dF_n, \quad (2.10)$$

где  $F_n = 4\pi \sum_i R_i^2$  - суммарная площадь поверхности пузырьков.

В условиях вскипающего потока, когда  $x \rightarrow 0$ , увеличение суммарной поверхности пузырьков пропорционально росту объема канала  $dV$  на участке  $dz$ . Рассматривая двухфазный поток пузырьковой структуры как пористую среду [92], можно найти эту зависимость:  $dV = Fdz \approx 1/3 \cdot \pi \cdot d_f \cdot dF_n$ .

В итоге приходим к уравнению парообразования

$$dx = b_n \cdot f \cdot \frac{v_o'}{v_n(t_{жс}p)} \cdot \frac{\sqrt{v_{жс}(t_{жс}) \cdot (p_s(t_{жс}) - p)}}{w_f} \cdot dz, \quad (2.11)$$

степень приближения которого ограничена условиями постоянства параметров жидкости на малом участке течения, отсутствия коагуляционных процессов слияния и дробления деформируемых пузырьков в турбулентном потоке на основной стадии их роста. В уравнении (2.11)  $b_n$  - константа парообразования.

Для подробного анализа течения необходима дополнительная информация по распределению температур фаз, скорости, паросодержания, размеров дискретной фазы вдоль канала. С этой целью используется метод косвенного определения осредненных параметров потока [132, 149], когда неизвестные параметры определяются из совместного рассмотрения опытных данных по расходу, реактивному импульсу, распределению статического давления и визуализации течения с балансовыми уравнениями сохранения (обратная задача). В силу крайне высокой интенсивности обменных процессов в турбулентном потоке кипящей жидкости и мелкодисперсной структуры течения с низким уровнем массового паросодержания ( $x \rightarrow 0$ ) скольжение фаз в осредненном движении незначительное. Расчетная система уравнений сохранения в рассматриваемом одномерном приближении

$$d\left(w \cdot F / (v_{жс}(t_{жс}) + x \cdot v_n(t_n, p))\right) = 0, \quad (2.12)$$

$$\dot{m} \cdot dw = -F dp - \tau_w \cdot \Pi \cdot dz, \quad (2.13)$$

$$d\left(h_{жс}(t_{жс}) + x \cdot (h_n(t_n, p) - h_{жс}(t_{жс})) + w^2/2\right) = 0, \quad (2.14)$$

$$d\left(s_{жс}(t_{жс}) + x \cdot (s_n(t_n, p) - s_{жс}(t_{жс}))\right) > 0. \quad (2.15)$$

дополняется уравнением парообразования (2.11), зависимостями для расчета геометрии канала  $f(\alpha_\kappa^o, \bar{z}, \dots)$  и касательного напряжения на стенке  $\tau_w = c_f \cdot w^2 / 2\nu$ , где  $c_f(\Delta, d, M, \dots)$  – коэффициент трения. Уравнение состояния воды для областей жидкой фазы, насыщения и перегретого пара используется в табличной форме [118].

Анализ критических режимов течения производится на основе зависимости для расчета скорости звука в двухфазной мелкодисперсной однородной среде

$$a_*^2 = k_n \cdot p \frac{(v_{жс}(t_{жс}) + x \cdot v_n(t_n, p))^2}{(1 - c_v \cdot (1 - x)) \cdot x \cdot v_n(t_n, p)}, \quad (2.16)$$

полученной методами термодинамики необратимых процессов [138, 113] в предположении (подтвержденном экспериментально) о том, что в звуковой волне успевает завершиться полностью ( $c_v \rightarrow 0$ ) или частично ( $c_v > 0$ ) только обмен количеством движения, а тепло- и массообмен практически заморожены ( $x_* = const$ ).

Расчеты параметров потока по представленной модели с использованием опытных данных по распределению статического давления

(обратная задача) свидетельствуют о том, что процесс кипения развивается с большим отклонением от термодинамического равновесия (табл. 2.3). Первое критическое сечение (\*) располагается вблизи минимального сечения ( $f$ ) на расстоянии в несколько десятых долей диаметра  $d_f$  (условие кризиса:  $w = a_*$ ).

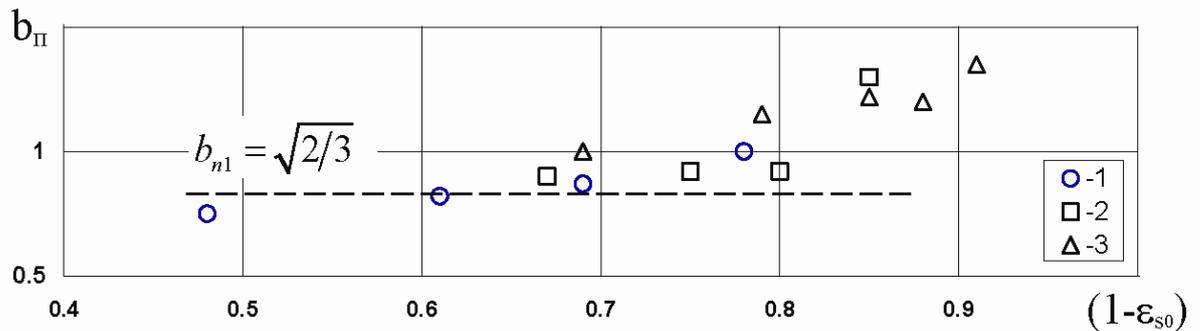
Численное среднее значение константы парообразования  $b_n$  при спонтанном кипении для области недогрева  $(1 - \varepsilon_{so}) < 0,7$  примерно совпадает со значением постоянной предельного решения (2.9) для единичного пузырька, когда  $b_{n1} = \sqrt{2/3}$  (рис. 2.10). Изменение константы  $b_n$  по длине канала за сечением  $\bar{z} > 1$  не превышает 10% для всех рассчитываемых вариантов течения, что подтверждает принятую модель парообразования.

Таблица 2.3

Результаты численных расчетов осредненных параметров:

$$p_0 = 4 \text{ МПа}, t_0 = 200^\circ\text{C}; \alpha_k = 16^\circ; \xi = 4 \cdot c_f = 0,01; v_f = 1,075; \mu_0 = 0,97$$

$\bar{z}$	$f$	$p$ МПа	$t_{жс}$ °C	$(t_{жс} - t_n)$ °C	$s$ кДж/(кг·К)	$v$ м <sup>3</sup> /кг	$w$ м/с	$a_*$ , м/с	$x$	$\beta$	$b_n$
0	1	0,88	200,0	25,6	2,3272	0,00116	80,9	122,1	-	-	-
1	1,64	0,74	197,7	30,5	2,3276	0,00199	84,9	67,5	0,0032	0,42	1,15
1,5	2,02	0,69	197,0	32,6	2,3281	0,00248	85,8	64,5	0,0048	0,54	0,80
2	2,44	0,66	196,3	33,7	2,3287	0,00303	86,6	64,7	0,0065	0,62	0,95
2,5	2,90	0,62	195,5	35,4	2,3293	0,00365	88,2	65,6	0,0082	0,69	0,83
3	3,40	0,59	194,7	36,5	2,3300	0,00434	89,0	67,3	0,0099	0,74	0,83
3,5	3,93	0,57	193,8	36,6	2,3307	0,00507	89,8	-	0,0119	0,78	0,83
4	4,51	0,55	192,9	37,4	2,3314	0,00592	91,4	-	0,0139	0,81	0,83
4,5	5,13	0,53	191,9	37,5	2,3322	0,00681	93,0	-	0,0161	0,83	0,77
5	5,78	0,52	190,9	37,6	2,3330	0,00778	93,8	-	0,0183	0,86	0,77



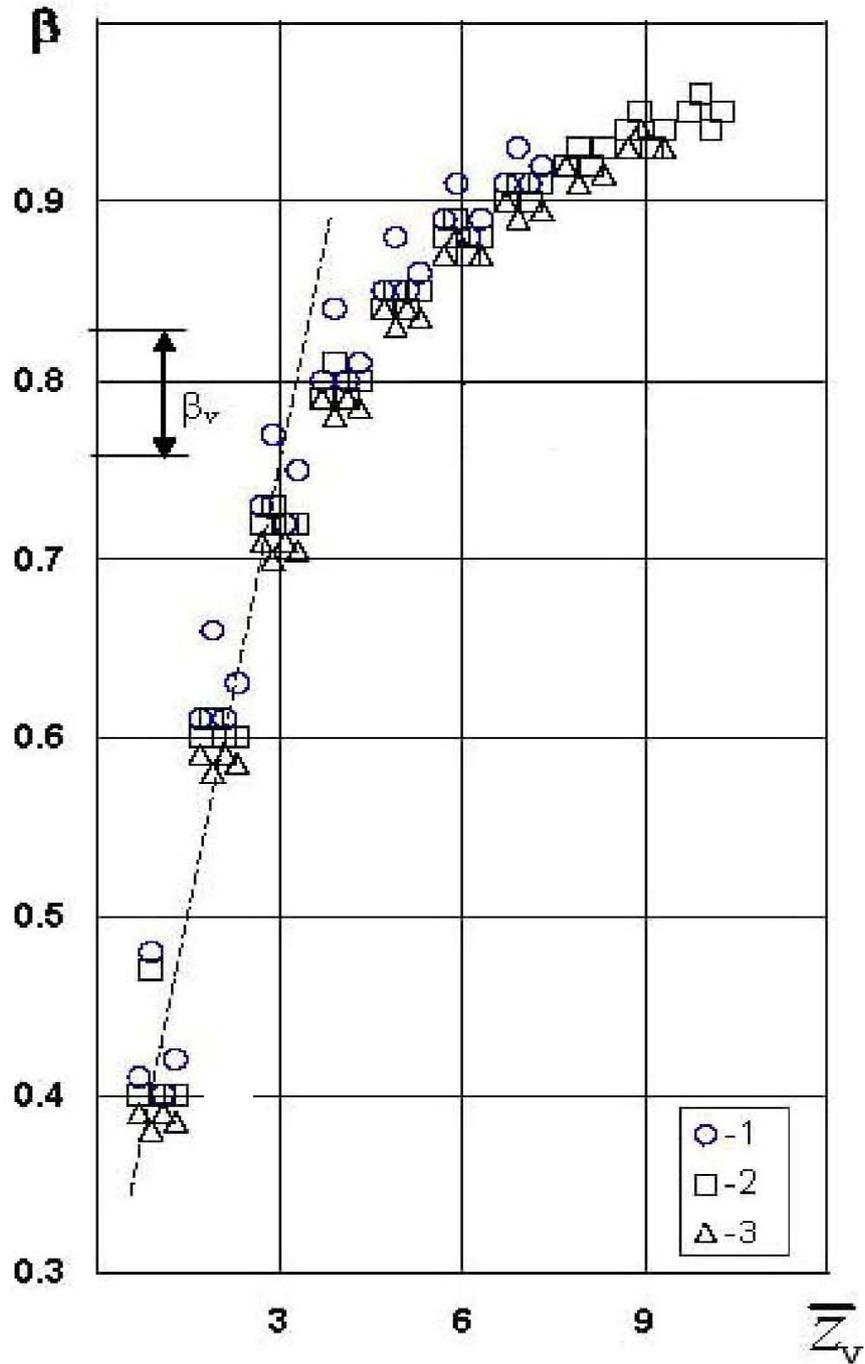
$\alpha_k = 16^\circ$ ;  $\bar{z}_k = 30,6$ ;  $f_k = 91,3$ ,  $p_0 = 2-7$  МПа, 1 –  $t_0 = 200^\circ\text{C}$ , 2 –  $180^\circ\text{C}$ , 3 –  $160^\circ\text{C}$

Рис. 2.10. Численные значения константы парообразования на начальном участке течения вскипающей жидкости

Характер изменения объемного паросодержания  $\beta$  (рис. 2.11) свидетельствует о наличии предельной величины  $\beta_v$ , при которой еще возможно существование пузырьковой (или пенной) структуры потока [149]. Для начального участка кипения зависимость  $\beta(z)$  начального участка, согласно результатам численного анализа модели, близка к линейной. На участке же парокапельного потока за сечением инверсии ( $v$ ) характер зависимости существенно меняется:  $\beta(z) \rightarrow 1$ . Следовательно, численное значение предельного паросодержания  $\beta_v$  является критерием инверсии структуры потока. Согласно экспериментальным данным, численное значение этого параметра практически не зависит от режимных и геометрических характеристик процесса, т.е.  $\beta_v = const$ .

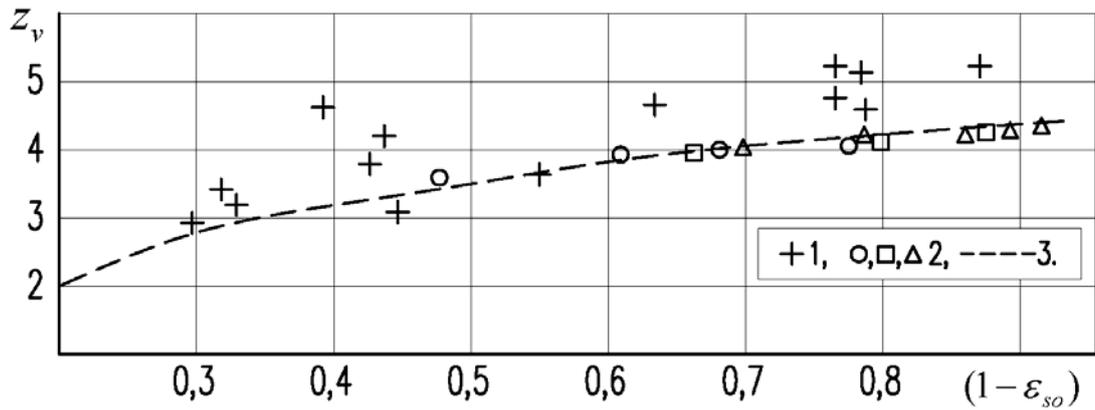
По результатам численных исследований можно сделать вывод о слабом влиянии потерь в пограничном слое канала (коэффициент гидравлического трения  $\xi$  варьируется в ожидаемых пределах 0–0,02) на параметры процесса. Незначительное влияние оказывает также определенная некорректность при расчете параметров паровой фазы: из-за малости паросодержания  $x$  переход к расчету параметров паровой фазы по таблице насыщения в зависимости от давления  $p$  не приводит к заметному отклонению результатов расчета. Использование этих обоснованных допущений позволяет замкнуть систему (2.11) – (2.16) и получить решение прямой задачи с учетом слабой экспериментальной корреляции между

константой  $b_n$  и относительным недогревом на участке  $(1 - \varepsilon_{so}) < 0,7$ . Реализация модели в прямой задаче позволила, в частности, установить диапазон длин участка инверсии  $\bar{z}_v$  (рис. 2.12).



$\alpha_k = 16^\circ$ ;  $\bar{z}_k = 30,6$ ;  $f_k = 91,3$ ,  $p_0 = 2-7$  МПа, 1 –  $t_0 = 200^\circ\text{C}$ , 2 –  $180^\circ\text{C}$ , 3 –  $160^\circ\text{C}$ .

Рис. 2.11. Распределение объемного паросодержания в начальном участке канала



1 – опытные данные [43], при  $p_0=1,32\text{МПа}$ ,  $t_0 = 118\text{-}188^\circ\text{C}$ ,  $\alpha_k = 6,5\text{-}30^\circ$ ,  $f_a = 1,42\text{-}7,6$ ; 2 – косвенный эксперимент; 3 – расчет по (2.18)

Рис. 2.12. Длина нераспавшегося жидкого ядра на начальном участке кипения

Слабая зависимость величины  $z_v$  от режимных и геометрических параметров для области наиболее привлекательных недогревов может быть объяснена отчасти тем, что за счет роста давления  $p_0$  при постоянной температуре  $t_0$  увеличивается скорость потока и, следовательно, турбулентный перенос. Турбулентные пульсации интенсифицируют спонтанное парообразование [8], компенсируя влияние недогрева на рост протяженности жидкого ядра потока пузырьковой структуры.

При значительных недогревах, когда  $(1 - \varepsilon_{so}) \geq 0,75$ , наблюдаются режимы течения, сопровождающиеся пульсациями давления; аналогичная информация приводится в работах [132, 8].

### 2.3.2. Моделирование релаксационного парообразования в процессе расширения паракапельной среды

Анализ течения двухфазной паракапельной среды проводится на основе информации по распределению температур фаз, скорости,

паросодержания и размеров капель вдоль тракта канала, полученной, как уже упоминалось, методом косвенного измерения параметров потока [149], когда неизвестные величины определяются совместно с опытными значениями по расходу, реактивному импульсу, распределению статического давления и визуализации течения путем численного решения системы уравнений сохранения массы, количества движения и полной энтальпии, производства энтропии, метастабильного состояния среды [96], дополненной зависимостями по кинетике парообразования, характеристикам дробления и полидисперсного распределения жидкой фазы, и критическим режимам.

В качестве граничных условий принято распределение исходных параметров и соотношений, характеризующих особенности формирования и развития парокапельного течения в сечениях инверсии ( $v$ ) и отрыва потока ( $a$ ) от стенки канала.

Критериями согласования и достоверности полученных результатов при таком подходе, во-первых, является равенство массовых паросодержаний  $x_j = \left(1 - \sum_{\alpha} y_{\alpha}\right)_j$  в моделях сплошной и дискретной жидкой  $\alpha$ -сред для каждого  $j$ -го сечения и, во-вторых, – равенство величин суммарного производства энтропии  $\sum_j \Delta S_j$  в потоке и ее приращение, определяемое методом итераций по значению расчетного коэффициента скорости  $\varphi_a$  в выходном сечении канала:

$$\Delta S_a = (1 - \varphi_a^2) \cdot (w_f^2 / 2) \cdot \gamma_{as}^2. \quad (2.17)$$

Обобщение материалов экспериментальных и расчетных исследований позволяет уточнить теплофизическое описание процесса:

1. Длина нераспавшегося жидкого ядра  $z_v$ , за которым реализуется переход от пузырьковой структуры течения к парокапельной, как показано в

работе [96], определяется величиной предельного объемного паросодержания  $\beta_v = const$ , что подтверждает гипотезу накопления критического объема пара в среде пенной структуры [149]. По результатам численных расчетов парообразования в начальном участке течения установлен практически линейный характер изменения скорости  $\gamma(\bar{z})$  в устье канала. Из решения при этом следует, что

$$\bar{z}_v = const \cdot \sqrt{1 - \varepsilon_{so}} . \quad (2.18)$$

Опытные данные, полученные В.Г. Тонконогом путем фотографирования спектров потока и представленные в монографии [143], хотя и с большим разбросом экспериментальных точек (до 30%), но подтверждают справедливость этой зависимости в весьма широком диапазоне геометрических параметров (см. рис. 2.12).

Использование метода косвенных измерений для определения параметров парокапельного потока в сечении ( $v$ ) приводит к слабой зависимости константы в формуле (2.18) от угла конусности  $\alpha_k^\circ$  канала. Незначительная чувствительность длины  $z_v$  при изменении геометрических параметров [43] объясняется характером течения вскипающей жидкости в устье канала. При очевидных условиях  $x_v \rightarrow 0$ ,  $v_{nv} \gg v_{жcv} \approx v_0'$  и  $\beta_v = const$ , в соответствии с уравнениями состояния и неразрывности потока, удельный объем среды

$$v_v = v_0' \cdot (1 - \beta_v)^{-1} = v_0' \cdot \gamma_v \cdot f_v(\bar{z}_v) = const . \quad (2.19)$$

Следовательно, при изменении угла конусности  $\alpha_k^\circ$  противоположное влияние факторов  $\gamma_v$  и  $f_v(\bar{z}_v)$  обеспечивает незначительное изменение координаты  $\bar{z}_v$ .

Следует все же отметить, что степень влияния метастабильности вскипающей жидкости при изменении масштаба течения, определяемого величиной диаметра  $d_f$  минимального сечения канала, пока остается дискуссионной. Очевидно, значительное увеличение размеров канала может привести к некоторому снижению длины  $\bar{z}_v$ , если учесть особенности развития вскипающего потока [96].

2. Дисперсность дробления (распыливания) жидкой фазы в сечении инверсии (v) определяется предисторией течения: высокочастотной генерацией из пристенного слоя мелких пузырьков пара, соизмеримых по порядку величины с размерами критического радиуса ( $R_{\min} \sim 1 \text{ мкм}$ ) [126], преимущественно динамическим характером их роста в объеме потока и формированием пенной структуры, механизмом разрушения жидких пленок [43] в процессе дробления и образования широкого спектра мелких вторичных капелек.

Статистическое распределение по размерам частиц, образующихся в результате распада вскипающего потока жидкости, представлено известной формулой Розина-Рамлера [172]:

$$a_i = a_v \cdot \left( \ln(1 - \delta_i)^{-1} \right)^{1/n}. \quad (2.20)$$

Здесь  $a_v$  - средний по распределению диаметр;  $n$  - константа распределения (для наиболее вероятного нормально-логарифмического распределения [136]  $n = 2$ );  $\delta_i = (V_i/V)$  - относительный суммарный объем частиц с диаметром меньшим или равным диаметру  $a_i$ .

Анализ экспериментальных данных по распаду вскипающего потока жидкости приводит к выводу о преобладающей роли деформационного механизма дробления [43]. Об этом свидетельствует уменьшение размеров частиц в сечении (v) с повышением начальной скорости  $w_f$  за счет

увеличения давления  $p_0$  и, следовательно, - относительного недогрева  $(1 - \varepsilon_{so})$  при неизменной начальной температуре  $t_0$ . В качестве критерия, определяющего максимальные размеры капель полидисперсного распределения, здесь выступает число Рейнольдса  $Re_* = (w_f \cdot a_{vmax} / \nu'_0 \cdot \mu_n(t_0, p_f))$  - как отношение кинетической энергии турбулентного потока жидкости к работе трения в пограничном слое деформирующихся жидких фрагментов (в условиях протекающего процесса  $x_v \rightarrow 0$ ). В данном случае критерий распада  $Re_*$ , очевидно, следует рассматривать как произведение чисел Вебера  $We$  и Лапласа  $L_p$  [43], которые определяют мелкость дробления жидкости.

Уменьшение относительного недогрева заметно снижает величину критерия  $Re_*$  (рис. 2.13, а).

3. Процесс дробления жидкой фазы не завершается в сечении инверсии ( $v$ ). Фотографии спектров потока в расширяющихся каналах [43] показывают наличие за фронтом жидкого ядра шлейфа крупных частиц в центре потока, длина которого быстро уменьшается при снижении начального недогрева жидкости. Следовательно, в расчете необходимо учитывать наличие в потоке участка  $\Delta z_c$  остаточного дробления и стабилизации спектра распределения капель по размерам. На стабилизацию размеров частиц в процессе дробления указывают экспериментальные данные [106]. Учет этого явления сделан в работе [136], где установлена зависимость между максимальным  $a_{vmax}$  и стабильным  $a_{cmax}$  диаметрами, которая для рассматриваемого процесса может быть представлена в виде критерия стабилизации:

$$D_c = We_f \cdot \left(1 - \sqrt{a_{cmax} / a_{vmax}}\right)^2, \quad (2.21)$$

где  $We_f = (a_{v\max} \cdot w_f^2 / \sigma_{жс}(t_0) \cdot v_n(t_0, p_f))$  – число Вебера.

Здесь стабильный диаметр  $a_{c\max}$ , как статистический параметр, характеризует максимальный размер капель в сечении (с) завершения остаточного дробления (координата  $z_c = z_v + \Delta z_c$ ), которые не разрушаются при взаимодействии с паровой средой.

Уровень численных значений критерия остаточного дробления и стабилизации  $D_c$  в условиях распада потока вскипающей жидкости (рис. 2.14) на порядок ниже соответствующего диапазона численных значений  $D_{кр} \approx 10 - 30$  [43, 136, 106], характерных для границ распыливания жидкости в изотермических условиях (например, в механических форсунках).

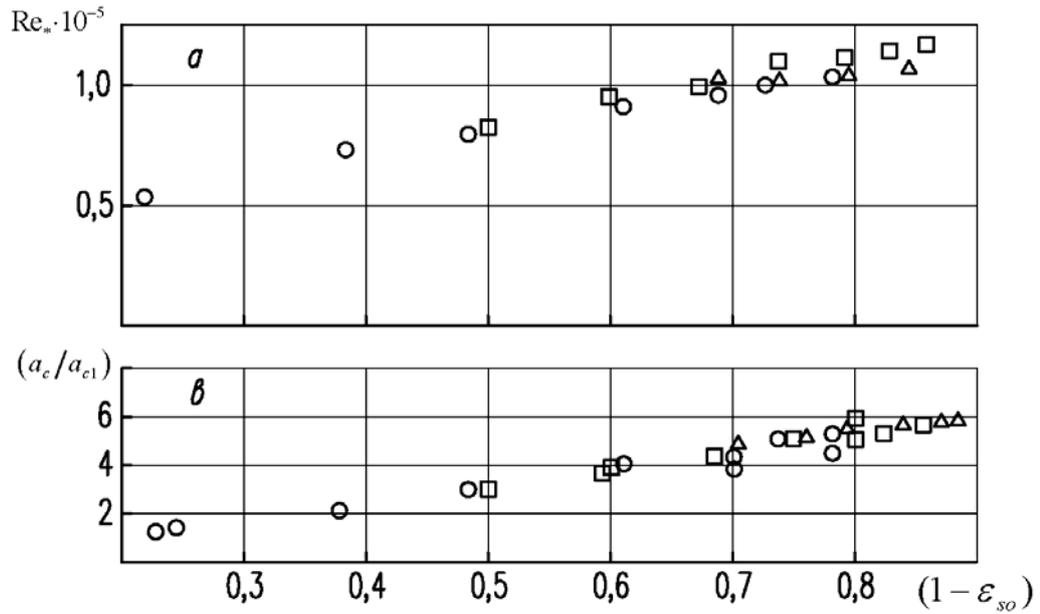
Результаты измерения величины среднего по стабилизированному распределению диаметра  $a_c$  (по данным косвенного эксперимента), представленные на (рис. 2.13, в), свидетельствуют, во-первых, о высоком уровне дисперсности формирующегося парок капельного потока и, во-вторых, о том, что величина  $a_c$  определяется только значением начального относительного недогрева жидкости.

Из представленных материалов следует, что интенсивность дробления на участке  $\Delta \bar{z}_c$ , значительно возрастающая при уменьшении начального недогрева жидкости  $(1 - \varepsilon_{so})$ , сравнительно слабо зависит от соотношения плотностей фаз  $\bar{\rho}_0 = (v_0' / v_n(t_0, p_f))$ . Следует отметить, что расчеты проводятся в предположении неизменности исходного распределения (2.20) при значении константы распределения  $n = 2$ . При этом, спектр частиц делится на десять групп и поэтому величина среднего по стабилизированному распределению диаметра  $a_c \approx 0,578 \cdot a_{c\max}$ .

За счет роста интенсивности дробления частиц при уменьшении начального недогрева жидкости до значений  $(1 - \varepsilon_{so}) \leq 0,4 - 0,5$  наблюдается

предельно быстрое исчезновение участка остаточного дробления  $\Delta\bar{z}_c$  (рис. 2.15). Механизм этого явления, очевидно, связан с повышением скорости парообразования перед сечением инверсии ( $v$ ) за счет роста числа флуктуационных центров (гомогенная нуклиация) [43] и перехода к спонтанному кипению. При этом снижается проявление метастабильности вскипающего потока (параметр  $v_f \rightarrow 1$ , см. рис. 2.4).

4. Процесс расширения парокапельного потока сопровождается релаксационным парообразованием (стремлением крайне неравновесной двухфазной однокомпонентной среды к термодинамическому равновесию) за счет испарения спектра капель метастабильно перегретой жидкости в паровой среде. Существует опытное подтверждение тому, что скольжение фаз в потоке вскипающей жидкости, в том числе и на участке парокапельной структуры, мало [128]. Незначительность скольжения объясняется высокой степенью дисперсности жидкой фазы (см. рис.2.13, *в* и рис.2.16, *а*), малыми значениями ее объемной концентрации в потоке пара ( $\beta \rightarrow 1$ ), а также, - чрезвычайно большой скоростью обмена количеством движения (обмен импульсом в мелкодисперсной среде успеваеет завершиться даже в звуковой волне [113]).



$a$  – численные значения критерия дробления;  $b$  – величина среднего стабильного диаметра каплей ( $a_{c1} = 1$  мкм)

Рис. 2.13. Влияние относительного недогрева жидкости на характеристики дробления

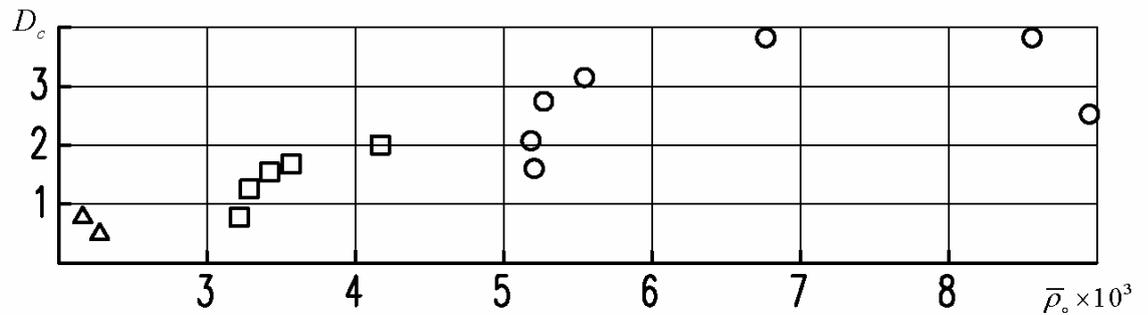


Рис. 2.14. Уровень численных значений критерия дробления и стабилизации распределения частиц жидкой фазы в условиях вскипающего потока

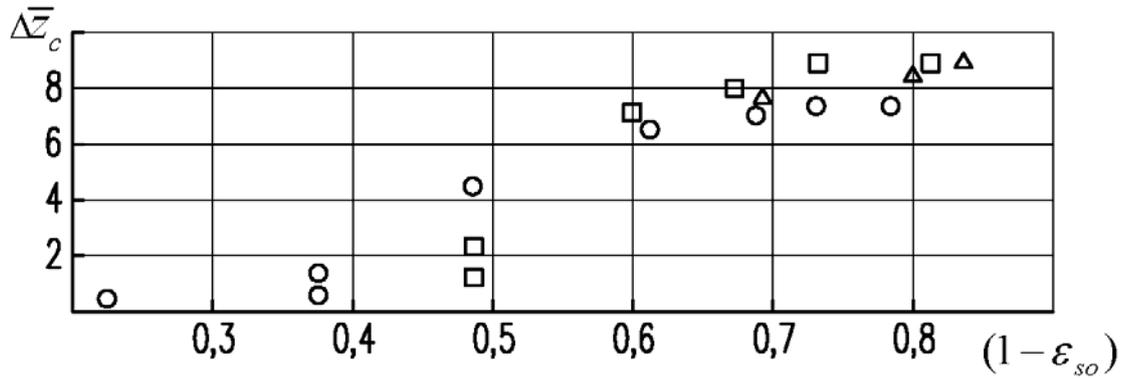


Рис. 2.15. Продолжительность участка остаточного дробления и стабилизации распределения дискретной фазы при изменении начального недогрева жидкости

Указанные отличия позволяют исключить из ряда определяющих факторов вероятность коагуляции частиц в парок капельном потоке и сформулировать модель парообразования для единичной капли  $i$ -ой группы распределения в следующем виде:

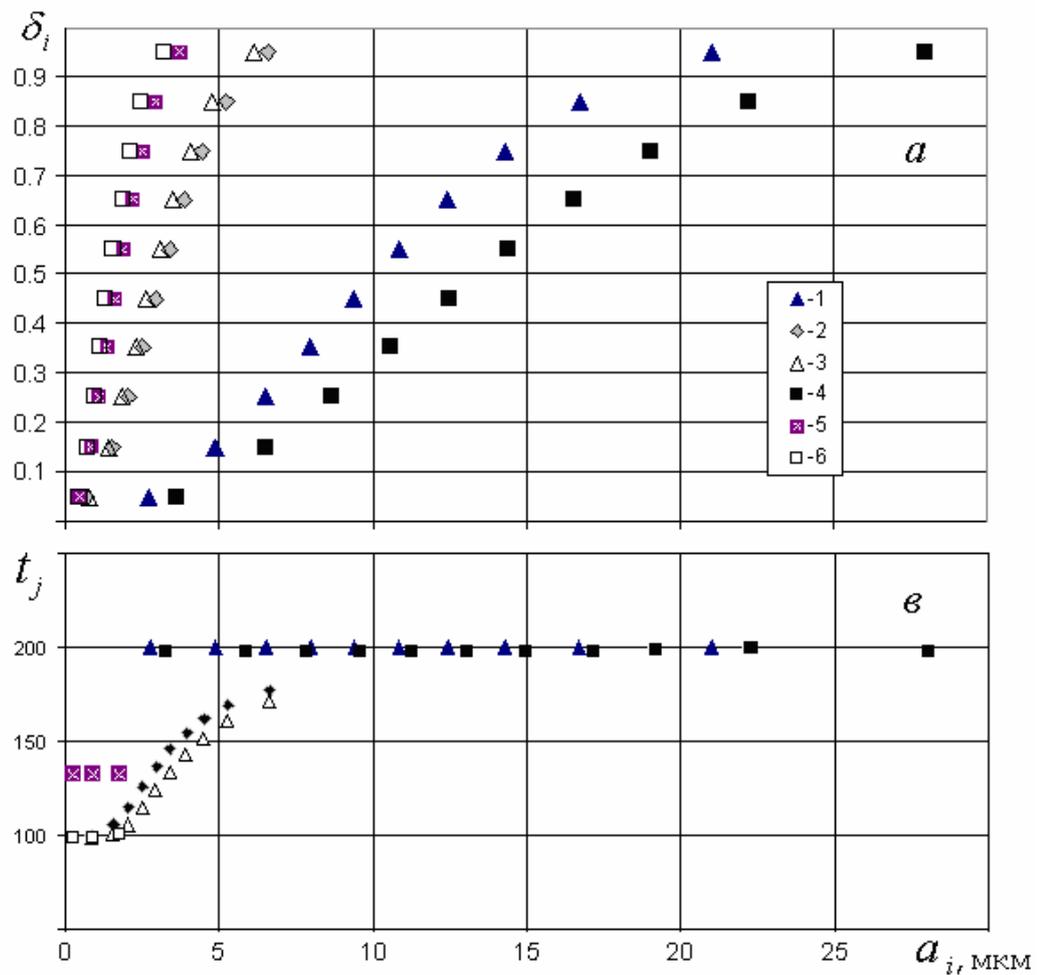
$$-(h_n(t_n, p) - h_{жс}(t_{жсi})) \cdot dm_i = \alpha_i \cdot \pi \cdot a_i^2 \cdot (t_{жсi} - t_n) \cdot d\tau, \quad (2.22)$$

$$d(u_{жсi} \cdot m_i) = h_n(t_n, p) \cdot dm_i, \quad (2.23)$$

где  $\alpha_i = Nu \cdot \lambda_n(t_n) / a_i$ ;  $Nu$  - число Нуссельта теплоотдачи ( $Nu \rightarrow 2$ );  $u_{жс}(t_{жсi})$  - удельная внутренняя энергия жидкости для  $i$ -ой группы капель.

Отличительной особенностью релаксационного парообразования является значительное снижение температуры жидкой фазы и чрезвычайно малое изменение размеров испаряющихся частиц (рис. 2.16, а, в).

Таким образом, размеры частиц в спектре распределения, формирующегося в сечении (v), изменяются в потоке преимущественно не за счет испарения, а в процессе остаточного дробления на участке  $\Delta z_c$ .



сопло №9  $t_0 = 200^\circ\text{C}$ ;  $p_0 = 4,0\text{МПа}$ , 1 – сечение (v), 2 – (с), 3 – (a);  
 $p_0 = 2,0\text{МПа}$ , 4 – сечение (v), 5 – (с), 6 – (a);

Рис. 2.16. *a* – характер изменения интегрального распределения размеров капель жидкости в процессе дробления и парообразования, *b* – характер изменения температуры жидких частиц по распределению в процессе дробления и парообразования

5. Сравнение вариантов численных расчетов парообразования приводит к выводу о незначительной величине перегрева пара в процессе расширения. Из-за малости паросодержания  $x$  переход к расчету параметров пара по таблице насыщения не приводит к заметному отклонению результата расчета.

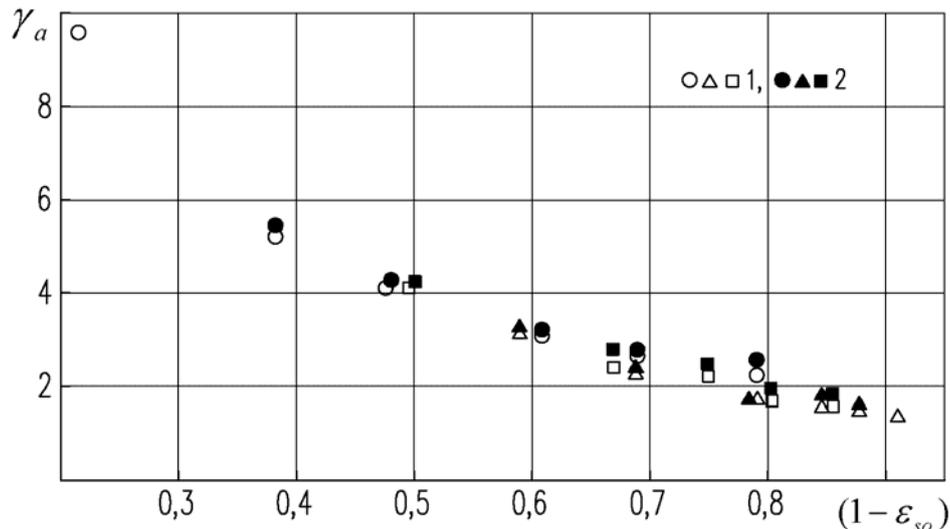
6. Сопоставление значений относительной скорости  $\gamma_a$  в выходном сечении, определяемых в первом случае расчетным путем без учета трения в пограничном слое ( $\xi = 0$ ), но с использованием в расчетах экспериментального распределения давления  $p(\bar{z})$ , и во втором случае – по экспериментальным значениям удельного реактивного импульса  $i_a$  струи и соотношения (2.12) показывает, что максимальное отклонение не превышает 5,3% (рис. 2.17).

Расчеты с учетом потерь на трение в пограничном слое с использованием уравнения импульсов в виде

$$\gamma_{j+1} = \gamma_v + v_0' \cdot w_f^{-2} \cdot ((f_v \cdot p_v - f_{j+1} \cdot p_{j+1}) + (f_{j+1} - f_v) \times \times \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} (1/2 \cdot (p_j + p_{j+1}) - (\xi_j/4) \cdot c_\kappa^{-1} \cdot (\gamma_j/f_j) \cdot w_f^2/v_0')), \quad (2.24)$$

где  $j=1,2, \dots, n$ ,  $c_\kappa = 2 \cdot \operatorname{tg}(\alpha_\kappa^\circ/2)$ ,  $\xi_j = 0,11(\Delta/d_j)^{1/4}$ ,

позволяют найти соответствующее отклонение, величина которого, как оказалось, не превышает 3%.



сопло №9: 1 – эксперимент, 2 – расчет по экспериментальному распределению давления  $p(\bar{z})$

Рис. 2.17. Влияние потерь в пограничном слое канала на процесс истечения

Если учесть максимальную величину экспериментальной погрешности, которая оценивается в 5-7%, то можно сделать вывод о том, что потери в пограничном слое, не являются фактором, существенно влияющим на параметры процесса.

Из данного сопоставления также следует вывод о хорошем соответствии результатов численных расчетов с опытными данными.

## 2.4. Численное исследование релаксационного парообразования в ускоряющемся паракапельном потоке и показателей эффективности истечения.

### 2.4.1 Сопоставление расчетных и экспериментальных данных

Расчет процесса истечения вскипающей жидкости предусматривает определение осредненных параметров по длине канала в результате численного решения описанной ранее системы уравнений, дополненной критериальными соотношениями характеристик дробления и полидисперсной структуры жидкой фазы в расширяющемся паракапельном потоке. Поиск распределения давления  $p(z)$  в тракте канала ведется методом итераций при выполнении в расчетном цикле условий согласования по величинам массового паросодержания  $x_j$  и энтропии  $s_j$  в моделях сплошной и дискретной сред.

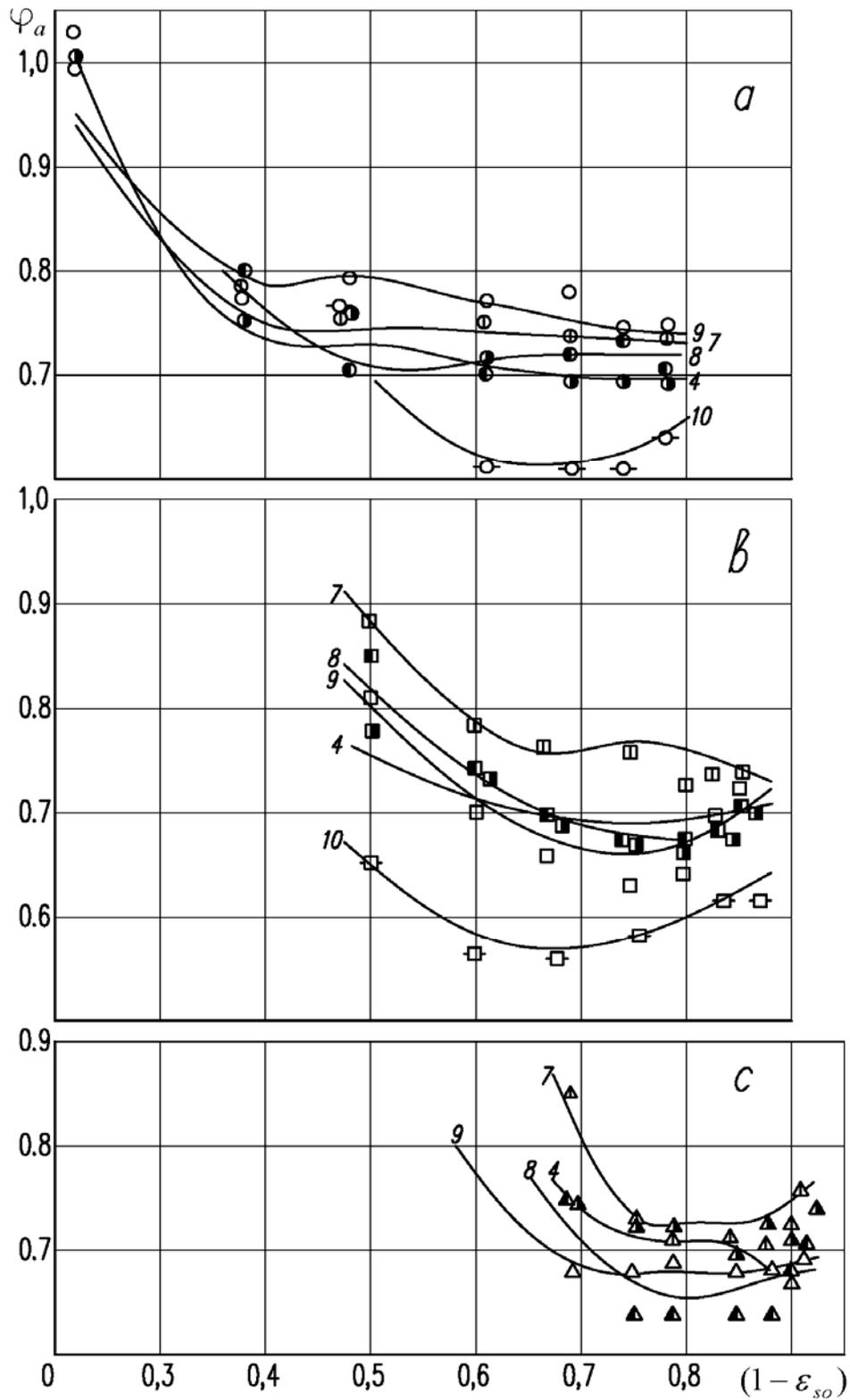
Исследуемая область режимных и геометрических параметров вскипающего потока характеризуется высоким уровнем градиентов давления и скорости при очевидном условии  $x \ll 1$ , исключаящими при низком противодавлении ( $p_f > p_{oc}$ ) появление скачков уплотнения и конденсации [149] в расширяющемся канале. По этой причине независимость развития сверхзвукового паракапельного потока, формирующегося в районе сечения

(с) стабилизации распределения дискретной фазы, обуславливает идентичность течения до этого сечения в геометрически подобных каналах при условии:  $\bar{z}_k \geq \bar{z}_c$ . Положение координаты отрыва потока от стенки  $z_a$  определяется степенью завершенности парообразования в канале (см. рис. 2.9). За сечением отрыва в двухфазном потоке завершаются обменные процессы и релаксационное парообразование ( $\Delta t_{жж} \rightarrow 0$ ) в практически изобарных условиях.

Для определения характерных размеров капель в спектре дробления используются материалы испытаний сопла №9 (см. табл. 2.2). Сопоставление же расчета с экспериментальными данными, полученными со всеми испытываемыми соплами (см. рис. 2.7 и 2.8), показывает их качественное и количественное соответствие, что свидетельствует о высокой достоверности расчетного метода.

На рис. 2.18 сопоставлены результаты расчета и эксперимента по определению коэффициента скорости  $\varphi_a$  для испытываемых каналов достаточной длины, исключающей заклинивание потока в выходном сечении. Максимальное отклонение между опытными и расчетными данными при этом не превышает 10%. Величина среднего отклонения составляет около 5%.

Следует отметить, что расчетный метод позволяет прогнозировать кризис течения в коротких каналах (сопла № 1, 2, 3): в этом случае расчетная величина давления в выходном сечении  $p_a(\bar{z}_k) > p_{oc}$ .



$a - t_0 = 200^\circ C$ ,  $b - t_0 = 180^\circ C$ ,  $c - t_0 = 160^\circ C$ ; ———— — расчетный метод  
(цифры на расчетных кривых соответствуют номерам сопл).

Рисунок 2.18 Зависимость эффективности истечения от режимных и геометрических параметров

### 2.4.2 Эффективность истечения вскипающей жидкости

Среди основных определяющих процесс истечения факторов, включая начальный относительный недогрев жидкости  $(1 - \varepsilon_{so})$  и геометрическую форму канала  $(\alpha_k^\circ, \bar{z}_k)$ , следует особо выделить масштабный фактор, характеризующий абсолютные геометрические размеры сопла. Если постулировать независимость характерных размеров частиц жидкой фазы в полидисперсном спектре дробления от величины диаметра  $d_f$ , что вполне обосновывается результатами моделирования процесса, то следует ожидать существенного роста эффективности истечения при увеличении геометрических размеров.

Таблица 2.4

Расчет осредненных параметров парокапельного потока по длине канала:  $t_0 = 180^\circ\text{C}$ ,  $p_0 = 2\text{ МПа}$ ,  $p_a = 0,1\text{ МПа}$ ,  $\alpha_k = 8^\circ$ ,  $\bar{z}_{as} = 40,3$ ,  $d_f = 1,75\text{ мм}$

$\bar{z}$	$p$ , МПа	$t_{nj}$ , °C	$t_{жж}$ , °C	$\gamma_j$	$\tau_j$ $\times 10^3, c$	$a_j$ $\times 10^{-6}, m$	$M_j$	$\beta_j$	$x_j$	$\Delta s_j$ , кДж/кг·К	$\varphi_j$
$\bar{z}_v = 3,5$	3,49						–			–	
$\bar{z}_c = 4,5$	3,19	135,6	174,8	2,24	0,09	15,9	–	0,835	0,0098	0,0070	0,760
8,5	2,91	132,4	171,2	2,27	0,15	10,6	1,63	0,910	0,0179	0,0020	0,722
12,5	2,83	131,5	166,2	2,27	0,21	5,3	1,34	0,944	0,0286	0,0010	0,715
16,5	2,75	130,5	160,0	2,29	0,269	3,0	1,15	0,962	0,0414	0,0020	0,709
27,5	1,93	119,0	136,2	2,99	0,429	3,0	1,08	0,987	0,0854	0,0012	0,762
31,5	1,49	111,1	127,8	3,53	0,472	3,0	1,20	0,991	0,0988	0	0,801
34,5	1,21	104,9	122,8	3,96	0,500	3,0	1,31	0,993	0,1062	0,0006	0,829
$\bar{z}_a = 38,5$	0,99	99,2	115,9	4,41	0,532	3,0	1,40	0,995	0,1176	0,0032	0,858

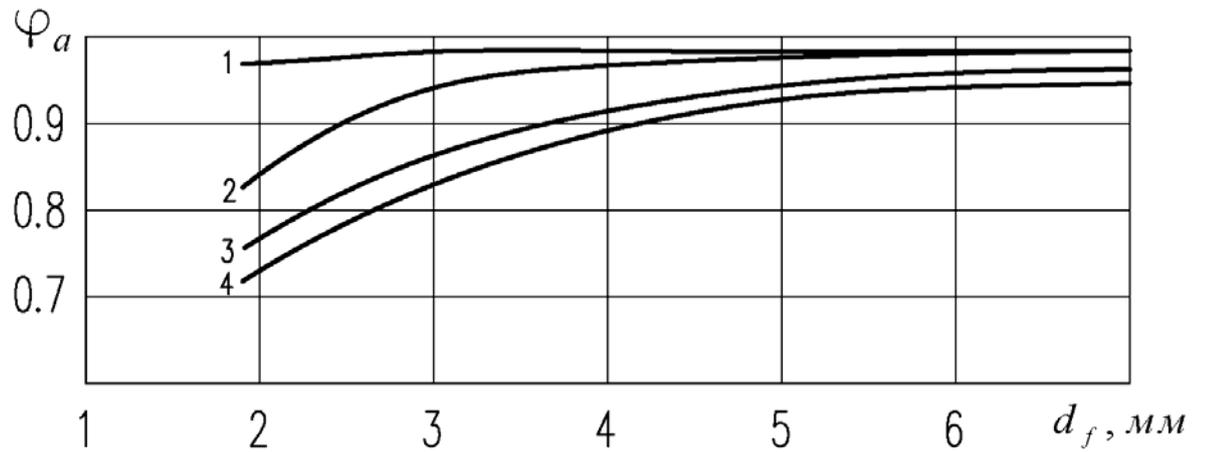
Увеличение размеров канала в данном случае эквивалентно увеличению времени релаксационного парообразования, что приводит к повышению степени его завершенности  $((x_a/x_{as}) \rightarrow 1)$ , снижению термической метастабильности  $(\Delta t_{\text{жса}} \rightarrow 0)$  и, следовательно, - росту показателей эффективности  $\varphi_a$  и  $\varphi_i$  сопла.

Результаты численных расчетов показателей процесса в геометрически подобных каналах, приведенные в табл. 2.4, 2.5, и на рис. 2.19, иллюстрируют эту закономерность.

Таблица 2.5

Расчет осредненных параметров парок капельного потока по длине канала:  $t_0 = 180^\circ \text{C}$ ,  $p_0 = 2 \text{ МПа}$ ,  $p_a = 0,1 \text{ МПа}$ ,  $\alpha_\kappa = 8^\circ$ ,  $\bar{z}_{as} = 40,3$ ,  $d_f = 5 \text{ мм}$

$\bar{z}$	$p$ , МПа	$t_{nj}$ , °C	$t_{\text{жсж}}$ , °C	$\gamma_j$	$\tau_j$ $\times 10^3, \text{с}$	$a_j$ $\times 10^{-6}, \text{м}$	$\mathbf{M}_j$	$\beta_j$	$x_j$	$\Delta s_j$ , кДж/кг·К	$\varphi_j$
$\bar{z}_v = 3,5$	0,349	138,7	180	2,21	0,213	15,9	—	0,800	0,0084	—	0,695
$\bar{z}_c = 4,5$	0,347	138,5	174,6	2,21	0,257	15,9	—	0,833	0,0104	0,0079	0,701
8,5	0,339	137,7	170,2	2,22	0,432	3,0	1,49	0,909	0,0201	0,0015	0,720
12,5	0,331	136,9	164,2	2,23	0,607	3,0	1,23	0,944	0,0324	0,0009	0,753
16,5	0,323	136,1	157,0	2,25	0,781	3,0	1,05	0,962	0,0472	0,0009	0,771
27,5	0,209	121,6	128,2	3,22	1,222	3,0	1,08	0,989	0,0989	0,0015	0,851
31,5	0,155	112,3	118,6	3,90	1,335	3,0	1,24	0,993	0,1131	0,0004	0,898
34,5	0,127	106,4	112,2	4,36	1,406	3,0	1,3	0,995	0,1221	0,0010	0,927
$\bar{z}_a = 38,5$	0,099	99,3	104,2	4,94	1,491	3,0	1,49	0,996	0,1319	0,0008	0,962



$t_0 = 200^\circ\text{C}$ ,  $\alpha_\kappa = 16^\circ$ ,  $p_a = 0,1$  МПа: 1 –  $p_0 = 2$  МПа, 2 –  $p_0 = 3$  МПа, 3 –  $p_0 = 5$  МПа, 4 –  $p_0 = 7$  МПа

Рис. 2.19 Характер влияния масштабного фактора на эффективность истечения вскипающей жидкости

Таким образом, действие перечисленных основных факторов, определяющих эффективность истечения вскипающей жидкости, проявляется прежде всего через изменение соотношения между временем релаксационного парообразования  $\tau_\phi$  и характерной продолжительностью процесса  $\tau_0 \sim (z_a/w_a)$ :

$$\bar{\tau}_\phi = \left( r(t_{жс}) \cdot a_{c \max}^2 / \nu_{жс} \cdot \lambda_n \cdot \Delta t_{жс} \cdot \tau_0 \right) \sim 10^0 - 10^1. \quad (2.24)$$

При снижении величины этого критерия ( $\bar{\tau}_\phi \rightarrow 1$ ), характеризующего инерционность массообмена между фазами [43], растет степень завершенности парообразования в канале сопла.

Анализ результатов численных расчетов показывает, что достижимый высокий уровень эффективности процесса истечения вскипающей жидкости ( $\varphi_a \approx 0,95 - 0,98$ ) в каналах рациональной геометрии не ниже эффективности истечения газа (пара) через профилируемые сопла [1].

### РАЗДЕЛ 3

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЖИДКОСТНО-ПАРОВОГО СТРУЙНОГО КОМПРЕССОРА

### 3.1. Термодинамическое описание течения мелкодисперсной парокапельной среды

Рассмотрено стационарное адиабатное течение двухфазной однокомпонентной среды, состоящей из пара и распределенной по объему мелкодисперсной капельной взвеси. Различие температур фаз (термическая метастабильность) определяется интенсивностью релаксационного фазового перехода: в процессах смешивания и повышения давления вблизи нижней пограничной кривой [1, 123] – скоростью конденсации пара на поверхности дискретной фазы.

На основе экспериментальных и теоретических исследований течения вскипающих потоков жидкости [32, 42, 62, 73, 131, 132, 138, 149] можно принять следующие приближения:

1. Течение одномерное с исчезающе малой скоростью проскальзывания фаз. Справедливость такого допущения оправдывается высоким уровнем критерия Рейнольдса  $Re \sim 10^6 - 10^7$  рабочей струи и мелкодисперсной капельной взвеси ( $a_v \sim 10^0 - 10^1$ ) [113, 128].

2. Величина диссипативных потерь в осредненном одномерном потоке определяется трением в пограничном слое и степенью завершенности релаксационного фазового перехода на рассматриваемом участке течения вдоль продольной координаты  $z$ .

3. Полидисперсное статистическое распределение частиц по размерам в любом сечении  $z$  потока подчиняется уравнению Розина-Рамлера [172] нормально-логарифмическим соотношением

$$a_i = a_v \cdot \left( \ln(1 - \delta_i)^{-1} \right)^{1/n}, \quad (3.1)$$

характер которого не изменится в процессе течения.

4. В дозвуковой волне, проходящей через мелкодисперсный двухфазный поток, успевают завершиться только обмен количества движения, а тепло- и массообмен «заморожены», что подтверждается рядом экспериментальных исследований [113, 138]. Критическая скорость в данном случае

$$a_*^2 = \kappa_n \cdot (p \cdot \nu \cdot \beta^{-1})_*, \quad (3.2)$$

где объемная концентрация пара  $\beta = x \cdot \nu_n(t_n, p) / \nu$ .

5. В двухфазном потоке мелкодисперсной структуры, сформированном за счет истечения вскипающей, близкой к насыщению жидкости, в условиях роста давления и температуры пара в камере смешения не наблюдается появления скачков уплотнения-конденсации, которые протекают на имеющихся многочисленных центрах – дискретных частицах недогретой жидкости.

6. Кинетика релаксационного фазового перехода характеризуется выполнением термодинамического баланса (I закон термодинамики) системы частиц  $i$ -ой группы распределения

$$d(m_i \cdot u_{жс}(t_{жси})) = h_n(t_n, p) \cdot dm_i, \quad (3.3)$$

и уравнения теплоотдачи

$$(h_n(t_n, p) - h_{жс}(t_{жси})) \cdot dm_i = \alpha_i \cdot \pi \cdot a_i^2 \cdot (t_n - t_{жси}) \cdot w^{-1}(z) \cdot dz, \quad (3.4)$$

где коэффициент  $\alpha_i = Nu_i \cdot \lambda_n(t_n)/a_i$  рассчитывается при числах Нуссельта  $Nu_i \rightarrow 2$  [113, 128].

7. Высокий уровень скорости обмена количеством движения в мелкодисперсном парокапельном потоке предопределяет крайне малую продолжительность релаксации паровой фазы [149]. По этой причине термические и калорические параметры пара определяются по равновесному состоянию насыщения в зависимости от величины давления  $p(z)$ , т.е. температура пара однозначно определяется давлением:  $t = t_s(p)$ .

8. Жидкая фаза считается несжимаемой и ее параметры зависят только от температуры  $t_{жi}$  частиц  $i$ -го размера.

Принятые условия позволяют использовать для расчета осредненных параметров течения по каналу переменного сечения  $F(z)$  термодинамическую модель поточного процесса, включающую уравнения состояния термически метастабильной парокапельной среды, сохранения массы (с учетом фазового перехода), полной энтальпии (I закон термодинамики), количества движения (импульса) и производства энтропии (II закон термодинамики) в виде

$$v = v_{жс}(t_{жс}) + x \cdot (v_n(p) - v_{жс}(t_{жс})), \quad (3.5)$$

$$d(w(z) \cdot F(z)/v) = 0, \quad (3.6)$$

$$dx = \chi(z) \cdot (v/w(z)) \cdot dz, \quad (3.7)$$

$$d\left(h_{жс}(t_{жс}) + x \cdot (h_n(p) - h_{жс}(t_{жс})) + w^2(z)/2\right) = 0, \quad (3.8)$$

$$d\left(w^2(z) \cdot F(z)/\nu\right) = -F(z) \cdot dp - \tau_w \cdot \Pi(z) \cdot dz, \quad (3.9)$$

$$d\left(s_{жс}(t_{жс}) + x \cdot (s_n(p) - s_{жс}(t_{жс}))\right) = \delta s_{diss} > 0, \quad (3.10)$$

Касательное напряжение на стенке канала

$$\tau_w = (\xi/4) \cdot w^2(z)/2\nu, \quad (3.11)$$

определяет потери на трение в пограничном слое канала. Гомогенная модель двухфазного парок капельного потока мелкодисперсной структуры (3.5 – 3.11) дает хороший результат при расчете гидравлического сопротивления. Коэффициент трения  $\xi$  в данном случае определяется по известным формулам однофазного потока.

Согласование осреднения сплошной и дискретной сред в сечениях потока выполняется по условию сохранения «размазанной» жидкой фазы.

$$h_{жс}(t_{жс}) = \sum_{i=1}^{\nu} h_{жси}(t_{жси}) \cdot y_i, \quad i = 1, 2, \dots, \nu, \quad (3.12)$$

Здесь  $y_i$  - массовая концентрация частиц  $i$ -ой группы в рассматриваемом сечении потока.

Решение уравнений кинетики фазового перехода (3.3), (3.4) с учетом уравнения (3.12) обеспечивает определение массовой скорости конденсации  $\chi(z)$  и замыкание системы уравнений термодинамической модели.

Применительно к расчету параметров рабочего процесса жидкостно-парового струйного компрессора, схема которого представлена на рис.3.1, термодинамическая модель (3.5) - (3.10) приводится к интегральному виду для характерных участков проточной части.

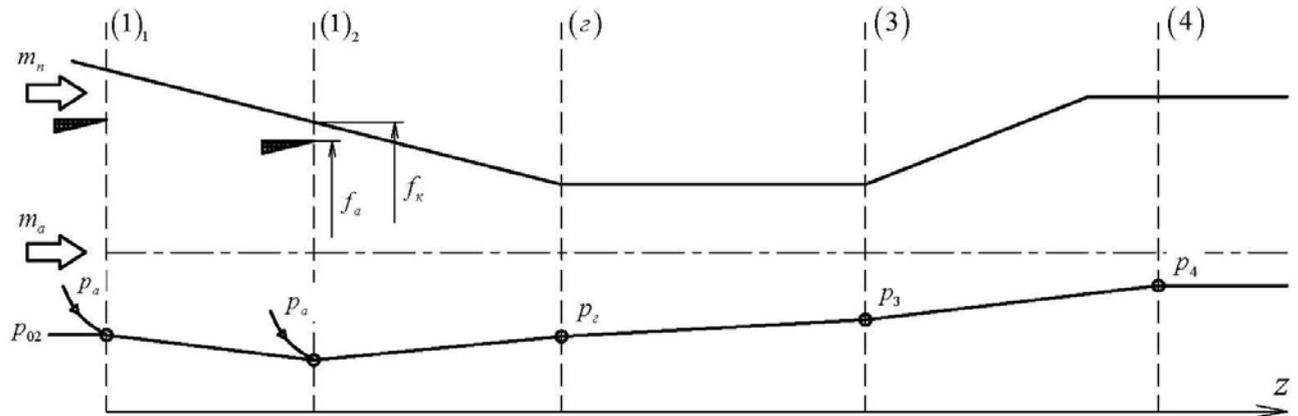


Рисунок 3.1 – Схема проточной части жидкостно-парового струйного компрессора и распределения статического давления:  $(1)_1$  - входное сечение первый предельный вариант инжекции пара;  $(1)_2$  - входное сечение второй предельный вариант.

Отсутствие потерь «на удар» и низкий уровень коэффициента массовой инжекции  $u = (\dot{m}_n / \dot{m}_a)$  позволяет вести поиск оптимального положения активного сопла перед камерой смешения переменного сечения. Для этой цели рассматривается два предельных варианта инжекции: 1) присоединения массы пара  $\dot{m}_n$  в развивающемся турбулентном слое струи (положение сопла  $(1)_1$ ) в изобарных условиях ( $p_{02} = const$ ) и 2) присоединение массы пара  $\dot{m}_n$  путем истечения через кольцевое сопло  $(f_k - f_a)$  за счет создаваемого перепада давления  $(p_{02} - p_a)$  при вдвигании активного сопла к входному сечению  $f_k$  камеры смешения.

В общем случае система интегральных уравнений для расчета камеры смешения преобразуется следующим образом.

Уравнение импульсов

$$(1 + \alpha_w \cdot u) \cdot (w_a^2 / \nu_a) + f_\kappa \cdot p_1 = f_3 \cdot (\varphi_3^{-1} \cdot (w_3^2 / \nu_3) + p_3) + \int_{f_3}^{f_\kappa} p df, \quad (3.13)$$

Здесь  $\alpha_w = (w_2 / w_a)$ ;  $w_2$  - скорость инжектируемого потока пара во входном сечении камеры смешения;  $f_\kappa = (F_\kappa / F_a)$ ;  $f_3 = (F_3 / F_a)$  - основные геометрические параметры камеры смешения;  $\varphi_3$  - коэффициент скорости камеры смешения:

$$\varphi_3 = (1 + \zeta_3)^{-1}, \quad (3.14)$$

где  $\zeta_3 = (\xi/2) \cdot ((z_3 - z_1) / D_{13})$ ;  $\xi$  - коэффициент гидравлического трения;  $D_{13}$  - эквивалентный диаметр камеры смешения переменного сечения.

Импульс силы  $I_F$ , обусловленный переменной площадью сечения коническо-цилиндрической камеры, определяется по методике, предложенной в работе [149]:

$$I_F = \int_{f_3}^{f_\kappa} p df = 1/2 \cdot (f_\kappa - f_3) \cdot ((p_1 / p_3) + (p_2 / p_3)) \cdot p_3. \quad (3.15)$$

Здесь  $p_2$  - величина статического давления на входе в цилиндрический участок камеры смешения (см. рис. 3.1)

Согласно первой предельной схеме инъекции  $p_1 = p_{02}$ ;  $\alpha_w = 0$ ;  $\nu_n = \nu_{02}$ ,

где  $v_n$  - удельный объем инжектируемого пара во входном сечении камеры.

Уравнение сохранения массы стационарного течения

$$w_3 = (1 + u) \cdot f_3^{-1} \cdot (v_3/v_a) \cdot w_a, \quad (3.16)$$

Согласно второй предельной схеме инжекции  $p_1 = p_a = p_n < p_{02}$ :  
 $\alpha_w = 1$ ;  $v_n > v_{02}$ .

В данном случае величина давления  $p_{02}$  определяется процессом адиабатного расширения инжектируемого пара в кольцевом канале ( $f_\kappa - f_a$ ) сопла с коэффициентом скорости  $\varphi_n < 1$ .

Уравнение инжекции, соответствующее первой предельной схеме, определяется из решения, представленного в работе [148], для турбулентных струй переменной плотности с использованием для замыкания системы уравнений «старой» теории Л.Прандтля. При этом коэффициент инжекции

$$u = 2 \cdot b_1^0 \cdot \left( (1 + b_1^0 \cdot (1 - I_1)) \cdot I_2 - b_1^0 \cdot I_3 \right) + (1 - b_1^0 \cdot I_1)^2 - 1, \quad (3.17)$$

Здесь  $b_1^0$  - относительная толщина турбулентного слоя:

$$b_1^0 = c_a \cdot z_1^0, \quad (3.18)$$

где  $c_a = c \cdot (1 + \chi)/2$  - константа струи переменной плотности;  
 $\chi = (v_a/v_n)$ ;

$z_1^0$  - относительная длина струи;  $I_1, I_2, I_3$  - интегралы решения при использовании универсальных профилей Г. Шлихтинга. Для турбулентных затопленных струй константа  $c \approx 0,27$ .

Уравнение инжекции, соответствующее второй предельной схеме, имеет вид ( $\alpha_w = 1$ ):

$$u = (f_k - 1) \cdot (v_a / v_n), \quad (3.19)$$

В дозвуковых газовых (паровых) диффузорах наиболее удобной и корректной характеристикой является коэффициент потерь:

$$\zeta_D = (h_4 - h_{4s}) / (w_3^2 / 2), \quad (3.20)$$

характеризующий отличие энтальпии ( $h_4$ ) адиабатного реального процесса сжатия от изоэнтропного ( $h_{4s}$ ). Для области чисел Маха  $M_3 = (w_3 / a_{3*}) \approx 0,3 - 0,8$  значение коэффициента потерь  $\zeta_D$  в канале с углом конусности  $\alpha_D = 6 - 8^\circ$  практически не изменяется (для газовых потоков  $\zeta_D \approx 0,10 - 0,15$ ).

При равномерном распределении скоростей во входном сечении диффузора к.п.д.

$$\eta_D = 1 - (\zeta_D / (1 - f_4^{-2})), \quad (3.21)$$

Учитывая, что для достаточно длинных каналов величина квадрата относительной площади диффузора  $f_4^{-2} \ll 1$ , а также уравнение сохранения полной энтальпии  $h_4 = h_3 + w_3^2 / 2$ , величина изоэнтропного к.п.д.

$$\eta_D = (h_{4s} - h_3) / (h_4 - h_3). \quad (3.22)$$

Вторым уравнением является термодинамическое соотношение изоэнтропного процесса

$$h_{4s} = h_4' + T_4 \cdot (s_3 - s_4'), \quad (3.23)$$

которое вместе с уравнением состояния (3.5) позволяет замкнуть расчетную модель диффузора при известных значениях  $\eta_D = const < 1$  и числа  $M_3 = (w_3/a_{3*}) = const < 1$ .

### 3.2. Алгоритм и методика расчета показателей рабочего процесса.

На рис. 3.2, 3.3 приведены обозначения потоков, сечений соответствующих принятым индексам в методике.

Исходные данные:

Температура воды на входе в активное сопло эжектора  $t_{01}$ .

Давление воды на входе в активное сопло эжектора  $P_{01}$ .

Давление на выходе из диффузора  $P_4$ .

Давление рабочей воды  $P_a$ .

Давление на входе в пассивное сопло эжектора  $P_{02}$ .

Массовое содержание влаги во вторичном паре  $x_n$ .

Коэффициент расхода входного участка сопла  $\mu_0$ .

Показатель метастабильности расхода  $\nu_f$ .

Угол конуса канала сопла  $\alpha_k$ .

Скоростной коэффициент активного сопла  $\varphi_a$ .

### Расчет параметров рабочей струи ( $P_a > P_{02}$ )

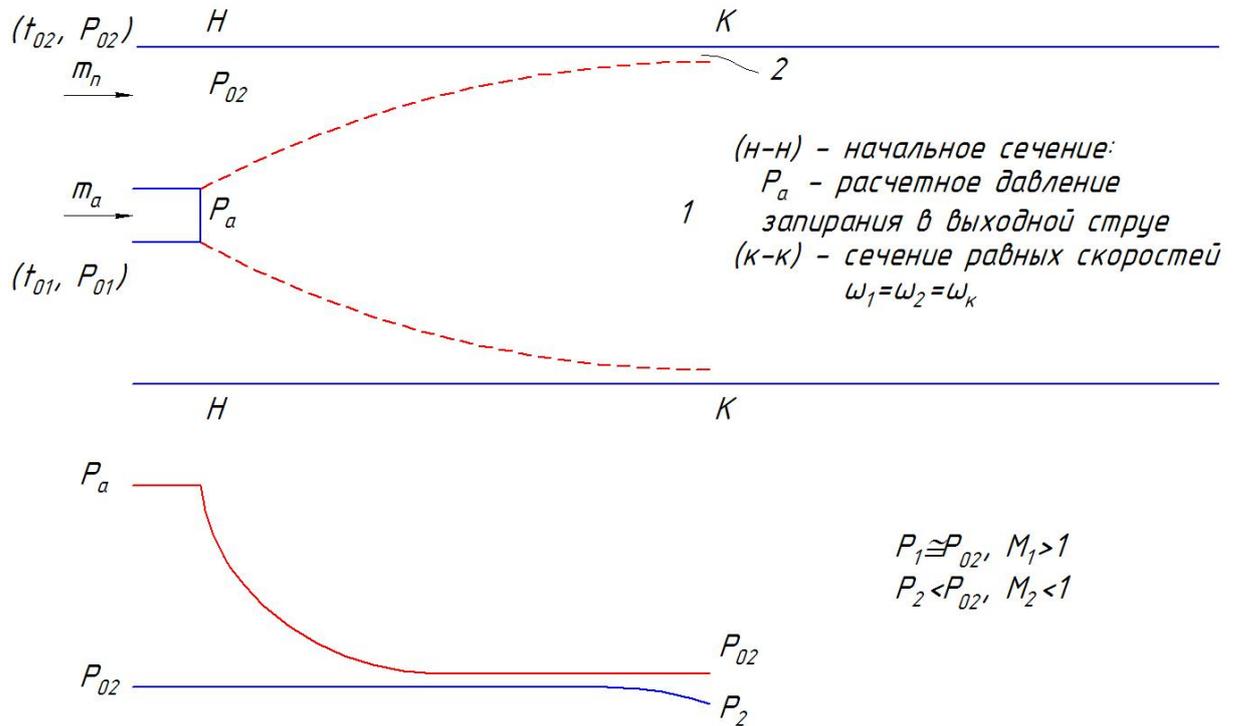


Рис. 3.2. Обозначение потоков, сечений в камере смешивания

1. Обработка таблицы насыщения (параметры на входе в активное сопло эжектора в состоянии насыщенной жидкости):

$$t_{01} \rightarrow P_{s0} \text{ (бар)}, \nu_0' \text{ (м}^3/\text{кг)}, \nu_0'' \text{ (м}^3/\text{кг)}, h_0' \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), h_0'' \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

$$r_0 \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), s_0' \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right), s_0'' \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right).$$

2. Скорость в сечении начала парообразования в канале активного сопла:

$$\omega_f = \mu_0 \cdot \nu_f \cdot \sqrt{2 \cdot 10^5 \cdot (P_{01} - P_{s0}) \cdot \nu_0'}, \text{ (м/с)}$$

где  $\mu_0$  – коэффициент расхода входного участка сопла,  $\mu_0 = 0,97$ ,

$v_f$  – показатель метастабильности расхода,  $v_f \cong 1,03$ ,

$P_{01}$  – давление воды на входе в активное сопло эжектора,  $P_{01} = 25$ ,

$P_{s0}$  – давление воды на входе в активное сопло эжектора в состоянии насыщенной жидкости (из таблицы насыщения),

$\nu_0'$  – удельный объем воды на входе в активное сопло эжектора в состоянии насыщенной жидкости (из таблицы насыщения).

3. Обработка таблицы воды (параметры на входе в активное сопло эжектора):

$$P_{01}, t_{01} \rightarrow \nu_{01}' \text{ (м}^3\text{/кг)}, \nu_{01}'' \text{ (м}^3\text{/кг)}, h_{01}', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), h_{01}'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

$$r_{01} \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), s_{01}', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right), s_{01}'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right).$$

4. Обработка таблицы насыщения (параметры на выходе из сопла эжектора):

$$P_a \rightarrow t_a \text{ (}^\circ\text{C)}, T_a = t_a + 273,15, \nu_a'' \text{ (м}^3\text{/кг)}, h_a', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), h_a'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

$$r_a \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), s_a', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right), s_a'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right).$$

5. Средняя скорость равновесного изоэнтропного истечения:

$$\omega_{aS} = \sqrt{2000 \cdot (h_{01} - h_a' - (s_{01} - s_a') \cdot T_a)}, \text{ (м/с)}$$

где  $h_{01}$  – энтальпия воды на входе в активное сопло эжектора (из таблицы воды);

$h_a'$  – энтальпия воды на выходе из сопла эжектора (из таблицы насыщения);

$s_{01}$  – энтропия воды на входе в активное сопло эжектора (из таблицы воды);

$s_a'$  – энтропия воды на выходе из сопла эжектора (из таблицы насыщения);

$T_a$  – температура на выходе из сопла эжектора (из таблицы насыщения).

6. Средняя скорость потока на выходе из сопла эжектора:

$$\omega_a = \varphi_a \cdot \omega_{aS}, (\text{м/с})$$

где  $\varphi_a$  – скоростной коэффициент активного сопла,  $\varphi_a = 0,97$ .

7. Энтропия на выходе из сопла эжектора:

$$s_a = s_{01} + (1 - \varphi_a^2) \cdot \left( \frac{\omega_{aS}^2}{2000 \cdot T_a} \right), \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right)$$

8. Температура жидкости на выходе из сопла эжектора:

$$t_{жа} = t_{жа} + \Delta,$$

где  $t_{жа}$  – температура воды на выходе из сопла эжектора, вначале  $t_{жа} = t_a$ ,

$\Delta \sim 0,1^{\circ}\text{C}$  (шаг итерации).

9. Обработка таблицы насыщения (параметры жидкости на выходе из сопла эжектора):

$$t_{жа} \rightarrow P_{жа} (\text{бар}), \nu_{жа}' (\text{м}^3/\text{кг}), \nu_{жа}'' (\text{м}^3/\text{кг}), h_{жа}' \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), h_{жа}'' \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

$$r_{жа} \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), s_{жа}' \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right), s_{жа}'' \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right).$$

10. Массовое содержание влаги на выходе из сопла эжектора:

$$x_a = \frac{s_a - s_{жа}'}{s_a'' - s_{жа}'}$$

где  $s_a''$  – энтропия водяного пара на выходе из сопла эжектора (из таблицы насыщения);

$s_{жа}'$  – энтропия воды на выходе из сопла эжектора (из таблицы насыщения);

11. Энтальпия воды на входе в активное сопло эжектора:

$$h_{01} = h_{жа}' + x_a \cdot (h_a'' - h_{жа}') + \left( \frac{\omega_a^2}{2000} \right) \cdot \left( \frac{кДж}{кг} \right)$$

где  $h_{жа}'$  – энтальпия воды на выходе из сопла эжектора (из таблицы насыщения);

$h_a''$  – энтальпия водяного пара на выходе из сопла эжектора (из таблицы насыщения).

12. Если  $h_{01} \neq h_{01}$ , то 8,

Если  $h_{01} = h_{01}$ , то 13.

13. Удельный объем на выходе из сопла эжектора:

$$v_a = v_{жа}' + x_a \cdot (v_a'' - v_{жа}'), \left( \frac{м^3}{кг} \right)$$

где  $v_{жа}'$  – удельный объем воды на выходе из сопла эжектора (из таблицы насыщения);

$v_a''$  – удельный объем водяного пара на выходе из сопла эжектора (из таблицы насыщения).

14. Обработка таблицы насыщения (параметры на входе в пассивное сопло эжектора):

$$P_{02} \rightarrow t_{02}, T_{02} = t_{02} + 273,15, \nu_{02}'' \text{ (м}^3/\text{кг)}, h_{02}', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), h_{02}'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

$$r_{02} \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), s_{02}', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right), s_{02}'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right).$$

15. Средняя скорость потока:

$$\omega_{\kappa} = \varphi_1 \cdot \sqrt{2000 \cdot (h_{01} - h_{02}' - (s_a - s_{02}') \cdot T_{02})}, \text{ (м/с)},$$

где  $\varphi_1$  – скоростной коэффициент,  $\varphi_1 = 0,98$ ;

$h_{02}'$  – энтальпия воды на входе в пассивное сопло эжектора (из таблицы насыщения);

$s_{02}'$  – энтропия воды на входе в пассивное сопло эжектора (из таблицы насыщения);

$T_{02}$  – температура на входе в пассивное сопло эжектора (из таблицы насыщения).

16. Массовое содержание влаги:

$$x_1 = \frac{h_{01} - h_{02}' - \left( \frac{\omega_{\kappa}^2}{2000} \right)}{r_{02}},$$

где  $r_{02}$  – удельная теплота парообразования (конденсации) на входе в пассивное сопло эжектора (из таблицы насыщения).

17. Удельный объем:

$$\nu_1 = \nu_{01}' + x_1 \cdot (\nu_{02}'' - \nu_{02}'), \text{ (м}^3/\text{кг)},$$

где  $\nu_{01}'$  – удельный объем воды на входе в активное сопло эжектора (из таблицы насыщения);

$\nu_{02}'$  – удельный объем воды на входе в пассивное сопло эжектора (из таблицы насыщения);

$\nu_{02}''$  – удельный объем водяного пара на входе в пассивное сопло эжектора (из таблицы насыщения).

18. Объемное паросодержание:

$$\beta_1 = \frac{\nu_1 - \nu_{02}'}{\nu_1},$$

19. Показатель адиабаты:

$$k_{02} = 1,34 - 0,00022 \cdot t_{02},$$

где  $t_{02}$  – температура на входе в пассивное сопло эжектора (из таблицы насыщения).

20. Критическая скорость:

$$a_{1*} = \sqrt{10^5 \cdot k_{02} \cdot P_{02} \cdot \nu_1 \cdot \beta_1^{-1}}, (м/с),$$

где  $P_{02}$  – давление на входе в пассивное сопло эжектора,  $P_{02} = 0,1$ .

21. Число Маха:

$$M_1 = \frac{\omega_{\kappa}}{a_{1*}},$$

22. Относительная площадь:

$$f_1 = \frac{v_1 \cdot \omega_a}{v_a \cdot \omega_\kappa},$$

23. Энтропия

$$s_1 = s_{02} + x_1 \cdot \left( \frac{r_{02}}{T_{02}} \right) \cdot \left( \frac{\kappa ДЖ}{\kappa \mathcal{Z} \cdot K} \right),$$

24. Относительная скорость истечения на выходе из сопла эжектора:

$$\gamma_a = \frac{\omega_a}{\omega_f},$$

24'. Геометрическая степень расширения канала на выходе из сопла эжектора:

$$f_a = \frac{v_a}{v_0 \cdot \gamma_a},$$

24''.

$$c_\kappa = 2 \cdot \operatorname{tg} \left( \frac{\alpha_\kappa}{2} \right),$$

где  $\alpha_\kappa$  – угол конуса канала сопла,  $\alpha_\kappa = 8^\circ$ .

24'''. Относительная длина канала отрыва потока от стенки:

$$\bar{z}_a = c_\kappa^{-1} \cdot (\sqrt{f_a} - 1),$$

### Расчет инжектируемой струи пара

25. Энтальпия на входе в пассивное сопло эжектора:

$$h_{02} = h_{02}' + x_n \cdot r_{02}, \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

где  $x_n$  – массовое влагосодержание во вторичном паре,  $x_n = 1$ .

26. Энтропия на входе в пассивное сопло эжектора:

$$s_{02} = s_{02}' + x_n \cdot \left( \frac{r_{02}}{T_{02}} \right), \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right),$$

27. Давление инжектируемой струи пара:

$$P_2 = P_2 - \Delta,$$

где  $P_2$  – давление инжектируемой струи пара, вначале  $P_2 = P_{02}$ ,

$\Delta \sim 0,001$  (шаг итерации).

28. Обработка таблицы насыщения (параметры инжектируемой струи пара):

$$P_2 \rightarrow t_2, T_2 = t_2 + 273,15, v_2'' \text{ (м}^3\text{/кг)}, h_2', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), h_2'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

$$r_2 \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), s_2', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right), s_2'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right).$$

29. Энтальпия инжектируемой струи пара:

$$h_{02} = h_2' + (s_{02} - s_2') \cdot T_2 + \left( \frac{\omega_k^2}{2000 \cdot \varphi_2^2} \right) \cdot \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

где  $h_2'$  – энтальпия воды на входе в камеру смешивания эжектора (из таблицы насыщения);

$s_2'$  – энтропия воды на входе в камеру смешивания эжектора (из таблицы насыщения);

$\varphi_2$  – коэффициент скорости,  $\varphi_2 = 0,95$ ;

30. Если  $h_{02} \neq h_{02}$ , то 27-30,

Если  $h_{02} = h_{02}$ , то 31.

31. Массовое влагосодержание в инжектируемом паре:

$$x_2 = \frac{h_{02} - h_2' - \left( \frac{\omega_k^2}{2000} \right)}{r_2},$$

где  $r_2$  – удельная теплота парообразования (конденсации) на входе в камеру смешивания эжектора (из таблицы насыщения);

32. Удельный объем инжектируемой струи пара:

$$v_2 = v_2' + x_2 \cdot (v_2'' - v_2'), \left( \frac{\text{м}^3}{\text{кг}} \right),$$

где  $v_2'$  – удельный объем воды в инжектируемой струе пара (из таблицы насыщения);

$v_2''$  – удельный объем водяного пара в инжектируемой струе (из таблицы насыщения).

33. Объемное паросодержание в инжектируемой струе пара:

$$\beta_2 = \frac{v_2 - v_2'}{v_2},$$

34. Показатель адиабаты инжектируемой струи пара:

$$k_2 = 1,34 - 0,00022 \cdot t_2,$$

где  $t_{02}$  – температура инжектируемой струи пара (из таблицы насыщения).

35. Критическая скорость инжектируемой струи пара:

$$a_{2*} = \sqrt{10^5 \cdot k_2 \cdot P_2 \cdot v_2 \cdot \beta_2^{-1}}, (м/с),$$

36. Число Маха инжектируемой струи пара:

$$M_2 = \frac{w_\kappa}{a_{2*}} < 1,$$

37. Энтропия инжектируемой струи пара:

$$s_2 = s_2' + x_2 \cdot \left( \frac{r_2}{T_2} \right), \left( \frac{кДж}{кг \cdot К} \right),$$

где  $T_2$  – температура инжектируемой струи пара (из таблицы насыщения).

## Расчет диффузора

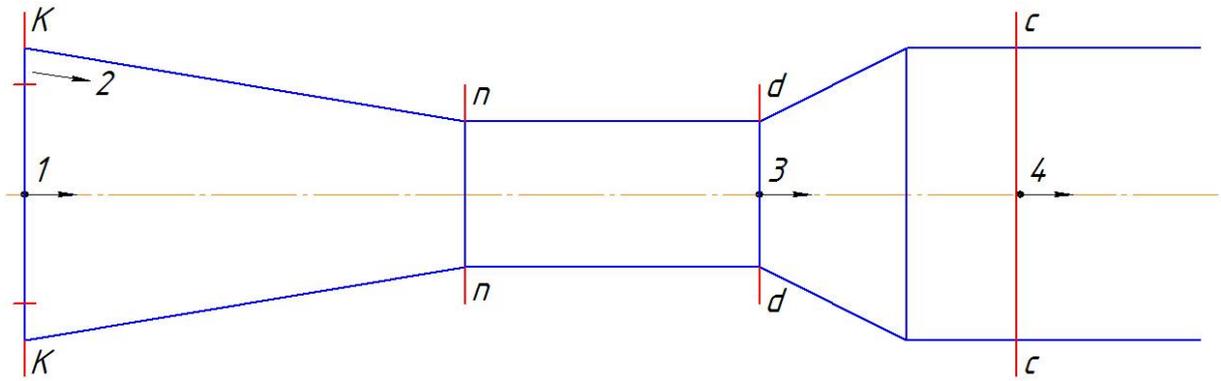


Рис. 3.3. Обозначение потоков, сечений в проточной части жидкостно-парового компрессора

40. Обработка таблицы насыщения (параметры на выходе из диффузора):

$$P_4 \rightarrow t_4, T_4 = t_4 + 273,15, v_4'' \text{ (м}^3/\text{кг)}, h_4', \left( \frac{\kappa_{ДЖ}}{\kappa_2} \right), h_4'', \left( \frac{\kappa_{ДЖ}}{\kappa_2} \right),$$

$$r_4 = \left( \frac{\kappa_{ДЖ}}{\kappa_2} \right), s_4', \left( \frac{\kappa_{ДЖ}}{\kappa_2 \cdot K} \right), s_4'', \left( \frac{\kappa_{ДЖ}}{\kappa_2 \cdot K} \right).$$

41. Объемное паросодержание и показатель адиабаты на выходе из камеры смешения:

$$\beta_3 = 1; k_3 = 1,3.$$

42. Давление на выходе из камеры смешения:

$$P_3 = P_3 - \Delta,$$

где  $P_3$  – давление на выходе из камеры смешения, вначале  $P_3 = P_4$ ,

$\Delta \sim 0,001$  (шаг итерации).

43. Обработка таблицы насыщения (параметры на выходе из камеры смешения):

$$P_3 \rightarrow t_3, T_3 = t_3 + 273,15, \nu_3'' \text{ (м}^3/\text{кг)}, h_3', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), h_3'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

$$r_3 \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right), s_3', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right), s_3'', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right).$$

44.

$$a_3 = \frac{10^2 \cdot M_3^2 \cdot k_3 \cdot P_3 \cdot (\nu_3'' - \nu_3')}{2 \cdot \beta_3 \cdot r_3},$$

где  $\nu_3'$  – удельный объем воды на выходе из камеры смешения (из таблицы насыщения);

$\nu_3''$  – удельный объем водяного пара на выходе из камеры смешения (из таблицы насыщения).

где  $r_3$  – удельная теплота парообразования (конденсации) на выходе из камеры смешения (из таблицы насыщения);

45.

$$b_3 = \frac{T_4}{T_3} - (1 - \eta_s),$$

где  $T_3$  – температура на выходе из камеры смешения (из таблицы насыщения);

$T_4$  – температура на выходе из диффузора (из таблицы насыщения);

$\eta_s = 0,8$ .

46.

$$c_3 = h_4' - \frac{T_4}{T_3} \cdot h_3', \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right).$$

где  $h_3'$  – энтальпия воды на выходе из камеры смешения (из таблицы насыщения);

$h_4'$  – энтальпия воды на выходе из диффузора (из таблицы насыщения).

47.

$$d_3 = T_4 \cdot (s_4' - s_3'), \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

где  $s_3'$  – энтропия воды на выходе из камеры смешения (из таблицы насыщения);

$s_4'$  – энтропия воды на выходе из диффузора (из таблицы насыщения);

48.

$$e_3 = h_3' - r_3 \cdot \left( \frac{v_3'}{v_3'' - v_3'} \right), \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

49. Энтальпия на выходе из диффузора:

$$h_4 = \frac{(1 + a_3) \cdot (d_3 - c_3) - a_3 \cdot b_3 \cdot e_3}{b_3 - \eta_s \cdot (1 + a_3)}, \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

50. Энтальпия на выходе из камеры смешения:

$$h_3 = \frac{\eta_s \cdot h_4 - c_3 + d_3}{b_3}, \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

51. Массовое влагосодержание на выходе из камеры смешения:

$$x_3 = \frac{h_3 - h_3'}{r_3},$$

52. Удельный объем на выходе из камеры смешения:

$$v_3 = v_3' + x_3 \cdot (v_3'' - v_3'), \left( \frac{\text{м}^3}{\text{кг}} \right),$$

53. Объемное паросодержание и показатель адиабаты на выходе из камеры смешения:

$$\beta_3 = \frac{v_3 - v_3'}{v_3},$$

$$k_3 = 1,34 - 0,00022 \cdot t_3,$$

где  $t_3$  – температура на выходе из камеры смешения (из таблицы насыщения).

54. Если  $h_4 \neq h_{02}$ , то 42-54,

Если  $h_4 = h_{02}$ , то 55.

55. Коэффициент инжекции

$$u = \frac{h_4 - h_{01}}{h_{02} - h_4},$$

$u \rightarrow 0$ , проверка  $\Delta$  то п. 42.

56. Средняя скорость потоку на выходе из камеры смешения:

$$\omega_3 = \sqrt{2000 \cdot (h_4 - h_3)}, (м/с),$$

57. Критическая скорость на выходе из камеры смешения:

$$a_{3*} = \sqrt{10^5 \cdot k_3 \cdot P_3 \cdot v_3 \cdot \beta_3^{-1}}, (м/с),$$

58. Число Маха на выходе из камеры смешения:

$$M_3 = \frac{\omega_3}{a_{3*}},$$

59. Разница значений относительной скорости на выходе из камеры смешения:

$$\Delta M_3 = |M_3 - M_3|,$$

$\Delta M_3 \rightarrow 0$ .

60. Геометрическая степень расширения канала на выходе из камеры смешения:

$$f_3 = \frac{(1+u) \cdot \omega_a \cdot \omega_3}{10^5 \cdot M_3^2 \cdot k_3 \cdot P_3 \cdot \nu_a},$$

Расчет камеры

70.

$$A_K = \frac{10^{-5} \cdot \omega_a^2}{\nu_a \cdot P_2} + \frac{P_a - P_{02}}{P_2},$$

71.

$$B_K = f_3 \cdot \left( 1 + \frac{M_3^2 \cdot k_3}{\varphi_3 \cdot \beta_3} \right) \cdot \frac{P_3}{P_2},$$

72.

$$C_K = \frac{1}{2} \cdot \left( 1 + \left( \frac{P_3}{P_2} \right)^{1-n} \right),$$

где  $n = 0,5$ .

73. Относительная площадь расширения канала:

$$f_K = \frac{(A_K - B_K + f_3 \cdot C_K)}{C_K - \frac{P_{02}}{P_2}},$$

74. Коэффициент инжекции:

$$u = \frac{(f_K - f_1) \cdot (\nu_a \cdot \omega_k)}{\nu_2 \cdot \omega_a},$$

75. Если  $u > 0$ , то 76.

76. Давление на выходе из камеры смешения:

$$P_3 = P_3 + \Delta,$$

где  $P_3$  – давление на выходе из камеры смешения, вначале  $P_3 = P_3 (u \rightarrow 0,$

п. 55,  $\Delta \sim 0,001$ )

77. 43-53, 55-60, 70-74.

78. Если  $u \neq u$ , то 76-78,

Если  $u = u$ , то 79.

79. Энтропия на выходе из камеры смешения:

$$s_3 = s_3' + x_3 \cdot \left( \frac{r_3}{T_3} \right), \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right),$$

80.

$$P_n = P_3 \cdot \left( \frac{P_2}{P_3} \right)^n, (\text{бар}),$$

81.

$$\Delta s_{3H} = s_3 - \left( \frac{s_1}{1+u} + \frac{u \cdot s_2}{1+u} \right) > 0, \left( \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right),$$

Расчет параметров сжатого пара

90. Массовое влагосодержание в сжатом паре:

$$x_4 = \frac{h_4 - h_4'}{r_4},$$

где  $r_4$  – удельная теплота парообразования (конденсации) на выходе из диффузора (из таблицы насыщения).

91. Удельный объем сжатого пара:

$$v_4 = v_4' + x_4 \cdot (v_4'' - v_4'), (\text{м}^3/\text{кг}),$$

92. Энтропия сжатого пара:

$$s_4 = s_4' + x_4 \cdot \left( \frac{r_4}{T_4} \right), \left( \frac{\kappa_{ДЖ}}{\kappa_{\Sigma} \cdot K} \right),$$

93. Объемное паросодержание в сжатом паре:

$$\beta_4 = \left( 1 + (x_4^{-1} - 1) \cdot \frac{v_4'}{v_4''} \right)^{-1},$$

94. Степень парообразования сжатого пара:

$$\psi_4 = \frac{x_4 \cdot (1 + u)}{u} (\psi_4 \geq 1),$$

95.

$$\Delta s_{4H} = s_4 - s_3 > 0, \left( \frac{\kappa_{ДЖ}}{\kappa_{\Sigma} \cdot K} \right),$$

Расчет показателей эжектора

100.

$$(e_4'' - e_4') = h_4'' - h_4' - 293 \cdot (s_4'' - s_4'), \left( \frac{\kappa_{ДЖ}}{\kappa_{\Sigma}} \right)$$

101.

$$(e_{02} - e_4') = h_{02} - h_4' - 293 \cdot (s_{02} - s_4'), \left( \frac{\kappa_{ДЖ}}{\kappa_{\Sigma}} \right)$$

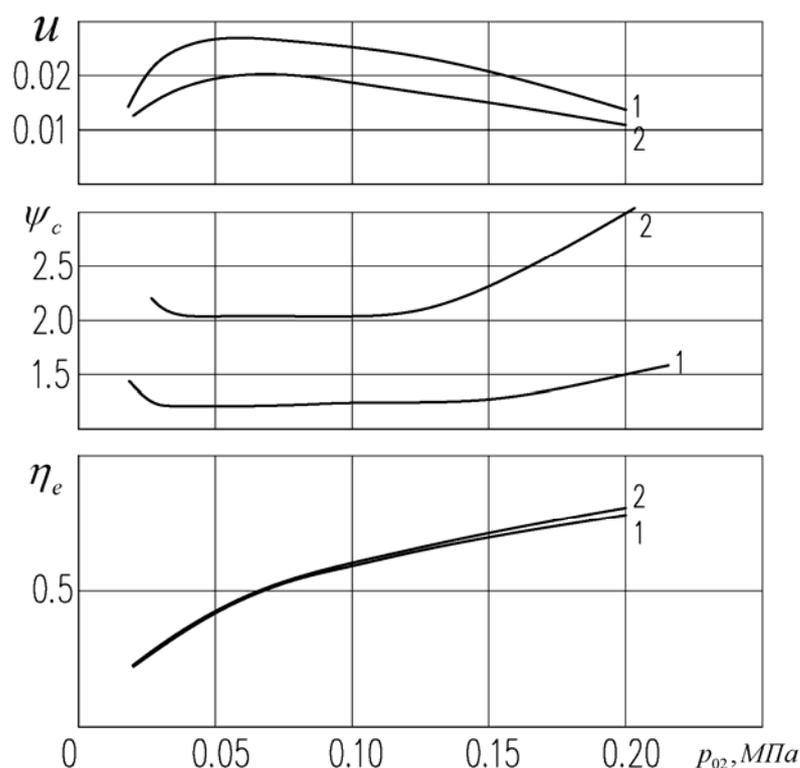
102.

$$\eta_{e(i)} = u \cdot \frac{\psi_4 \cdot (e_4'' - e_4') - (e_{02} - e_4')}{(h_{01} - h_4')}$$

### 3.3. Анализ результатов расчета жидкостно-парового струйного компрессора.

Степень завершенности обменных процессов в каналах проточных частей является фактором, определяющим эффективность рабочего процесса струйного термокомпрессора. Расчет учитывает термическую метастабильность двухфазного потока (величина фактора  $\Delta t_{жж}$ ), характерный низкий уровень массового коэффициента инжекции  $u = (\dot{m}_л / \dot{m}_a)$ , состояние потоков на входе в смесительную камеру и ее геометрическую форму.

На рис. 3.4 представлены результаты численных расчетов достижимых параметров компрессора на водяном паре [97] с приемной камерой достаточно больших размеров ( $p_a \approx p_2 \approx p_{02}$ ). В качестве расчетной принята модель присоединения массы инжектируемого пара в турбулентном слое [133] рабочей струи перед входом в камеру смешения.



$$d_f=10 \text{ мм}, \alpha_k=8^\circ, \mu_o=0,97, \Delta t_{жж}=5^\circ\text{C}, x_{02}=1; p_a=1,0 \text{ МПа}$$

Рисунок 3.4. Зависимость достижимых параметров СТК от давления в приемной камере ( $p_a = p_{02}$ )

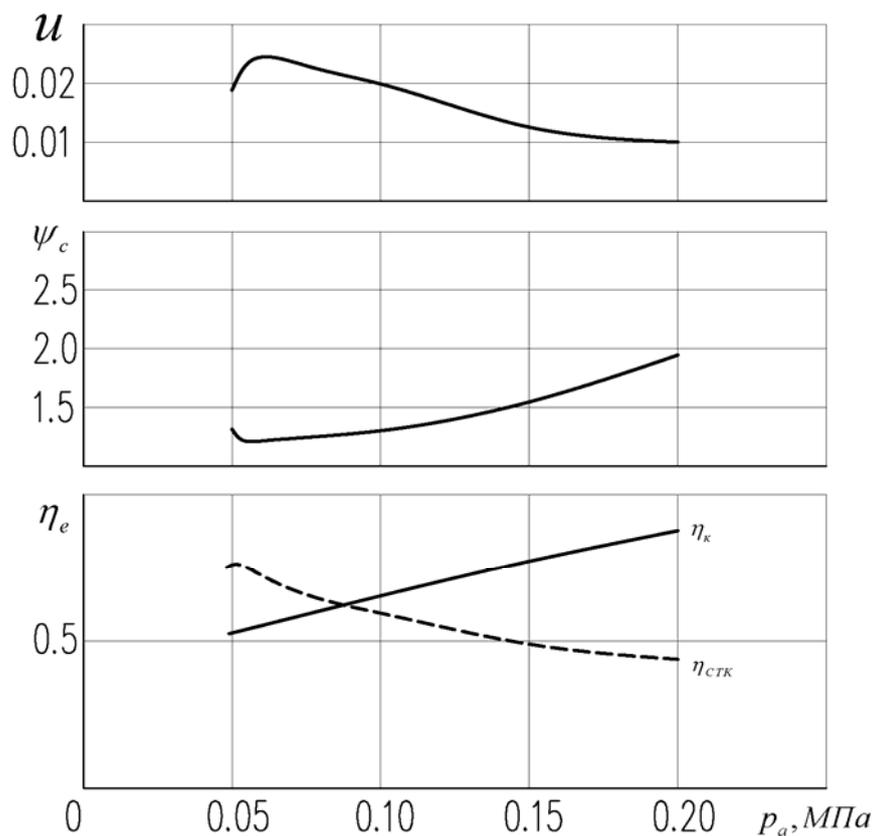
Отличительной особенностью компрессора, о чем свидетельствует анализ расчетных данных, является возможность реализации значительной степени повышения давления ( $p_c/p_a$ ) при сохранении достаточно высокой эффективности (по сравнению с газоструйными компрессорами [123]). В представленном варианте значение величины к.п.д.  $\eta_k$ , рассчитываемой по формуле (1.7), сохраняется на уровне 0,5-0,6 при повышении давления в процессе сжатия в 10-15 раз. При этом, повышение доли подводимого тепла  $q_a$  ведет к росту степени перепроизводства пара при сохранении практически неизменной эффективности ( $\eta_k$ ) компрессора. На всех режимах при изменении температуры  $t_{01}$  наблюдается наличие оптимальных значений величины давления  $p_a$ , соответствующих максимуму коэффициента инжекции  $u$  и степени эффективности  $\eta_{СТК}$  термокомпрессорной установки, в соответствие с зависимостью (1.6).

Следует отметить значительно более высокий уровень эффективности СТК по сравнению с другими струйными аппаратами [123].

Некоторое повышение эффективности наблюдается в компрессоре с вдвинутым в камеру смешения рабочим соплом. В этом случае инжектируемый пар предварительно разгоняется в кольцевом канале пассивного сопла, что обеспечивает примерное равенство скоростей и статических давлений на срезе сопл. Такой вариант требует некоторого повышения давления  $p_{02}$  на входе в пассивное сопло:  $p_{02} > p_a = p_2$ .

Серия расчетов, в которых реализована указанная конструкция входного участка струйного компрессора, представленная в табличной форме и в виде отдельных графиков, проводилась при постоянном численном значении следующих исходных параметров:  $d_f=4$ мм;  $\alpha_k=8^\circ$ ;  $\Delta=2$  мм;  $\mu_o = 0,97$ ;  $\bar{L}_{kc} = 16$ ;  $\eta_D=0,8$ ;  $\varphi_{II}=0,95$ . Сопоставление значений достижимых параметров в зависимости от давления  $p_a$  на срезе сопл (рис. 3.5 и табл. 3.1 – 3.7) с приведенными выше данными на рис. 3.4 свидетельствует о сравнительно

слабом влиянии расположения активного сопла перед входом в камеру смешения, что объясняется низким уровнем значений коэффициента массовой инъекции  $u$ . Более детальный анализ приводит к выводу о несколько более высокой эффективности конструкции с кольцевым соплом для предварительного разгона инжектируемого пара.



$$(p_{02} > p_a = p_2): p_{01}=2,3; t_{01}=184^\circ\text{C}$$

Рисунок 3.5. Зависимость достижимых параметров СТК от давления на срезе сопл

Таблица 3.1

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_a=0,05$ МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жсa})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	°C	м <sup>3</sup> /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,07	91,2	2,055468	2449,8	6,8827	0,907	0,999	
1(a)	0,05	(82)	0,543297	729,3	2,1857	0,167	0,998	1
2(n)	0,05	81,3	2,89397	2416,9	6,8958	0,892	0,999	0,1
3(d)	0,69	164,6	0,016096	808,3	2,246	0,055	0,935	0,117
4(c)	1	179,9	0,005884	812,2	2,2476	0,025	0,813	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=320,7$ м/с,  $\bar{z}_a=58,7$ ,  $\bar{z}_{as}=57,7$ ,  $f_a=84,8$ ,  $f_{as}=82,1$ ,  
 $n=0,5$ ,  $M_3=0,7$ ,  $\varphi_\kappa=0,915$ ,  $u=0,0118$ ,  $\psi_4=1,331$ ,  $\eta_\kappa=0,53$ ,  $\eta_{СТК}=0,61$ .

Таблица 3.2

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_a=0,06$ МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жсa})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	°C	м <sup>3</sup> /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,08	95	1,806114	2464,9	6,8649	0,91	0,999	
1(a)	0,06	(95,4)	0,405999	733,6	2,1848	0,148	0,997	1
2(n)	0,06	86	2,452837	2435,5	6,8779	0,897	0,999	0,149
3(d)	0,7	165	0,016974	817,8	2,2673	0,058	0,939	0,155
4(c)	1	179,9	0,006817	821,9	2,2691	0,029	0,84	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=307,0$ м/с,  $\bar{z}_a=51,7$ ,  $\bar{z}_{as}=52,7$ ,  $f_a=66,2$ ,  $f_{as}=70,0$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_\kappa=0,916$ ,  $u=0,0247$ ,  $\psi_4=1,222$ ,  $\eta_\kappa=0,54$ ,  $\eta_{СТК}=0,69$ .

Таблица 3.3

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_a=0,08$ МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жсa})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,11	101,3	1,468706	2490,4	6,8387	0,917	0,999	
1(a)	0,08	(103)	0,289639	740,7	2,1834	0,138	0,996	1
2(n)	0,08	93,5	1,890581	2464,7	6,8479	0,905	0,999	0,147
3(d)	0,7	164,9	0,016712	815	2,261	0,057	0,937	0,198
4(c)	1	179,9	0,006543	819	2,2628	0,028	0,833	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=283,1$ м/с,  $\bar{z}_a=44,0$ ,  $\bar{z}_{as}=45,8$ ,  $f_a=51,2$ ,  $f_{as}=54,7$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,916$ ,  $u=0,0226$ ,  $\psi_4=1,27$ ,  $\eta_k=0,60$ ,  $\eta_{СТК}=0,63$ .

Таблица 3.4

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_a=0,1$ МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жсa})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,13	106,5	1,247258	2510,6	6,8168	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(109)	0,221599	745,9	2,1824	0,13	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,545032	2488,1	6,8245	0,911	0,999	0,141
3(d)	0,7	164,7	0,016392	811,6	2,2533	0,056	0,936	0,238
4(c)	1	179,9	0,006203	815,5	2,255	0,026	0,823	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9$ м/с,  $\bar{z}_a=39,2$ ,  $\bar{z}_{as}=40,9$ ,  $f_a=42,0$ ,  $f_{as}=45,2$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,915$ ,  $u=0,0202$ ,  $\psi_4=1,329$ ,  $\eta_k=0,65$ ,  $\eta_{СТК}=0,58$ .

Таблица 3.5

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_a=0,12$ МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жсa})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,15	111	1,08738	2528	6,7993	0,926	0,999	
1(a)	0,12	(114,4)	0,175907	750,1	2,1816	0,123	0,994	1
2(n)	0,12	104,8	1,308837	2508,2	6,806	0,917	0,999	0,132
3(d)	0,69	164,5	0,016069	808	2,2453	0,055	0,935	0,277
4(c)	1	179,9	0,005855	811,9	2,247	0,024	0,812	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=247,5$ м/с,  $\bar{z}_a=35,5$ ,  $\bar{z}_{as}=37,3$ ,  $f_a=35,6$ ,  $f_{as}=38,7$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,915$ ,  $u=0,0178$ ,  $\psi_4=1,399$ ,  $\eta_k=0,69$ ,  $\eta_{СТК}=0,54$ .

Таблица 3.6

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_a=0,15$ МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жсa})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,18	116,6	0,920893	2549,5	6,7776	0,931	0,999	
1(a)	0,15	(117,3)	0,139302	754,9	2,1808	0,119	0,992	1
2(n)	0,15	111,4	1,071435	2532,6	6,7825	0,924	0,999	0,096
3(d)	0,69	164,1	0,015317	799,6	2,2262	0,051	0,931	0,31
4(c)	1	179,9	0,005023	803,2	2,2278	0,02	0,78	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=227,2$ м/с,  $\bar{z}_a=32,5$ ,  $\bar{z}_{as}=33,3$ ,  $f_a=30,7$ ,  $f_{as}=32,0$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,915$ ,  $u=0,0125$ ,  $\psi_4=1,63$ ,  $\eta_k=0,76$ ,  $\eta_{СТК}=0,47$ .

Таблица 3.7

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_a=0,20\text{МПа}$

Сечение	$p$	$t, (t_{жсa})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}\text{C}$	$\text{м}^3/\text{кг}$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,23	124,3	0,738322	2578,9	6,7492	0,939	0,999	
1(a)	0,2	(129,9)	0,089081	760,7	2,1797	0,099	0,988	1
2(n)	0,2	120,2	0,826582	2565,5	6,7523	0,933	0,999	0,088
3(d)	0,68	163,9	0,014902	794,7	2,2153	0,049	0,929	0,417
4(c)	1	179,9	0,004545	798,2	2,2168	0,018	0,756	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=199,9\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=26,6$ ,  $\bar{z}_{as}=28,7$ ,  $f_a=22,3$ ,  $f_{as}=25,1$ ,  
 $n=0,5$ ,  $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,915$ ,  $u=0,0095$ ,  $\psi_4=1,882$ ,  $\eta_k=0,84$ ,  $\eta_{СТК}=0,43$ .

Увеличение при прочих равных условиях начального давления  $p_{01}$  жидкости из-за своеобразного поведения и влияния фактора метастабильности  $v_f$  при изменении величины недогрева  $(1-\varepsilon_{so})$  приводит к появлению оптимальных значений  $p_{01}$ , соответствующих предельной эффективности компрессора (рис. 3.6, табл. 3.8 – 3.15).

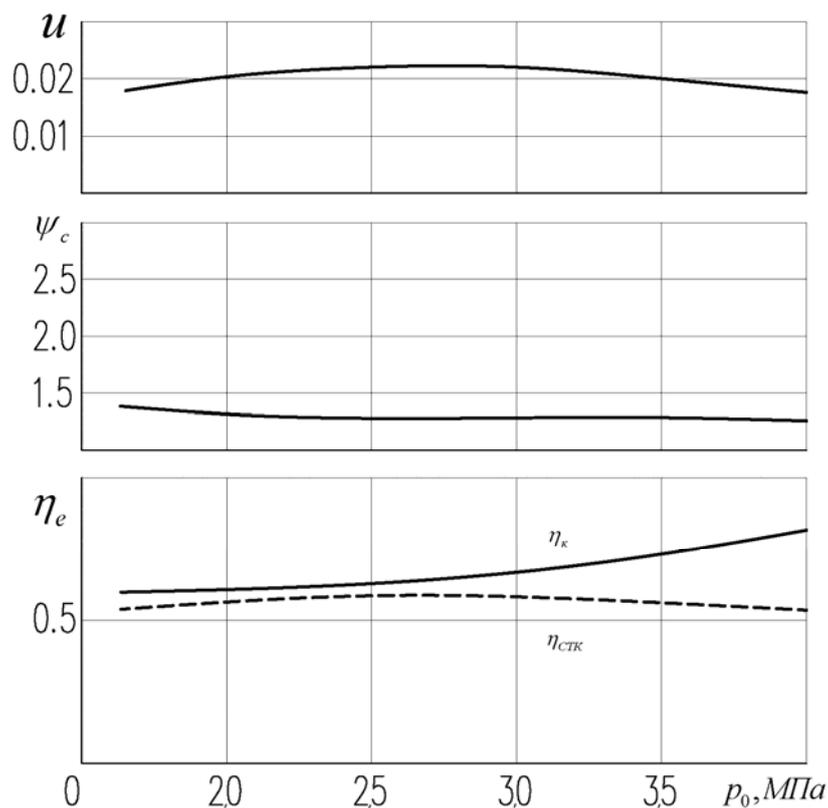


Рисунок 3.6. Зависимость достижимых параметров СТК от давления  $p_0$  :  
 $t_{01}=184^{\circ}\text{C}$

Таблица 3.8

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_0=1,7$  МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{\text{жс}})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}\text{C}$	$\text{м}^3/\text{кг}$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	1,7	184	0,001133	781,08	2,178	0	0	
02	0,13	106,5	1,247258	2510,6	6,8168	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(106)	0,229831	745,9	2,1831	0,135	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,545032	2488,1	6,8245	0,911	0,999	0,123
3(d)	0,69	164,6	0,016094	808,3	2,2459	0,055	0,935	0,227
4(c)	1	179,9	0,005882	812,2	2,2476	0,025	0,813	

$v_f=1,0$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=30,4$ ,  $\bar{z}_{as}=31,1$ ,  $f_a=27,5$ ,  $f_{as}=28,6$ ,  $n=0,5$ ,

$M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,911$ ,  $u=0,0183$ ,  $\psi_4=1,37$ ,  $\eta_k=0,63$ ,  $\eta_{\text{СТК}}=0,56$ .

Таблица 3.9

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_0=1,9$  МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жсa})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	1,9	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,13	106,5	1,247258	2510,6	6,8168	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(109)	0,221599	745,9	2,1824	0,13	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,545032	2488,1	6,8245	0,911	0,999	0,139
3(d)	0,7	164,7	0,016365	811,3	2,2526	0,056	0,936	0,238
4(c)	1	179,9	0,006174	815,2	2,2543	0,026	0,822	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9м/с$ ,  $\bar{z}_a=33,7$ ,  $\bar{z}_{as}=35,3$ ,  $f_a=32,7$ ,  $f_{as}=35,2$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,913$ ,  $u=0,0200$ ,  $\psi_4=1,333$ ,  $\eta_k=0,65$ ,  $\eta_{СТК}=0,58$ .

Таблица 3.10

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_0=2,1$  МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жсa})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,1	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,13	106,5	1,247258	2510,6	6,8168	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(109)	0,221599	745,9	2,1824	0,13	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,545032	2488,1	6,8245	0,911	0,999	0,14
3(d)	0,7	164,7	0,016382	811,5	2,253	0,056	0,936	0,238
4(c)	1	179,9	0,006192	815,4	2,2547	0,026	0,823	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9м/с$ ,  $\bar{z}_a=37,2$ ,  $\bar{z}_{as}=38,8$ ,  $f_a=38,4$ ,  $f_{as}=41,3$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,915$ ,  $u=0,0201$ ,  $\psi_4=1,331$ ,  $\eta_k=0,65$ ,  $\eta_{СТК}=0,58$ .

Таблица 3.11

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_0=2,5$  МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жса})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,5	184	0,001133	781,78	2,178	0	0	
02	0,13	106,5	1,247258	2510,6	6,8168	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(113,4)	0,208951	745,9	2,181	0,123	0,994	1
2(n)	0,1	99,6	1,545032	2488,1	6,8245	0,911	0,999	0,166
3(d)	0,7	164,9	0,016783	815,8	2,2627	0,058	0,938	0,256
4(c)	1	179,9	0,006617	819,8	2,2645	0,028	0,834	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9м/с$ ,  $\bar{z}_a=39,6$ ,  $\bar{z}_{as}=42,8$ ,  $f_a=42,8$ ,  $f_{as}=48,8$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,916$ ,  $u=0,0225$ ,  $\psi_4=1,291$ ,  $\eta_k=0,68$ ,  $\eta_{СТК}=0,60$ .

Таблица 3.12

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_0=2,7$  МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жса})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,7	184	0,001133	781,78	2,178	0	0	
02	0,13	106,5	1,247258	2510,6	6,8168	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(113,4)	0,208951	745,9	2,181	0,123	0,994	1
2(n)	0,1	99,6	1,545032	2488,1	6,8245	0,911	0,999	0,167
3(d)	0,7	164,9	0,016791	815,9	2,2629	0,058	0,938	0,256
4(c)	1	179,9	0,006626	819,9	2,2647	0,028	0,835	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9м/с$ ,  $\bar{z}_a=41,1$ ,  $\bar{z}_{as}=44,4$ ,  $f_a=45,5$ ,  $f_{as}=51,9$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,917$ ,  $u=0,0226$ ,  $\psi_4=1,29$ ,  $\eta_k=0,68$ ,  $\eta_{СТК}=0,60$ .

Таблица 3.13

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_0=2,9$  МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жса})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,9	184	0,001133	781,78	2,178	0	0	
02	0,13	106,5	1,247258	2510,6	6,8168	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(113,4)	0,208951	745,9	2,181	0,123	0,994	1
2(n)	0,1	99,6	1,545032	2488,1	6,8245	0,911	0,999	0,167
3(d)	0,7	164,9	0,016796	815,9	2,2631	0,058	0,938	0,256
4(c)	1	179,9	0,006631	820	2,2648	0,028	0,835	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9м/с$ ,  $\bar{z}_a=42,4$ ,  $\bar{z}_{as}=45,7$ ,  $f_a=47,9$ ,  $f_{as}=54,6$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,917$ ,  $u=0,0226$ ,  $\psi_4=1,29$ ,  $\eta_k=0,68$ ,  $\eta_{СТК}=0,60$ .

Таблица 3.14

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_0=3,5$  МПа

Сечение	$p$	$t, (t_{жса})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	3.5	184	0.001133	782.28	2.178	0	0	
02	0.13	106.4	1.252577	2510	6.8174	0.921	0.999	
1(a)	0.1	116.7	0.199994	746.6	2.1815	0.117	0.994	1
2(n)	0.1	99.6	1.545169	2488.1	6.825	0.912	0.999	0.168
3(d)	0.7	164.8	0.01671	815	2.261	0.057	0.937	0.263
4(c)	1	179.9	0.00654	819	2.2627	0.028	0.832	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,96$ ,  $w_a=261,2м/с$ ,  $\bar{z}_a=44,7$ ,  $\bar{z}_{as}=49,2$ ,  $f_a=52,5$ ,  $f_{as}=61,9$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,918$ ,  $u=0,0217$ ,  $\psi_4=1,318$ ,  $\eta_k=0,73$ ,  $\eta_{СТК}=0,59$ .

Таблица 3.15

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_0=4,0$  МПа:

Сечение	$p$	$t, (t_{жс})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}C$	$м^3/кг$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	4	184	0.001133	782.28	2.178	0	0	
02	0.13	106.1	1.264484	2509.5	6.8203	0.921	0.999	
1(a)	0.1	116.7	0.201083	748	2.1853	0.118	0.994	1
2(n)	0.1	99.6	1.545835	2488.4	6.8274	0.912	0.999	0.128
3(d)	0.69	164.5	0.015963	806.9	2.2426	0.054	0.934	0.248
4(c)	1	179.9	0.005739	810.7	2.2443	0.024	0.808	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,94$ ,  $w_a=255,7м/с$ ,  $\bar{z}_a=47,6$ ,  $\bar{z}_{as}=51,5$ ,  $f_a=58,6$ ,  $f_{as}=67,3$ ,  
 $n=0,5$ ,  $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,919$ ,  $u=0,0167$ ,  $\psi_4=1,452$ ,  $\eta_k=0,78$ ,  $\eta_{СТК}=0,53$ .

Как показывают экспериментальные и расчетные исследования, для стабильной работы СТК необходим некоторый минимальный перегрев подаваемой в активное сопло жидкости по отношению к температуре в сепараторе:  $(t_{01}-t_{04})\geq\Delta t_{min}$ . При невыполнении этого условия наступает срыв стабильного протекания рабочего процесса, характеризующийся ростом давления на входе в камеру смешения. Минимально стабильный перегрев подаваемой жидкости обеспечивает максимальные значения коэффициента инжекции  $u$ . При этом, повышение температуры  $t_{01}$  за счет увеличения подвода тепла  $q_a$  ведет к снижению коэффициента массовой инжекции и степени эффективности  $\eta_{СТК}$  компрессора (табл. 3.16 – 3.19). При этом, существенно возрастает степень перепроизводства пара  $\psi_4$  в установке.

Таблица 3.16

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $t_0=183^\circ\text{C}$ :

Сечение	$p$	$t, (t_{\text{жса}})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^\circ\text{C}$	$\text{м}^3/\text{кг}$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	183	0,001132	776,89	2,1684	0	0	
02	0,13	106,3	1,253453	2509,9	6,8174	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(109,2)	0,218181	742,3	2,1726	0,128	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,545133	2488	6,8248	0,912	0,999	0,149
3(d)	0,69	164,6	0,016128	808,7	2,2468	0,055	0,935	0,24
4(c)	1	179,9	0,005919	812,5	2,2485	0,025	0,814	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=44,3$ ,  $\bar{z}_{as}=49,2$ ,  $f_a=51,8$ ,  $f_{as}=61,9$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_\kappa=0,919$ ,  $u=0,0243$ ,  $\psi_4=1,27$ ,  $\eta_\kappa=0,71$ ,  $\eta_{\text{СТК}}=0,62$ .

Таблица 3.17

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $t_0=185^\circ\text{C}$

Сечение	$p$	$t, (t_{\text{жса}})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^\circ\text{C}$	$\text{м}^3/\text{кг}$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	185	0,001134	785,75	2,1876	0	0	
02	0,13	106,7	1,240172	2511,3	6,8161	0,922	0,999	
1(a)	0,1	(108,8)	0,224905	749,5	2,1922	0,132	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,544923	2488,3	6,8241	0,911	0,999	0,134
3(d)	0,7	164,8	0,016681	814,7	2,2603	0,057	0,937	0,236
4(c)	1	179,9	0,00651	818,7	2,262	0,028	0,832	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=267,2\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=39,0$ ,  $\bar{z}_{as}=40,6$ ,  $f_a=41,7$ ,  $f_{as}=44,6$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_\kappa=0,915$ ,  $u=0,0195$ ,  $\psi_4=1,459$ ,  $\eta_\kappa=0,65$ ,  $\eta_{\text{СТК}}=0,53$ .

Таблица 3.18

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $t_0=187^\circ\text{C}$

Сечение	$p$	$t, (t_{\text{жс}})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^\circ\text{C}$	$\text{м}^3/\text{кг}$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	187	0,001137	794,61	2,2068	0	0	
02	0,13	107	1,226922	2512,6	6,8147	0,922	0,999	
1(a)	0,1	(108,4)	0,231533	756,8	2,2118	0,136	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,544695	2488,6	6,8233	0,911	0,999	0,128
3(d)	0,71	165,3	0,017292	822,8	2,2786	0,06	0,94	0,237
4(c)	1	179,9	0,007308	827	2,2804	0,032	0,851	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=273,2\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=38,6$ ,  $\bar{z}_{as}=40,1$ ,  $f_a=41,0$ ,  $f_{as}=43,6$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_\kappa=0,915$ ,  $u=0,0195$ ,  $\psi_4=1,696$ ,  $\eta_\kappa=0,66$ ,  $\eta_{\text{СТК}}=0,47$ .

Таблица 3.19

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $t_0=189^\circ\text{C}$

Сечение	$p$	$t, (t_{\text{жс}})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^\circ\text{C}$	$\text{м}^3/\text{кг}$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	189	0,00114	803,47	2,226	0	0	
02	0,13	107,4	1,214468	2513,9	6,8134	0,922	0,999	
1(a)	0,1	(108)	0,238151	764	2,2314	0,14	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,544436	2488,9	6,8224	0,911	0,999	0,125
3(d)	0,72	165,9	0,017847	831,4	2,2978	0,063	0,942	0,238
4(c)	1	179,9	0,008144	835,7	2,2996	0,036	0,867	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=279,2\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=37,9$ ,  $\bar{z}_{as}=39,2$ ,  $f_a=39,7$ ,  $f_{as}=42,0$ ,  
 $n=0,5$ ,  $M_3=0,7$ ,  $\varphi_\kappa=0,915$ ,  $u=0,0192$ ,  $\psi_4=1,925$ ,  $\eta_\kappa=0,66$ ,  $\eta_{\text{СТК}}=0,44$ .

Переход на более высокие параметры пара в сепараторе (табл. 3.20, 3.21) не приводит к заметным изменениям закономерностей протекания рабочего процесса, но обеспечивает более высокий уровень эффективности струйного термокомпрессора.

Таблица 3.20

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_4=12,5\text{МПа}$

Сечение	$p$	$t, (t_{\text{жса}})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}\text{C}$	$\text{м}^3/\text{кг}$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,7	193	0,001146	821,71	2,2642	0	0	
02	0,13	108,1	1,174009	2496,6	6,7569	0,914	0,999	
1(a)	0,1	(112,9)	0,235629	778,5	2,2688	0,138	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,528912	2469,7	6,7668	0,902	0,999	0,172
3(d)	0,88	174,2	0,014413	860,6	2,3579	0,061	0,927	0,21
4(c)	1,25	189,8	0,005738	865	2,3598	0,03	0,807	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=290,9\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=39,7$ ,  $\bar{z}_{as}=42,2$ ,  $f_a=42,9$ ,  $f_{as}=47,6$ ,  $n=0,5$ ,  $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,914$ ,  $u=0,0265$ ,  $\psi_4=1,141$ ,  $\eta_k=0,63$ ,  $\eta_{\text{СТК}}=0,78$ .

Таблица 3.21

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $p_4=15,5\text{МПа}$

Сечение	$p$	$t, (t_{\text{жса}})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	$^{\circ}\text{C}$	$\text{м}^3/\text{кг}$	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	3	203	0,001161	866,53	2,359	0	0	
02	0,14	110,1	1,093314	2483,9	6,6958	0,907	0,999	
1(a)	0,1	(112,1)	0,265504	814,4	2,3654	0,156	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,512608	2451,9	6,7085	0,892	0,999	0,159
3(d)	1,04	181,6	0,013649	905,4	2,4518	0,067	0,923	0,181
4(c)	1,55	199,8	0,004998	910,4	2,4538	0,03	0,776	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=320,7\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=39,3$ ,  $\bar{z}_{as}=41,2$ ,  $f_a=42,2$ ,  $f_{as}=45,7$ ,  $n=0,5$ ,  $M_3=0,7$ ,  $\varphi_k=0,913$ ,  $u=0,0279$ ,  $\psi_4=1,121$ ,  $\eta_k=0,60$ ,  $\eta_{\text{СТК}}=0,83$ .

Существенное влияние на показатели СТК оказывает выбор геометрической формы камеры смешения. Чрезмерное удлинение камеры за счет уменьшения угла конусности  $\alpha_{кон}^o$  входного участка приводит к росту потерь на трение и уменьшению коэффициента скорости  $\varphi_k$ . Аналогично на рабочий процесс воздействует снижение показателя смешения  $n$  (табл. 3.22, 3.23). При этом, заметно снижаются показатели эффективности компрессора.

Таблица 3.22

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $n=0,45$

Сечение	$p$	$t, (t_{жс})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	°С	м <sup>3</sup> /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,13	106,5	1,247258	2510,6	6,8168	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(109)	0,221599	745,9	2,1824	0,13	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,545032	2488,1	6,8245	0,911	0,999	0,096
3(δ)	0,69	164,2	0,01545	801,1	2,2297	0,052	0,932	0,228
4(c)	1	179,9	0,005173	804,8	2,2313	0,021	0,787	

$$v_f=1,1, \quad \varphi_a=0,97, \quad w_a=263,9\text{м/с}, \quad \bar{z}_a=39,2 \quad \bar{z}_{as}=40,9, \quad f_a=42,0, \quad f_{as}=45,2,$$

$$n=0,45, \quad M_3=0,7, \quad \varphi_k=0,915, \quad u=0,0137, \quad \psi_4=1,545, \quad \eta_k=0,67, \quad \eta_{СТК}=0,50.$$

Таблица 3.23

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $n=0,55$

Сечение	$p$	$t, (t_{жа})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	°C	м <sup>3</sup> /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,13	106,5	1,247258	2510,6	6,8168	0,921	0,999	
1(a)	0,1	(109)	0,221599	745,9	2,1824	0,13	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,545032	2488,1	6,8245	0,911	0,999	0,187
3(d)	0,71	165,3	0,017258	822,3	2,2773	0,06	0,94	0,248
4(c)	1	179,9	0,007253	826,4	2,2791	0,032	0,849	

$v_f=1,1, \varphi_a=0,97, w_a=263,9\text{м/с}, \bar{z}_a=39,2, \bar{z}_{as}=40,9, f_a=42,0, f_{as}=45,2,$   
 $n=0,55, M_3=0,7, \varphi_\kappa=0,916, u=0,0268, \psi_4=1,215, \eta_\kappa=0,63, \eta_{СТК}=0,66.$

Выбор оптимальной геометрической формы камеры для высоконапорных СТК требует проведения специальных исследований.

Увеличение влажности  $(1-x_{02})$  инжектируемого и сжимаемого в компрессоре пара, при прочих равных условиях, эквивалентно снижению удельного объема компримируемой среды  $\nu$  и поэтому, в соответствие с законом сохранения механической энергии,

$$l_\kappa = \int_{(1)}^{(2)} \nu dp + l_{diss}, \quad (4.15)$$

уменьшается работа, затрачиваемая на осуществление процесса. Подобная закономерность проявляется и в рабочем процессе СТК: увлажнение инжектируемой среды существенно повышает величину коэффициента массовой инъекции  $u$  (табл. 3.24 – 3.26).

Таблица 3.24

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $x_{02}=1$

Сечение	$p$	$t, (t_{жса})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	°C	м <sup>3</sup> /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,12	105,9	1,377472	2685,6	7,2865	1	0,999	
1(a)	0,1	(109)	0,221599	745,9	2,1824	0,13	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,676332	2660,9	7,2941	0,989	0,999	0,138
3(d)	0,7	164,7	0,016395	811,6	2,2533	0,056	0,936	0,238
4(c)	1	179,9	0,006206	815,5	2,255	0,026	0,823	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=39,2$ ,  $\bar{z}_{as}=40,9$ ,  $f_a=42,0$ ,  $f_{as}=45,2$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_\kappa=0,915$ ,  $u=0,0183$ ,  $\psi_4=1,463$ ,  $\eta_\kappa=0,65$ ,  $\eta_{СТК}=0,57$ .

Таблица 3.25

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $x_{02}=0,8$

Сечение	$p$	$t, (t_{жса})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	°C	м <sup>3</sup> /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,13	107,6	1,046106	2240,7	6,0925	0,8	0,999	
1(a)	0,1	(109)	0,221599	745,9	2,1824	0,13	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,342586	2222,7	6,1005	0,792	0,999	0,145
3(d)	0,7	164,7	0,01639	811,6	2,2532	0,056	0,936	0,239
4(c)	1	179,9	0,0062	815,5	2,2549	0,026	0,823	

$v_f=1,1$ ,  $\varphi_a=0,97$ ,  $w_a=263,9\text{м/с}$ ,  $\bar{z}_a=39,2$ ,  $\bar{z}_{as}=40,9$ ,  $f_a=42,0$ ,  $f_{as}=45,2$ ,  $n=0,5$ ,  
 $M_3=0,7$ ,  $\varphi_\kappa=0,915$ ,  $u=0,024$ ,  $\psi_4=1,122$ ,  $\eta_\kappa=0,64$ ,  $\eta_{СТК}=0,6$ .

Таблица 3.26

Параметры потока в характерных сечениях проточной части и основные показатели СТК  $\psi_4=1$

Сечение	$p$	$t, (t_{жа})$	$\nu$	$h$	$s$	$x$	$\beta$	$f=(F/F_a)$
	МПа	°C	м <sup>3</sup> /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)			
01	2,3	184	0,001133	781,32	2,178	0	0	
02	0,14	108,4	0,928093	2082,1	5,6668	0,728	0,999	
1(a)	0,1	(109)	0,221599	745,9	2,1824	0,13	0,995	1
2(n)	0,1	99,6	1,22361	2067,4	5,675	0,722	0,999	0,149
3(d)	0,7	164,7	0,01639	811,6	2,2532	0,056	0,936	0,24
4(c)	1	179,9	0,0062	815,5	2,2549	0,026	0,823	

$v_f=1,1, \varphi_a=0,97, w_a=263,9\text{м/с}, \bar{z}_a=39,2, \bar{z}_{as}=40,9, f_a=42,0, f_{as}=45,2, n=0,5,$

$M_3=0,7, \varphi_k=0,915, u=0,027, \psi_4=1,000, \eta_k=0,64, \eta_{СТК}=0,61.$

Следует отметить, что, согласно результатам численных исследований, координата точки отрыва  $\bar{z}_a$  сверхзвукового потока от стенки близка к соответствующей величине  $\bar{z}_{as}$ , полученной в предположении равновесного изоэнтропного истечения.

## РАЗДЕЛ 4

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ОПЫТНОГО  
ОБРАЗЦА ЖИДКОСТНО-ПАРОВОГО СТРУЙНОГО КОМПРЕССОРА

## 4.1. Схема и описание экспериментального стенда

В лаборатории кафедры технической теплофизики СумГУ сконструирован экспериментальный стенд для исследования характеристик жидкостно-парового компрессора, принципиальная схема которого приведена на рис. 4.1.

Экспериментальная установка для исследований жидкостно-парового компрессора (рис. 4.1) состоит непосредственно из компрессора 1, двух греющих емкостей 2 и 18 для нагрева воды и подачи ее на активное сопло и пассивный вход компрессора, вспомогательных коммуникаций, трубопроводов и арматуры. На рис. 4.2, 4.3 изображены схема жидкостно-парового компрессора и фотографии экспериментального стенда.

В качестве рабочей среды для нагрева и подачи в активное сопло компрессора используется проточная вода, которая берется из общей сети, находящейся непосредственно в помещении испытательного бокса и подается в греющую емкость 2 насосами 9 и 10. В качестве рабочей среды для подачи в пассивное сопло компрессора используется насыщенный водяной пар, который генерируется в емкости 18 при подведении тепла от электротена.

При испытаниях жидкостно-парового компрессора питательная вода для подачи в активное сопло берется из емкостей 8 и 14, куда наполняется из общей сети, находящейся непосредственно в помещении испытательного бокса и с помощью насосов 9 и 10 подается в греющую емкость 2. Запорные вентили 4 и 12 служат для отсечения подачи питательной воды в греющую емкость после ее наполнения. Уровень жидкости в греющей емкости контролируется вентилем 5. Затем питательная вода нагревается блоком ТЭНов 7 до необходимого давления. Давление в емкости контролируется манометром показывающим 6.

Предохранительный клапан 3 служит для аварийного сброса давления в случае превышения допустимого значения. Слив отработанной воды в дренаж осуществляется с помощью дренажного вентиля 15.

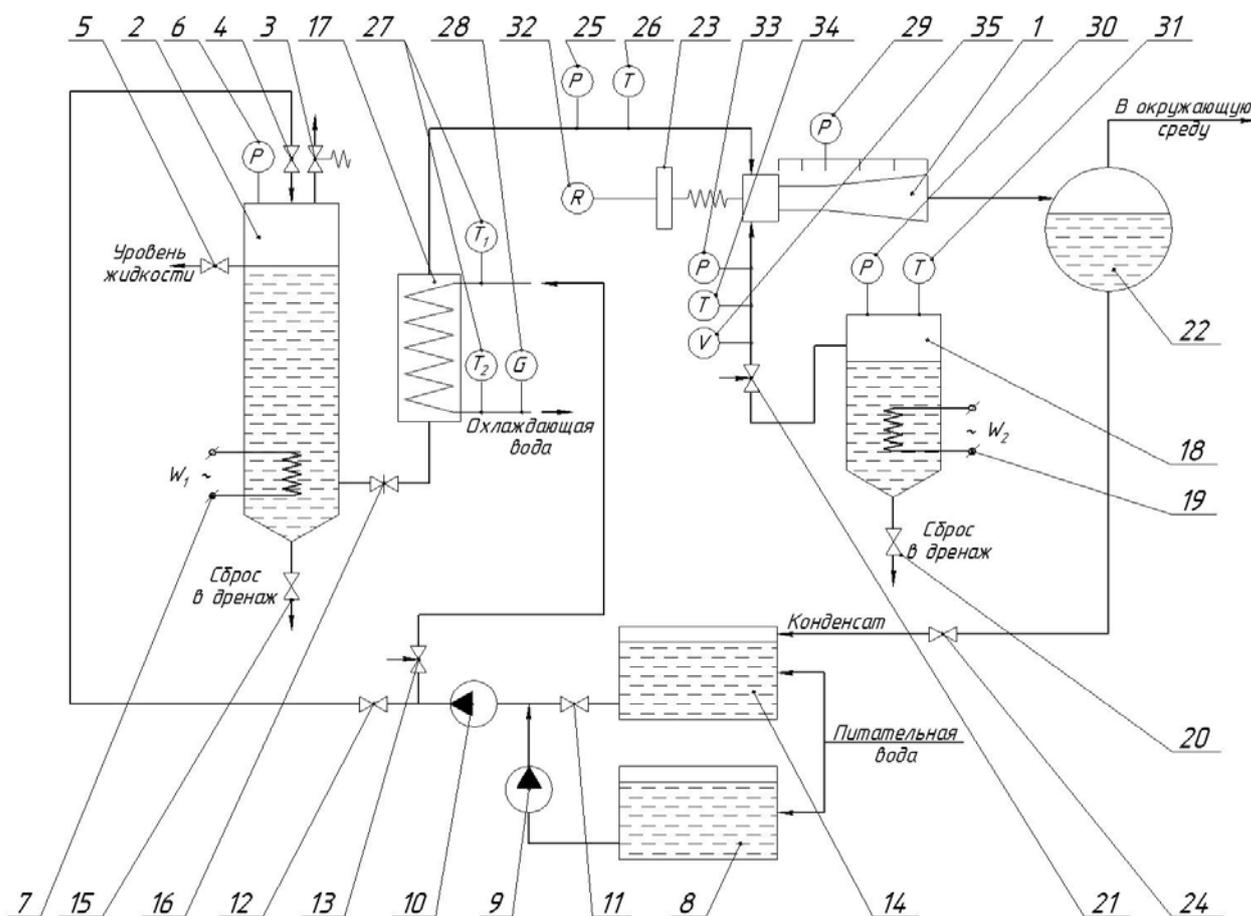


Рис. 4.1. Принципиальная схема экспериментального стенда для исследования характеристик жидкостно-парового компрессора.

- 1 – жидкостно-паровой компрессор, 2, 18 – греющая емкость,  
 3 – предохранительный клапан, 4, 5, 11, 12, 15, 20, 24 – вентиль запорный,  
 6, 25, 29, 30 – манометр образцовый, 7, 19 – блок ТЭНов,  
 8, 14 – емкость для воды, 9, 10 – насос, 13, 16, 21 – вентиль регулировочный,  
 17 – теплообменник типа «труба в трубе», 22 – сепаратор,  
 23 – весы цифровые, 26, 27, 31, 34 – цифровой мультиметр,  
 28 – расходомер массовый, 33 – вакуумметр образцовый,  
 35 – счетчик объемного расхода.

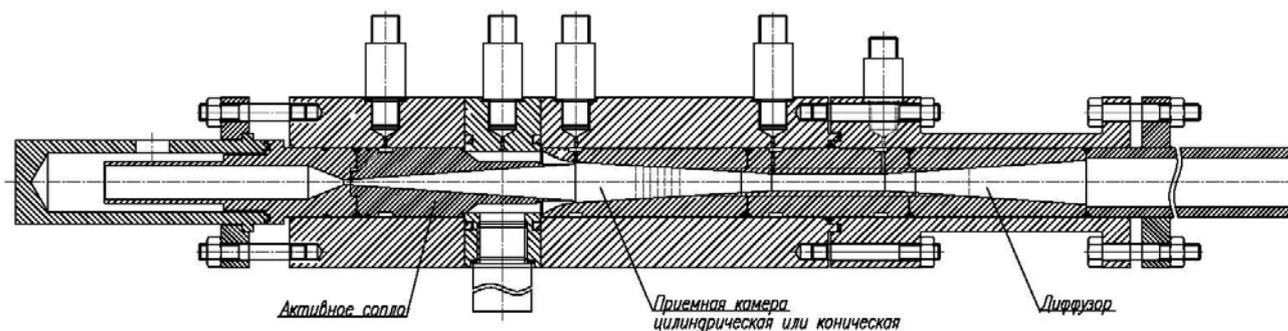
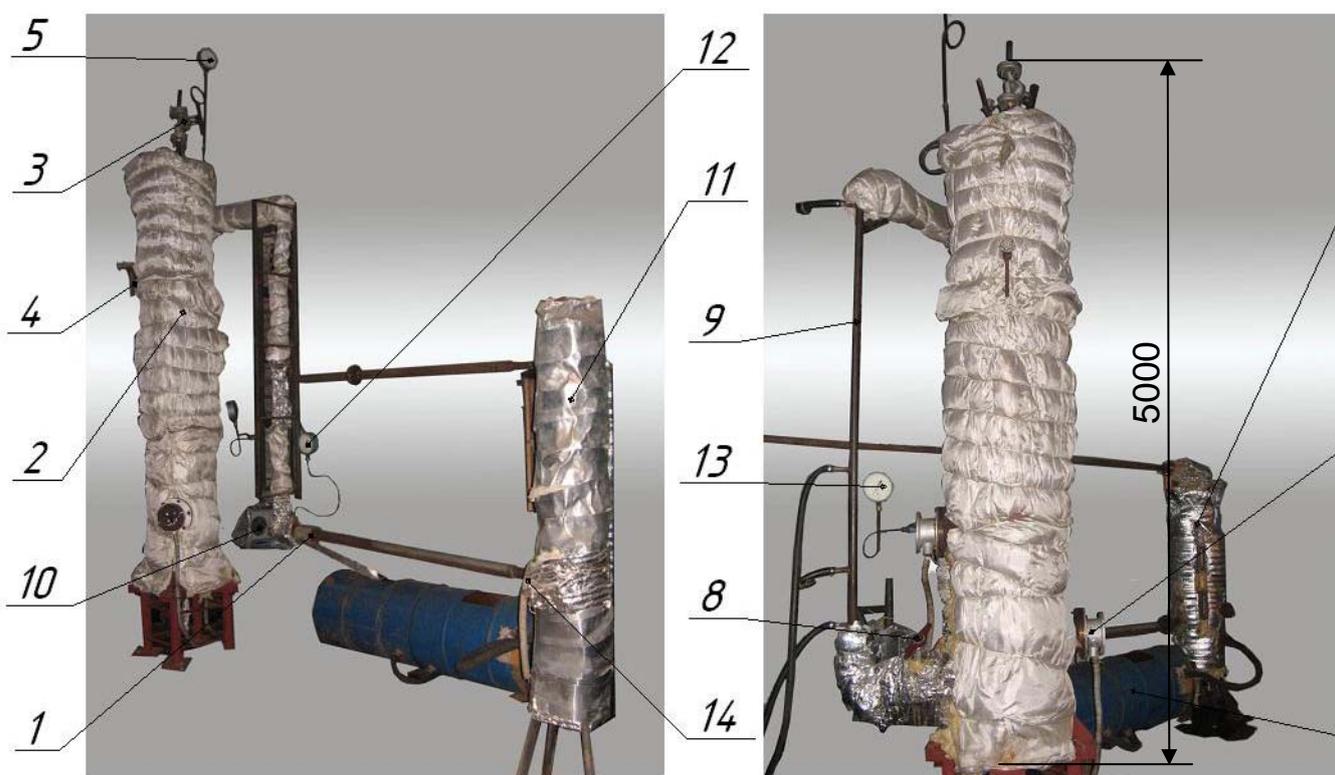


Рис. 4.2. Схема жидкостно-парового струйного компрессора



*а*

*б*

Рис. 4.3. – Фотографии экспериментального стенда: а – вид со стороны компрессора, б – вид со стороны теплообменника типа «труба в трубе»; 1 – жидкостно-паровой струйный компрессор, 2, 15 – греющая емкость, 3, 4 – вентиль запорный, 5, 12, 13 – манометр образцовый, 6, 14 – блок ТЭНов, 7 – емкости для воды, 8 – вентиль регулировочный, 9 – теплообменник типа «труба в трубе», 10 – весы электронные, 11 – сепаратор

После нагрева и достижения необходимого значения давления насыщенная жидкость через теплообменник типа «труба в трубе» 17 попадает в активное сопло жидкостно-парового компрессора. Регулирование расхода жидкости осуществляется вентилем 16. Охлаждающая вода для теплообменника типа «труба в трубе» берется из емкостей 8 и 14, куда поступает из общей сети. Циркуляция воды через теплообменник осуществляется с помощью насосов 9 и 10. Вентили запорной арматуры 11 и 12 служат для открытия или закрытия подачи охлаждающей воды на насосы. Регулирование подачи охлаждающей воды осуществляется с помощью регулировочного вентиля 13.

При прохождении жидкости через теплообменник типа «труба в трубе» 17 происходит ее охлаждение, обеспечивая недогрев жидкости перед активным соплом жидкостно-парового компрессора. Давление воды при этом не изменяется. На участке от греющей емкости до активного сопла контролируются следующие параметры: давление пара перед входом в активное сопло эжектора манометром образцовым 25, температура пара перед входом в активное сопло эжектора цифровым мультиметром 26, температура охлаждающей воды на входе и на выходе из теплообменника двумя цифровыми мультиметрами 27, массовый расход охлаждающей воды при прохождении ее через теплообменник расходомером массовым 28.

Для подачи в пассивное сопло эжектора используется атмосферный воздух, который попадает в греющую емкость 18 непосредственно из помещения испытательного бокса. Затем он нагревается блоком ТЭНов 19 до необходимого давления и температуры. Давление в греющей емкости 18 контролируется манометром образцовым 30. Температура в греющей емкости 18 контролируется цифровым мультиметром 31. Сброс отработанного воздуха в дренаж осуществляется с помощью дренажного вентиля 20.

После нагрева и достижения необходимого значения давления воздух попадает в пассивное сопло эжектора. Регулирование расхода воздуха осуществляется вентилем 21. На участке от греющей емкости до пассивного сопла контролируются следующие параметры: величина вакуума воздуха перед

входом в пассивное сопло эжектора вакуумметром образцовым 33, температура воздуха перед входом в пассивное сопло эжектора цифровым мультиметром 34 и объемный расход воздуха счетчиком объемного расхода 35.

После подачи пара в активное сопло эжектора и воздуха в пассивное сопло, происходит их смешивание. За счет недогрева пара создается движущая сила и поток, движущийся в активном сопле компрессора, приводит в движение поток из пассивного сопла. На выходе из эжектора смешанный поток попадает в сепаратор 22, где разделяется на паровую и жидкую фазы. Паровая фаза через трубопровод выбрасывается в окружающую среду, а жидкая фаза по трубопроводам сливается в емкость 14, из которой насосом откачивается для наполнения греющей емкости 2 или охлаждения пара в теплообменнике 17. Вентиль запорной арматуры 24 служит для открытия или закрытия слива жидкой фазы из сепаратора.

При прохождении потока через компрессор выполняется измерение давления и величины вакуума в пяти характерных сечениях. Замер давления и величины вакуума осуществляется манометрами образцовыми и вакуумметрами образцовыми 29.

#### 4.2. Цифровой прибор и приспособления для измерения температуры

На рис. 4.4 изображен цифровой мультиметр Mastech M-838 и термopара TP-01A для измерения температуры.

Цифровой мультиметр Mastech M-838 представляет собой универсальный прибор, предназначенный для измерения целого ряда величин, таких как DC и AC напряжения, DC тока, сопротивления, диода, температуры, hFE и продолжительности издаваемого звука. Технические характеристики цифрового мультиметра Mastech M-838 приведены в таблице 4.1.



Рис. 4.4. Цифровой мультиметр Mastech M-838 и термопара TP-01A

Таблица 4.1

Технические характеристики цифрового мультиметра Mastech M-838

Параметры	Значение параметра
Количество измерений в секунду	2
Постоянное напряжение	0,1 мВ ÷ 1000 В
Переменное напряжение	0,1 В ÷ 750 В
Постоянный ток	2 мА ÷ 10 А
Диапазон частот по переменному току	40 ÷ 400 Гц
Сопротивление	0,1 Ом ÷ 2 МОм
Входное сопротивление	1 МОм
Температура	-20 ÷ +1370 °С
Коэффициент усиления транзисторов h21	до 1000
Режим «прозвонка»	< 1 кОм
Питание	9 В (типа NEDA 1604, крона ВЦ)
Габариты, мм	65x125x28
Вес, г (с батареей)	180

Термопара представляет собой термоэлемент, проводники которого изготавливаются из двух различных материалов. В данном случае использовался хромель-копелевый (ТХК) тип термопары [43]. При проведении исследования термопара чувствительным концом присоединяется к стенке трубы в непосредственном месте измерения температуры. Нижний предел диапазона измеряемых температур составляет  $-200^{\circ}\text{C}$ , верхний предел диапазона измеряемых температур составляет  $600^{\circ}\text{C}$ . Погрешность измерений составляет  $0,75\% \pm 2,5^{\circ}\text{C}$ .

Принцип действия термопары основан на эффекте Зеебека, иначе термоЭДС. Когда концы проводника находятся при разных температурах, между ними возникает разность потенциалов, пропорциональная разности температур, коэффициент пропорциональности называют коэффициентом термоЭДС. У разных металлов коэффициент термоЭДС разный и, соответственно, разность потенциалов, возникающая между концами разных проводников, будет различная. Помещая спай из металлов с отличными коэффициентами термоЭДС в среду с температурой  $T_1$  мы получим напряжение между противоположными контактами, находящимися при другой температуре  $T_2$ , которое будет пропорционально разности температур  $T_1$  и  $T_2$ .

Наиболее распространены два способа подключения термопары к измерительным преобразователям: простой и дифференциальный. В первом случае измерительный преобразователь подключается напрямую к двум термоэлектродам. Во втором случае используются два проводника с разными коэффициентами термоЭДС, спаянные в двух концах, а измерительный преобразователь включается в разрыв одного из проводников.

Преимущества термопар: большой температурный диапазон измерения (от  $-200^{\circ}\text{C}$  до  $1800 \div 2200^{\circ}\text{C}$ ), простота, дешевизна, надежность.

Недостатки термопар: точность более  $1^{\circ}\text{C}$  трудно достижима, необходимо использовать термометры сопротивления или термисторы, на показания влияет температура свободных концов, на которую необходимо вносить поправку, возникает погрешность от изменения температуры холодного спая, эффект

Пельтье (в момент снятия показаний, необходимо исключить протекание тока через термопару, т. к. ток, протекающий через неё, охлаждает горячий спай и разогревает холодный), нелинейная зависимость термоЭДС от температуры.

Для сравнения величины измеряемой температуры и оценки погрешности показаний термопары использовался терморезистор прямого подогрева с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления ММТ-4, изображенный на рис. 4.5. Данный тип терморезисторов предназначен для работы в цепях постоянного, пульсирующего и переменного тока частотой до  $400 \text{ Гц}$  в импульсных режимах, для измерения и регулирования температуры, а также для температурной компенсации элементов электрической цепи с положительным температурным коэффициентом сопротивления. Диапазон номинальных сопротивлений терморезистора ММТ-4 составляет  $1 \cdot 10^3 \div 220 \cdot 10^3$ , максимальная мощность рассеяния  $560 \text{ мВт}$ , температурный коэффициент сопротивления  $-(2,4 \div 5,0)\% / ^\circ\text{C}$ , коэффициент температурной чувствительности  $2060 \div 4300 \text{ К}$ .

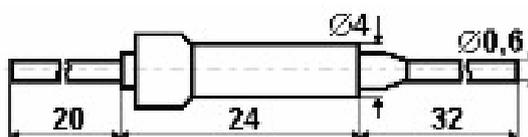


Рисунок 4.5 – Терморезистор ММТ-4

Терморезистор представляет собой резистор, выполненный из металлической проволоки или пленки и имеющий известную зависимость электрического сопротивления от температуры. Наиболее распространенный тип терморезисторов – платиновые термометры. Это объясняется тем, что платина имеет высокий температурный коэффициент сопротивления и высокую стойкость к окислению. Эталонные термометры изготавливаются из платины высокой чистоты с температурным коэффициентом не менее  $0,003925$ . В качестве рабочих средств измерений применяются также медные и никелевые термометры. В стандарте [44] приведены диапазоны, классы допуска, таблицы

НСХ и стандартные зависимости сопротивление-температура. В стандарте впервые отказались от нормирования конкретных номинальных сопротивлений. Сопротивление изготовленного термометра может быть любым. Промышленные платиновые термометры сопротивления в большинстве случаев используются со стандартной зависимостью сопротивление-температура (НСХ), что обуславливает погрешность не лучше  $0,1^{\circ}\text{C}$  (класс АА при  $0^{\circ}\text{C}$ ). Термометры сопротивления на основе напыленной на подложку пленки отличаются повышенной вибропрочностью, но меньшим диапазоном температур. Максимальный диапазон, в котором установлены классы допуска платиновых термометров для проволочных чувствительных элементов составляет  $660^{\circ}\text{C}$  (класс С), для пленочных  $600^{\circ}\text{C}$  (класс С).

Для промышленных терморезисторов используется уравнение Каллендара – Ван Дьюзена, с известными коэффициентами, которые установлены экспериментально и нормированы в международном стандарте [45]:

$$R_T = R_0 \cdot [1 + A \cdot T + B \cdot T^2 + C \cdot T^3 \cdot (T - 100)] \text{ при } -200^{\circ}\text{C} < T < 0^{\circ}\text{C}, \quad (4.1)$$

$$R_T = R_0 \cdot [1 + A \cdot T + B \cdot T^2] \text{ при } 0^{\circ}\text{C} \leq T < 850^{\circ}\text{C}, \quad (4.2)$$

где  $R_T$  – сопротивление при  $T$ ,  $^{\circ}\text{C}$ ,

$R_0$  – сопротивление при  $0^{\circ}\text{C}$ ,

$A$ ,  $B$ ,  $C$  – константы, для платинового сопротивления  $A = 3,9083 \cdot 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ ,  
 $B = -5,775 \cdot 10^{-7} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-2}$ ,  $C = -4,183 \cdot 10^{-12} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-4}$ .

Поскольку коэффициенты  $B$  и  $C$  относительно малы, сопротивление растёт почти линейно по мере роста температуры.

Для термометров повышенной точности выполняется градуировка в ряде температурных точек и определяются индивидуальные коэффициенты вышеприведенной зависимости.

Существует 3 схемы включения датчика в измерительную цепь:

- 2-х проводная. В схеме подключения простейшего терморезистора используется два провода. Такая схема используется там, где не требуется высокой точности, так как сопротивление выводов включается в измеренное сопротивление и приводит к появлению дополнительной погрешности. Такая схема не применяется для терморезисторов класса А и АА.
- 3-х проводная обеспечивает значительно более точные измерения, за счёт того, что появляется возможность измерить отдельно сопротивление подводющих проводов и вычесть его из суммарного измеренного сопротивления.
- 4-х проводная – наиболее точная схема, обеспечивает полное исключение влияния подводющих проводов. Недостаток – увеличение объёма используемого материала, стоимости и габаритов сборки.

В промышленности наиболее распространенной является 3-х проводная схема. Для точных, эталонных измерений используется только 4-х проводная схема.

Преимущества терморезисторов: высокая точность измерений (обычно лучше  $\pm 1^{\circ}\text{C}$ ), может достигать до  $0,001^{\circ}\text{C}$ , возможность исключения влияния изменения сопротивления линий связи на результат измерения при использовании 3-х или 4-х проводной схемы измерений, практически линейная характеристика.

Недостатки терморезисторов: малый диапазон измерений (по сравнению с термопарами), не могут измерять высокую температуру (по сравнению с термопарами).

### 4.3. Программа экспериментальных исследований

Для решения поставленных в работе задач на экспериментальном стенде выполнялись следующие экспериментальные исследования:

1. Для исследования истечения из сопла метастабильно перегретой жидкости, исследования характера формирования рабочей струи пара и особенностей ее геометрии при известных и постоянных параметрах окружающей среды в лаборатории (давление окружающей среды  $P_{o.c.}$  и температура окружающей среды  $t_{o.c.}$ ) и заданной величине давления в греющей емкости для нагрева пара, который подается в активное сопло жидкостно-парового эжектора  $P_{em1}$ :

а) измерялись величины давления пара на входе в активное сопло эжектора  $P_{01}$ , температуры пара на входе в активное сопло эжектора  $t_{01}$ , давления в горле активного сопла эжектора  $P_G$ , силы реакции струи  $R$  в интервале давлений в греющей емкости для нагрева пара, который подается в активное сопло жидкостно-парового эжектора  $P_{em1} = 15,55 \div 25,0$  бар и различных недогревах питательной воды;

б) измерялись значения температуры на входе и на выходе охлаждающей воды, проходящей через теплообменник типа «труба в трубе»  $t_{\delta 1}$  и  $t_{\delta 2}$ , а также величина массового расхода охлаждающей воды, проходящей через теплообменник  $G_{\delta}$  в интервале давлений в греющей емкости для нагрева пара, который подается в активное сопло жидкостно-парового эжектора  $P_{em1} = 15,55 \div 25,0$  бар и различных недогревах питательной воды;

в) выполнена фотосъемка общего вида рабочей струи пара в интервале давлений в греющей емкости для нагрева пара, который подается в активное сопло жидкостно-парового эжектора  $P_{em1} = 15,55 \div 25,0$  бар и различных недогревах питательной воды.

2. Для определения величины коэффициента инжекции жидкостно-парового эжектора при известных и постоянных параметрах окружающей среды в лаборатории (давление окружающей среды  $P_{o.c.}$  и температура окружающей среды  $t_{o.c.}$ ) и заданных величинах давления в греющей емкости для нагрева пара, который подается в активное сопло жидкостно-парового эжектора  $P_{em1}$  и в греющей емкости для нагрева воздуха, который подается в пассивное сопло жидкостно-парового эжектора  $P_{em2}$ , а также при заданной

температуре в греющей емкости для нагрева воздуха, который подается в пассивное сопло жидкостно-парового эжектора  $t_{em2}$ :

а) измерялись те же величины, что и в пункте а) первого исследования и величины давления  $P_{01}$  и температуры  $t_{01}$  пара на входе в пассивное сопло эжектора, а также объемный расход воздуха, подаваемого на пассивное сопло эжектора  $V_{01}$  в интервале давлений в греющей емкости для нагрева пара, который подается в активное сопло жидкостно-парового эжектора  $P_{em1} = 15,55 \div 25,0$  бар, в интервале давлений в греющей емкости для нагрева воздуха, который подается в пассивное сопло жидкостно-парового эжектора  $P_{em2} = 0,1 \div 1,0$  бар и различных недогревах питательной воды;

б) измерялись те же величины, что и в пункте б) первого исследования;

в) измерялись значения давлений и величины вакуума в пяти характерных сечениях жидкостно-парового эжектора  $P_{01} \div P_4$ .

#### 4.4. Обработка результатов эксперимента

Согласно программе и методике проводились два вида экспериментальных исследований жидкостно-парового вакуумного эжектора – истечение из сопла метастабильно перегретой жидкости и определение коэффициента инжекции.

1. При исследовании истечения из сопла метастабильно перегретой жидкости обработка полученных результатов выполнялась по следующим формулам:

а) абсолютное давление рабочей жидкости активного потока на входе в эжектор:

$$P_{01} = P_{атм} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot P_{ман01}, \text{ Па} \quad (4.3)$$

где  $P_{атм}$  – барометрическое давление, Па;

$p_{ман01}$  – показания манометра, расположенного на входе в аппарат, которые учитывают гидравлические потери при прохождении потоком входного участка трубопровода, Па;

б) барометрическое давление:

$$p_{атм} = 133,32 \cdot B, \text{ Па} \quad (4.4)$$

где  $B$  – показания барометра-анероида, мм рт. ст.

в) температура рабочей жидкости активного потока на входе в эжектор:

Так как термопара, измеряющая эту величину, находилась на внешней стенке трубы, а не непосредственно в движущемся потоке, то необходимо выполнить пересчет данной величины. Расчетная схема для пересчета температуры на входе в эжектор приведена на рис. 4.6.

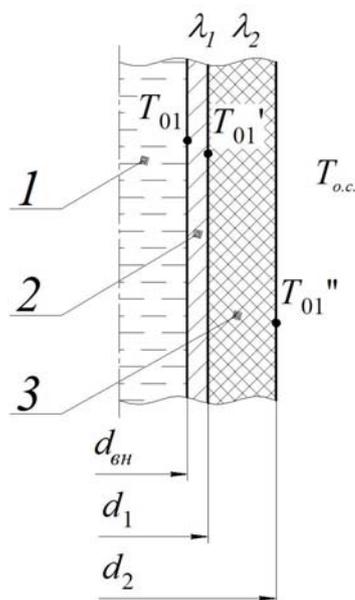


Рис. 4.6. Расчетная схема для определения температуры на входе в эжектор:

1 – поток жидкости, движущийся внутри трубы, 2 – труба, 3 – слой изоляции

Расчетные уравнения для тепловых потоков берем из уравнения Ньютона-Рихмана.

Уравнение теплоотдачи от пара к внутренней поверхности трубы:

$$q_1 = \pi \cdot d_{\text{вн}} \cdot \alpha_1 \cdot (T_{01} - T_{01}'), \text{ Вт/м}^2 \quad (4.5)$$

где  $d_{\text{вн}}$  – внутренний диаметр трубы, м,

$\alpha_1$  – коэффициент теплоотдачи пара к внутренней поверхности трубы,  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ ,

$T_{01}$  – температура рабочей жидкости, движущегося внутри трубы, К,

$T_{01}'$  – температура на наружной поверхности трубы, К.

Уравнение теплопроводности через многослойную цилиндрическую стенку (с учетом слоя изоляции):

$$q_2 = \frac{2 \cdot \pi \cdot (T_{01}' - T_{01}'' )}{\frac{1}{\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_1}{d_{\text{вн}}} + \frac{1}{\lambda_2} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}}, \text{ Вт/м}^2 \quad (4.6)$$

где  $T_{01}''$  – температура на поверхности слоя изоляции, К,

$\lambda_1$  – коэффициент теплопроводности металла трубы,  $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ,

$\lambda_2$  – коэффициент теплопроводности материала изоляции,  $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ,

$d_1$  – наружный диаметр трубы, м,

$d_2$  – наружный диаметр слоя изоляции, м.

Приравняв уравнения (4.5) и (4.6), получим выражение для определения температуры на входе в эжектор:

$$T_{01} = \frac{T_{01}' - T_{01}''}{\frac{d_{\text{вн}}}{2} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_1}{d_{\text{вн}}} + \frac{1}{\lambda_2} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} \right)} + T_{01}', \text{ К} \quad (4.7)$$

г) абсолютное давление рабочей жидкости в горле активного сопла:

$$p_z = p_{атм} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot p_{ман z}, \text{ Па} \quad (4.8)$$

где  $p_{атм}$  – барометрическое давление, Па,

$p_{ман z}$  – показания манометра, расположенного в сечении горла активного сопла эжектора, Па.

д) величина импульса струи рабочей жидкости:

$$i_a = \frac{9,81 \cdot R_a}{0,7854 \cdot d_f}, \text{ Па} \quad (4.9)$$

где  $R_a$  – сила реакции струи, Н.

е) массовый расход рабочей жидкости, проходящей через активное сопло эжектора:

$$\dot{m}_a = \frac{\omega_f \cdot F_f}{v_0'}, \text{ кг/с} \quad (4.10)$$

Средняя скорость рабочей жидкости активного потока в расходном сечении сопла:

$$\omega_f = \mu_0 \cdot v_f \cdot \sqrt{2 \cdot (P_0 - P_{s0}) \cdot v_0' \cdot 10^5}, \text{ м/с} \quad (4.11)$$

Площадь активного сопла в расходном сечении:

$$F_f = 0,7854 \cdot d_f^2 \cdot 10^{-6}, \text{ м}^2 \quad (4.12)$$

ж) скоростной коэффициент активного сопла:

$$\varphi_a = \frac{\gamma_a}{\gamma_{as}} \quad (4.13)$$

Относительная скорость истечения на выходе из активного сопла эжектора:

$$\gamma_a = \frac{\omega_a}{\omega_f} \quad (4.14)$$

Средняя скорость рабочей жидкости активного потока на выходе из сопла:

$$\omega_a = \frac{9,81 \cdot R_a \cdot v_0'}{F_f \cdot \omega_f}, \text{ м/с} \quad (4.15)$$

Относительная скорость изоэнтропного истечения на выходе из активного сопла эжектора:

$$\gamma_{as} = \frac{\omega_{as}}{\omega_f} \quad (4.16)$$

Средняя скорость изоэнтропного истечения рабочей жидкости активного потока на выходе из сопла:

$$\omega_{as} = \sqrt{2000 \cdot \left( h_0 - h_n' - (s_0 - s_n') \cdot T_n \right)}, \text{ м/с} \quad (4.17)$$

2. При проведении эксперимента для определения коэффициента инжекции обработка полученных результатов выполнялась по следующим формулам:

а) абсолютное давление рабочей жидкости активного потока на входе в эжектор (см. п.1а);

б) температура рабочей жидкости активного потока на входе в эжектор (см. п.1в);

в) абсолютное давление рабочей жидкости в горле активного сопла (см. п.1г);

г) абсолютное давление рабочей жидкости пассивного потока в приемной камере:

$$p_{02} = p_{атм} - p_{вак02}, \text{ Па} \quad (4.18)$$

где  $p_{атм}$  – барометрическое давление, Па,

$p_{вак02}$  – показания вакуумметра, расположенного в сечении на входе в приемную камеру компрессора, Па;

д) массовый расход рабочей жидкости пассивного потока:

$$\dot{m}_{02} = \dot{V}_{02} \cdot \rho_{02}, \text{ кг/с} \quad (4.19)$$

где  $\dot{V}_{02}$  – объемный расход рабочей жидкости пассивного потока, м<sup>3</sup>/с,

$\rho_{02}$  – плотность рабочей жидкости пассивного потока, кг/м<sup>3</sup>;

е) плотность рабочей жидкости пассивного потока:

$$\rho_{02} = \frac{p_{02}}{R \cdot T_{02}}, \text{ кг/м}^3 \quad (4.20)$$

где  $T_{02}$  – температура рабочей жидкости пассивного потока,  $K$ ;

ж) температура рабочей жидкости пассивного потока определяется аналогично температуре на входе в эжектор (см. п.1в):

$$T_{02} = \frac{T_{02}' - T_{02}''}{\frac{d_{вн}}{2} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_1}{d_{вн}} + \frac{1}{\lambda_2} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} \right)} + T_{02}', K \quad (4.21)$$

где  $T_{02}$  – температура рабочей жидкости, движущегося внутри трубы,  $K$ ,

$T_{02}'$  – температура на наружной поверхности трубы,  $K$ ,

$T_{02}''$  – температура на поверхности слоя изоляции,  $K$ .

з) давление смеси на выходе из камеры смешения:

$$p_{03} = p_{атм} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot p_{ман03}, Pa \quad (4.22)$$

где  $p_{атм}$  – барометрическое давление,  $Pa$ ,

$p_{ман03}$  – показания манометра, расположенного в сечении на выходе из приемной камеры эжектора,  $Pa$ ;

и) давление смеси на входе в диффузор:

$$p_3 = p_{атм} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot p_{ман3}, Pa \quad (4.23)$$

где  $p_{атм}$  – барометрическое давление,  $Pa$ ,

$p_{ман3}$  – показания манометра, расположенного в сечении на входе в диффузор эжектора,  $Pa$ ;

к) давление смеси на выходе из эжектора:

$$p_4 = p_{атм} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot p_{ман4}, \text{ Па} \quad (4.24)$$

где  $p_{атм}$  – барометрическое давление, Па,

$p_{ман4}$  – показания манометра, расположенного на выходе из эжектора, Па;

л) степень повышения давления пассивного потока:

$$\pi_n = \frac{p_4}{p_{02}} \quad (4.25)$$

м) коэффициент инжекции компрессора:

$$u = \frac{\dot{m}_{02}}{\dot{m}_a} \quad (4.26)$$

#### 4.5 Определение погрешностей прямых и непрямых измерений

В работе нас интересуют величины погрешностей измерений давлений и температур рабочей жидкости, которая подается на активное сопло эжектора в характерных точках; давлений и температур рабочей жидкости, которая подается на пассивное сопло эжектора в характерных сечениях; погрешности измерения массового расхода охлаждающей воды, проходящей через теплообменник типа «труба в трубе»; объемного расхода рабочей жидкости, которая подается на пассивное сопло эжектора и погрешности измерения силы реакции струи. В соответствии с [186, 188] большинство величин, определяемых в работе, являются результатами непрямых измерений. При определении погрешностей непрямых измерений необходимо знать

функциональные зависимости, связывающие результаты прямых измерений с погрешностями их определения. Погрешности результатов прямых измерений состоят из систематических и случайных [187, 188].

С целью исключения случайных погрешностей выполнялось не одно, а серия измерений. Систематические погрешности прямых измерений физических величин, в свою очередь, состоят из ошибок: размещения, инструментальных, субъективных и метода измерений. Погрешности размещения сводились к минимуму за счет наперед заданной величины, поскольку при монтаже измерительных приборов выполнялись рекомендации завода изготовителя и правил эксплуатации. Инструментальные погрешности определялись классом точности и ценой деления приборов, т. к. выполнялись правила их монтажа и эксплуатации. Субъективные погрешности измерений исключались выполнением ряда одинаковых экспериментов разными исследователями.

При определении погрешностей не прямых измерений закон распределения погрешностей принимался нормальным, поскольку эти измерения являются функциями целого ряда величин. Например, при определении давления пара, который подается на активное сопло компрессора – это давление и температура воздуха в помещении лаборатории, величина расхода пара, регулируемая вентилем, и температура пара, которая зависит от недогрева, который обеспечивается прохождением пара через теплообменник типа «труба в трубе». Как следствие, теория Ляпунова гласит: «В тех частных случаях, когда суммарная погрешность появляется в результате совместного действия ряда причин, каждый из которых вносит малую долю в общую ошибку, то по какому бы закону не были бы распределены ошибки, вызываемые каждой из причин, результат их суммарного действия приведет к гауссовскому распределению ошибок» [189].

В процессе экспериментального исследования выполнялось несколько измерений контролируемых величин, потом определялась средняя

арифметическая величина, например, величина температуры пара на входе в активное сопло эжектора

$$\bar{T}_{01} = \frac{\sum_{i=1}^m T_{01}}{n}, \quad (4.27)$$

потом определялась среднеквадратичная погрешность результата измерений

$$\delta S_{T_{01}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m (\Delta \bar{T}_{01})^2}{n \cdot (n-1)}}, \quad (4.28)$$

где  $\Delta \bar{T}_{01} = \bar{T}_{01} - T_{01}$  – погрешность  $i$ -го измерения;

$n$  – количество измерений.

Величина  $\delta S_{T_{01}}^2$  является оценкой дисперсии  $\sigma S_{T_{01}}^2$  при очень большом количестве измерений ( $n \rightarrow \infty$ ). При малом количестве измерений  $n$  величина  $\delta S_{T_{01}}^2$  является случайной. Для того, чтобы оценить границы доверительного интервала, пользуются критерием Стьюдента  $t_\alpha$ , величина которого зависит от коэффициента доверительной вероятности  $\alpha$  и числа измерений  $n$  [186].

Погрешность измерения величины температуры может быть определена:

$$\delta T_{01} = t_\alpha \cdot \delta S_{T_{01}}. \quad (4.29)$$

Результаты измерения с доверительной вероятностью  $\alpha$  можно записать как

$$T_{01} = \bar{T}_{01} \pm \delta T_{01}. \quad (4.30)$$

Относительная погрешность измерения температуры:

$$|\varepsilon_{T_{01}}| = \frac{\delta T_{01}}{\bar{T}_{01}}. \quad (4.31)$$

Абсолютная величина погрешности результатов не прямых измерений определялась по формуле:

$$\delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^m \left( \frac{\partial y}{\partial x_i} \right)^2 \cdot (\delta x_i)^2}. \quad (4.32)$$

Относительная погрешность результатов непрямого измерения

$$\varepsilon_y = \frac{\delta y}{y} \quad (4.33)$$

или

$$\varepsilon_y = \sqrt{\sum_{i=1}^m \left( \frac{\partial y}{\partial x_i} \ln y \right)^2 \cdot (\delta x_i)^2}. \quad (4.34)$$

При определении доверительного интервала коэффициент доверительной вероятности  $\alpha$  согласно рекомендаций [189] принимается равным 0,95.

Расчетная формула для расчета относительной погрешности объемного расхода рабочей жидкости пассивного потока  $\dot{V}_{02}$  с помощью счетчика объемного расхода выглядит так:

$$\varepsilon_{\dot{V}_{02}} = \sqrt{\left( \frac{\delta \Delta V}{\Delta \bar{V}} \right)^2 + \left( \frac{\delta \Delta \tau}{\Delta \bar{\tau}} \right)^2}. \quad (4.35)$$

Расчеты показали, что величина среднеквадратичной погрешности измерения величины  $\dot{V}_{02}$  не превышает 2,5%.

Относительная погрешность определения силы реакции струи  $R$  с помощью электронных весов определяется как

$$\varepsilon_R = \sqrt{\left(\frac{\delta M}{\Delta \bar{M}}\right)^2}. \quad (4.36)$$

Расчеты, которые были выполнены для определения величины погрешности при измеряемой нагрузке на весы  $P \sim 8,5 - 15$  кг, показали, что абсолютная погрешность находится в пределах 0,05 кг, что составляет не более 0,6% от измеряемой величины.

Величина относительной погрешности определения абсолютной величины давления смеси на выходе из эжектора вычислялась по формуле:

$$\varepsilon_{P_4} = \sqrt{\left(\frac{\delta p_{ман}}{\bar{p}_{ман}}\right)^2 + \left(\frac{\delta p_{атм}}{\bar{p}_{атм}}\right)^2}. \quad (4.37)$$

где  $\delta p_{ман}$  и  $\delta p_{атм}$  – абсолютные погрешности измерения избыточного давления манометром и атмосферного давления барометром-анероидом соответственно.

Расчеты показывают, что средняя величина систематической погрешности определения абсолютной величины давления нагнетания не превышает 1,5%.

Таким образом, в результате исследования жидкостно-парового вакуумного эжектора были получены режимные и геометрические характеристики аппарата, а также распределение давлений и температур в рабочей полости, погрешность измерения величин которых не превышает 5% с доверительной вероятностью 0,95. Такая точность является допустимой при проведении технического эксперимента [188, 189].

#### 4.6 Результаты экспериментальных исследований

При испытании активного сопла жидкостно-парового компрессора измерялись следующие параметры:

$\tau$ , мин - время, прошедшее от начала эксперимента;

$p_0$ , бар - давление насыщения;

$p_z$ , бар - давление в горле сопла;

$t_0$ , °C - температура воды на входе в активное сопло;

$R$ , кг - реакция струи.

В таблицах 4.2, 4.3, 4.4 представлены экспериментальные данные для трех характерных режимов при  $p_0 = 15,55\text{бар}$ ,  $p_0 = 20,25\text{бар}$ ,  $p_0 = 25,03\text{бар}$ .

Таблица 4.2

Результаты проведенного эксперимента при  $p_0 = 15,55\text{бар}$ ,  $t_{oc} = 16^\circ\text{C}$ , охлаждение 3/4 теплообменника, прямоток.

$\tau$ , мин	$P_0$ , дел.	$P_0$ , бар	$P_z$ , бар	$t_0$ , °C	$R$ , кг
0	70	16,8	8,4	110	6,60
0,5	69	16,56	9,5	154	7,96
1,0	69	16,56	10,4	168	8,10
1,5	68	16,32	10,6	173	8,28
2,0	67	16,08	10,8	177	8,27
2,5	67	16,08	11,0	178	8,24
3,0	66	15,84	11,0	180	8,22
3,5	66	15,84	11,3	182	8,12
4,0	65	15,6	11,2	183	8,08
4,5	65	15,6	11,1	184	8,07
5,0	64	15,36	11,0	184	7,98
5,5	64	15,36	11,0	184,5	7,88
6,0	63	15,12	10,9	184	7,79
6,5	62,5	15,0	10,8	184	7,69
7,0	62	14,88	10,7	183	7,58

Таблица 4.3

Результаты проведенного эксперимента при  $p_0 = 20,25 \text{ бар}$ ,  $t_{oc} = 16^\circ \text{C}$ , охлаждение 1/3 теплообменника, прямоток.

$\tau$ , мин	$P_0$ , дел.	$P_0$ , бар	$P_c$ , бар	$t_0$ , $^\circ\text{C}$	$R$ , кг
0	96	23,04	13,8	167	11,43
0,5	95	22,8	14,7	181	11,93
1,0	94	22,56	15,1	188	11,90
1,5	93	22,32	15,2	191	11,82
2,0	92	22,08	15,4	193	11,75
2,5	91	21,84	15,2	195	11,70
3,0	90	21,6	15,2	195	11,55
3,5	89	21,36	15,1	196	11,39
4,0	88	21,12	15,0	196	11,31
4,5	88	21,12	15,0	196	11,10
5,0	87	20,88	14,8	196	10,95
5,5	86	20,64	14,6	195	10,69
6,0	84	20,16	14,4	194	10,56
6,5	82	19,68	14,0	194	10,28
7,0	81	19,44	13,7	193	10,08
7,5	77	18,48	13,2	191	9,65

Таблица 4.4

Результаты проведенного эксперимента при  $p_0 = 25,03 \text{ бар}$ ,  $t_{oc} = 16^\circ \text{C}$ , охлаждение 3/4 теплообменника, прямоток.

$\tau$ , мин	$P_0$ , дел.	$P_0$ , бар	$P_c$ , бар	$t_0$ , $^\circ\text{C}$	$R$ , кг
0	113	27,12	16,2	180	13,30
0,5	111	26,64	16,5	186	13,55
1,0	110	26,40	16,6	190	13,50
1,5	108	25,92	16,6	192	13,44
2,0	107	25,68	16,8	194	13,40
2,5	106	25,44	16,9	196	13,31
3,0	105	25,20	16,8	196,5	13,23
3,5	104	24,96	16,6	196	13,10
4,0	102	24,48	16,4	195	12,97
4,5	100	24,00	16,2	195	12,80
5,0	98	23,52	15,8	195	12,60
5,5	96	23,04	15,4	194	12,33
6,0	95	22,80	15,1	193	12,13
6,5	92	22,08	14,6	192	11,97
7,0	88	21,12	14,1	191	11,28
7,5	86	20,64	13,7	190	10,76

Из таблиц 4.2 – 4.4 видно, что выход на режим и область установившихся значений находится в средней части таблицы при значениях  $\tau = 3,5 - 6,0$  мин.

Экспериментальные данные по истечению недогретой до насыщения жидкости принято обобщать по относительному недогреву  $(1 - \varepsilon_{so})$ . Зависимость коэффициента скорости  $\varphi_i$ , который определяет эффективность истечения, от недогрева представлена на рис. 4.7.

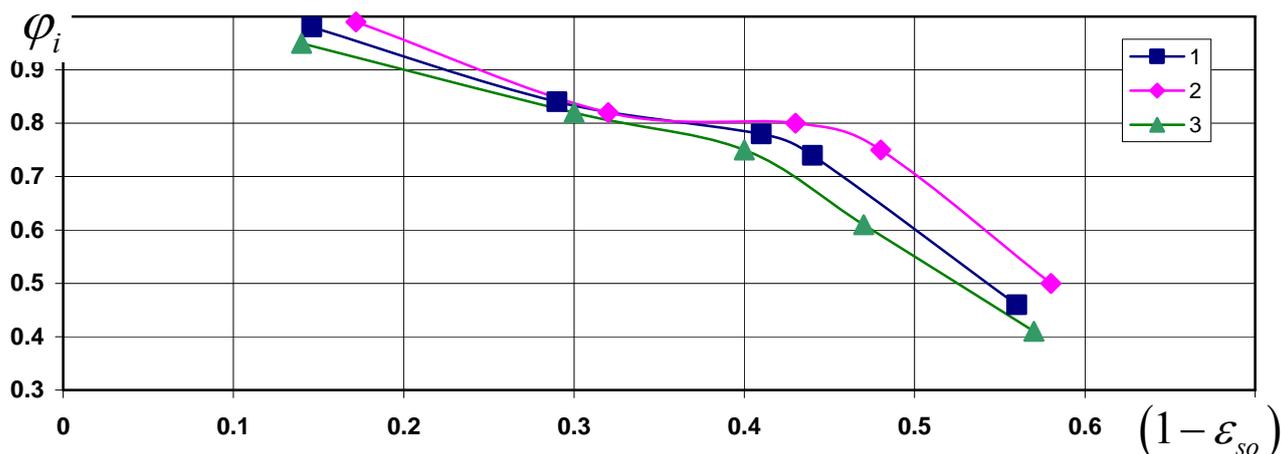


Рис. 4.7. Зависимость эффективности истечения от режимных параметров: 1 –  $p_0 = 25,03$  бар, 2 –  $p_0 = 20,25$  бар, 3 –  $p_0 = 15,55$  бар

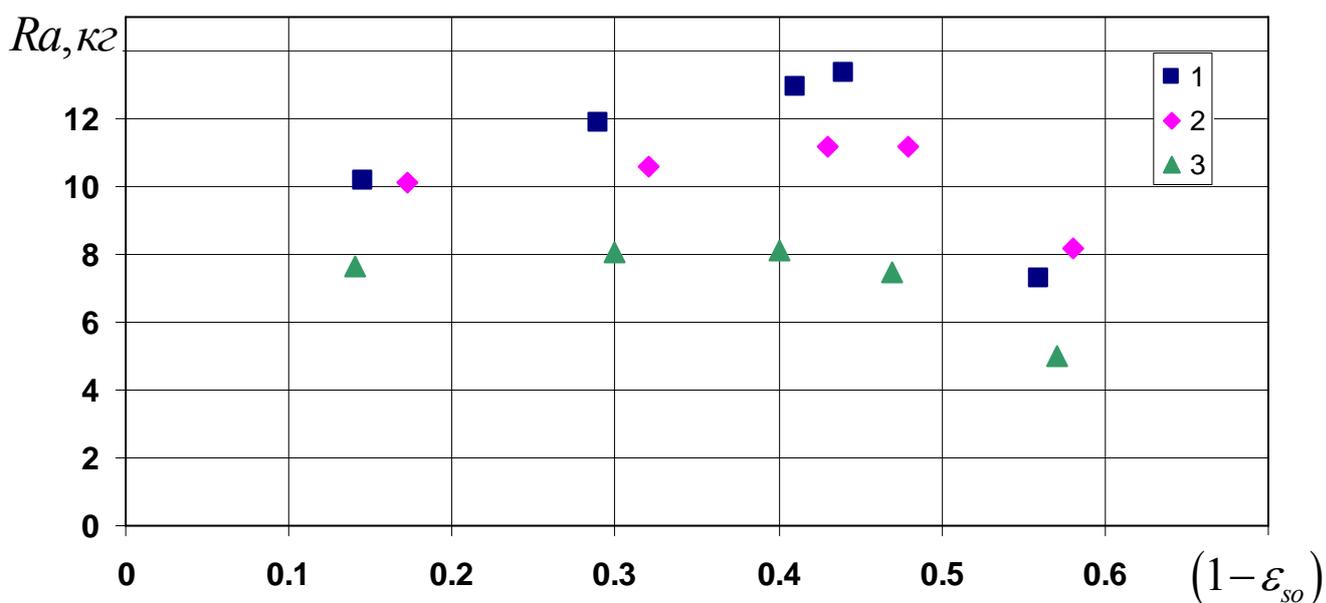


Рис. 4.8. Зависимость реакции струи от недогрева при режимных параметрах: 1 –  $p_0 = 25,03$  бар, 2 –  $p_0 = 20,25$  бар, 3 –  $p_0 = 15,55$  бар

Экспериментально определялась реакция струи  $R_a, кг$  при помощи весов с тензодатчиком (рис. 4.8), давление в горле активного сопла  $p_2, бар$  (рис. 4.9).

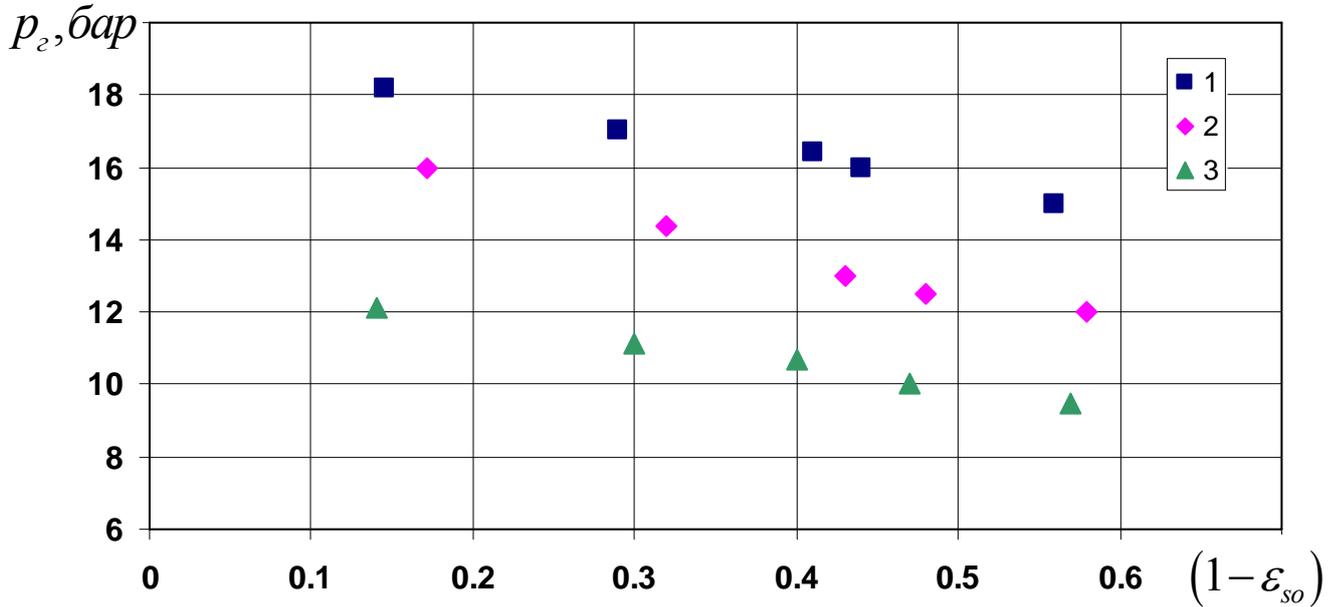


Рис. 4.9. Зависимость давления в горле сопла от недогрева при режимных параметрах: 1 –  $p_0 = 25,03 бар$ , 2 –  $p_0 = 20,25 бар$ , 3 –  $p_0 = 15,55 бар$

По полученным экспериментальным данным можно сделать оценку влияния масштабного фактора – длины и диаметра горла сопла (рис. 4.10).

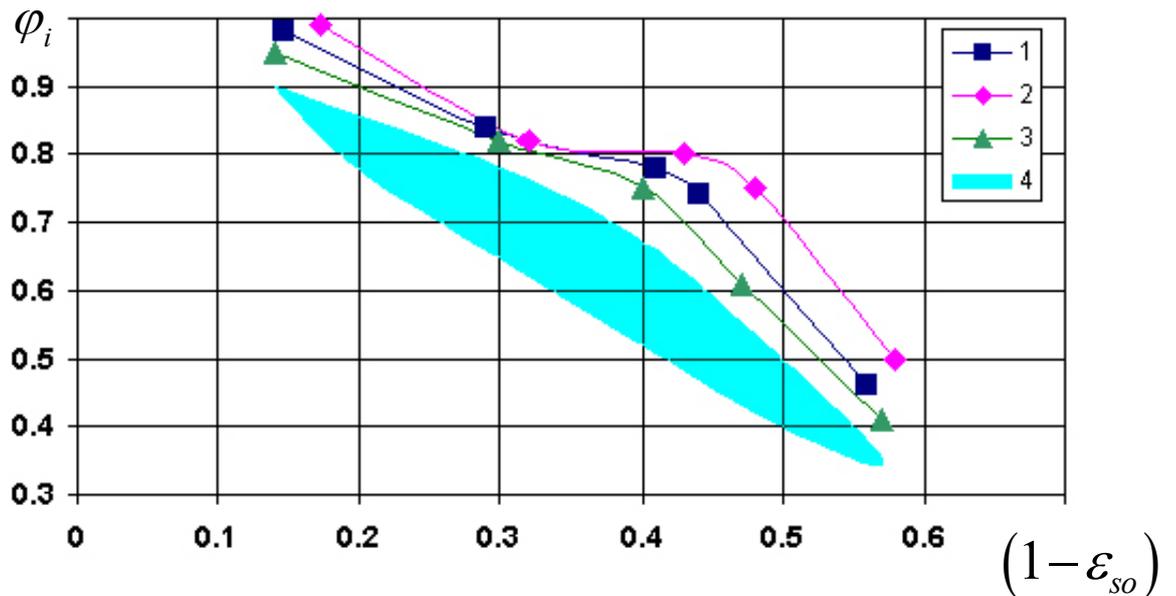


Рис. 4.10. Влияние масштабного фактора на коэффициент скорости  $\varphi_i$   
 1, 2, 3 - данные полученные при исследовании сопла с диаметром горла  $d_f = 4 мм$ , 4 - сопла с диаметром горла  $d_f = 1,7 - 1,8 мм$

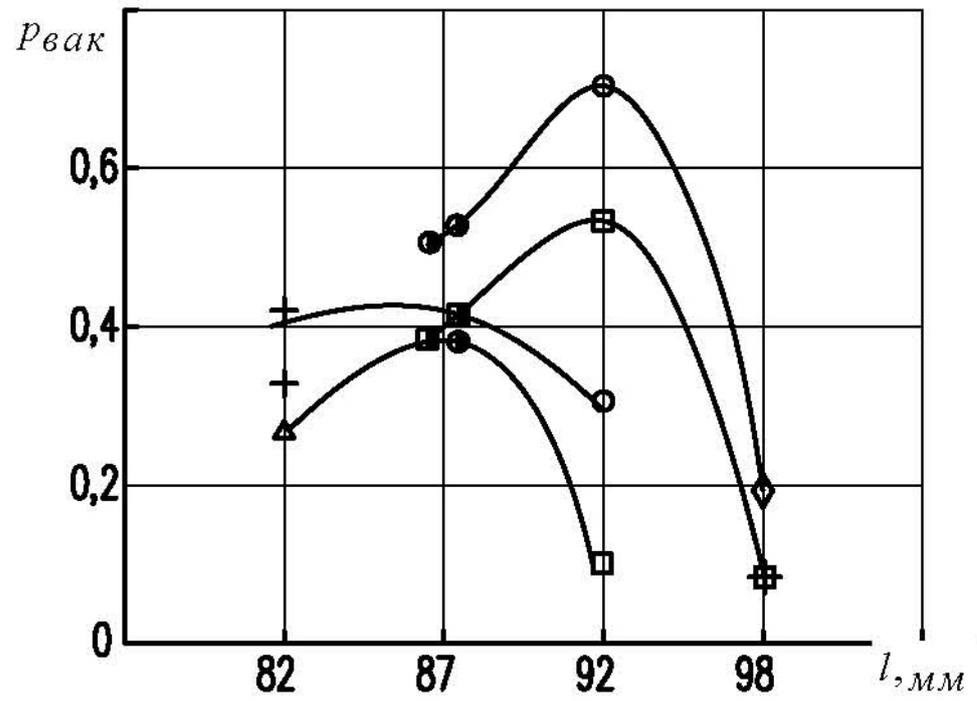


Рис. 4.11. Влияние длины конической части камеры смешения на глубину вакуума

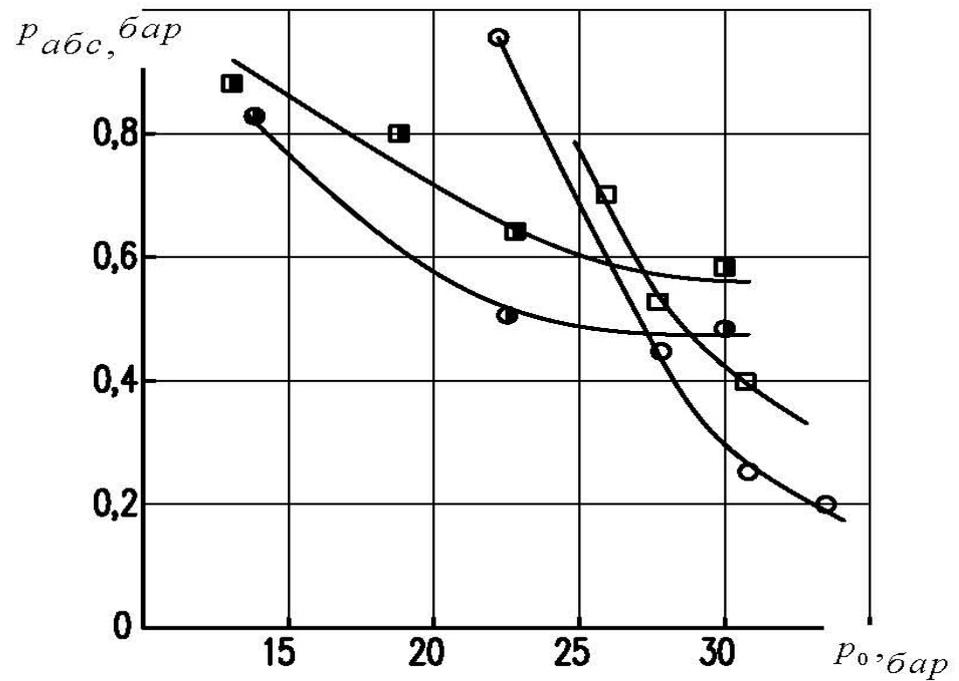


Рис. 4.12 Влияние начального давления на давление в приемной камере

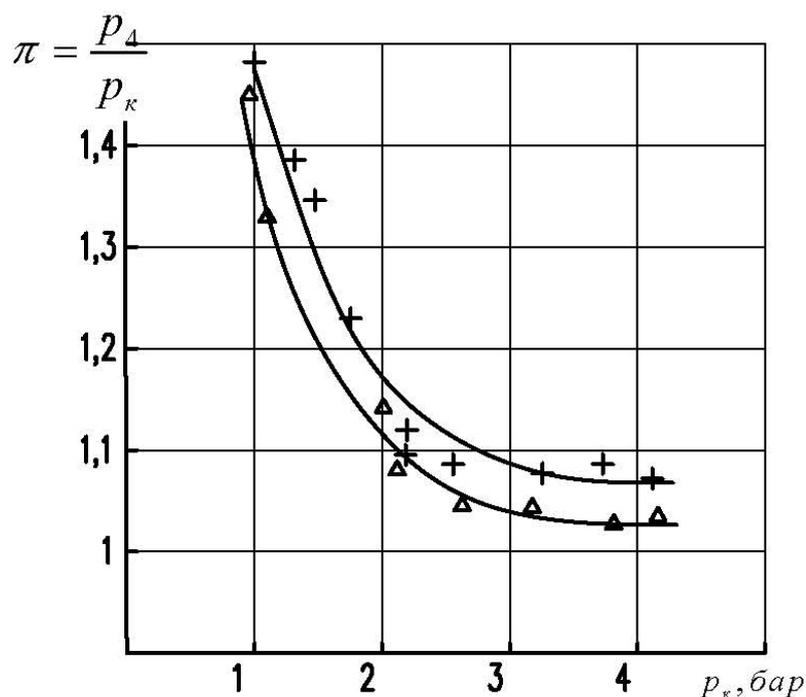


Рис. 4.13 Влияние давления в приемной камере на степень сжатия.

В разделе приводится детальное описание экспериментальной установки для исследования рабочего процесса жидкостно-парового эжектора вакуумной установки, измерительных приборов, описывается цифровой прибор, термопара и терморезистор для измерения температуры рабочей среды, приводится функциональная схема экспериментального стенда, на которой обозначены все измерительные приборы и основные элементы установки.

В завершающей части раздела обобщены и представлены результаты экспериментальных исследований. Можно сделать вывод о том, что увеличение геометрии активного сопла приводит к значительному повышению коэффициента скорости  $\varphi_i$  и в целом к увеличению степени завершенности процесса истечения вскипающей жидкости в расширяющихся каналах.

## ВЫВОДЫ

В диссертационной работе решена научно-техническая задача, которая состоит в определении закономерностей влияния термодинамических и геометрических параметров на эффективность процесса парообразования в расширяющейся части активного сопла и эффективность компрессора, что позволило создать теплофизическую модель и методику расчета жидкостно-парового струйного компрессора.

По результатам выполнения диссертационной работы можно сделать следующие выводы:

1. В результате обобщения существующих опытных данных и анализа результатов экспериментальных исследований выполненных в работе, получило дальнейшее развитие физическое описание процессов в ускоряющемся потоке вскипающей жидкости, в том числе, - возможность существования трех критических режимов и структурной инверсии потока в расширяющейся части сопла Лавалья, что позволило разработать сопло с максимальным коэффициентом скорости.

2. Разработаны теплофизическая и математическая модели течения вскипающей жидкости в расширяющейся части активного сопла жидкостно-парового струйного компрессора. Адекватность модели подтверждается результатами экспериментальных исследований (по коэффициенту скорости, удельному импульсу, константе парообразования, объемному паросодержанию).

3. Экспериментальным путем установлены закономерности влияния термодинамических и геометрических параметров на эффективность (коэффициент скорости) активного сопла жидкостно-парового струйного компрессора, а именно:

- визуальные исследования струй влажного пара, вытекающих из сопла, экспериментальное распределение статического давления вдоль сопла, показали, что при определенных соотношениях термодинамических и геометрических параметров сопла может происходить отрыв потока от стенок сопла на выходном участке, что не отмечается в известных литературных источниках;

- имеются геометрические соотношения расширяющейся части активного сопла, обеспечивающие его максимальную эффективность во всем диапазоне изменения начальных термодинамических параметров: угол раскрытия  $\alpha_k = 13-18^\circ$ ; относительная длина расширяющейся части  $\bar{l}_k = 25-35$ ;

- область структурного перехода соответствует значениям объемного паросодержания  $\beta = 0,76-0,82$ , при этом длина участка инверсии потока мало зависит от начальных термодинамических параметров и составляет в относительном выражении  $\bar{z}_v = z_v/d_{кр} = 3-3,5$ , а продолжительность участка остаточного дробления и стабилизации распределения дискретной фазы существенно зависит от начальных термодинамических параметров;

- на завершенность процесса парообразования и эффективность активного сопла влияет масштабный фактор, определяющий продолжительность процесса парообразования.

4. Экспериментально подтверждена и теоретически обоснована возможность достижения высоких значений коэффициента скорости ( $\varphi_a = 0,97-0,98$ ) при истечении вскипающей жидкости в расширяющихся соплах Лаваля в диапазоне начальных давлений  $p_0 = 2-10 \text{ МПа}$  и температур  $t_0 = 160-200^\circ \text{ C}$ .

5. Разработана теплофизическая и математическая модели рабочего процесса жидкостно-парового струйного компрессора которые основаны на уравнениях состояния термически метастабильной парокпельной среды, сохранения массы (с учетом фазового перехода), количества движения, I-го и II -го законов термодинамики.

6. Проведены экспериментальные исследования влияния термодинамических и геометрических параметров камеры смешения жидкостно-парового струйного компрессора на его характеристики. Установлен диапазон изменения этих параметров, обеспечивающий наибольшую эффективность компрессора.

7. Создана методика расчета параметров истечения вскипающей жидкости из активного сопла и характеристик жидкостно-парового струйного компрессора,

которая позволяет определять геометрические параметры проточной части и получать компрессор с высокими показателями эффективности.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. / Абрамович Г.Н. – М.: Наука, 1969. – 824с.
2. Авдеев А.А. Методика расчета вскипающих адиабатных потоков. / Авдеев А.А., Майданник В.Н., Шанин В.К. - Теплоэнергетика, 1977, №8, с 67-69.
3. Акимов М.В. Экспериментальные исследования жидкостно-газовых струйных аппаратов с двухфазным активным потоком. / Акимов М.В., Цегельский В.Г. // Ракетно-космические двигательные установки: Тез. докл. Российской конференции. - М., 1998. 47.
4. Аладьев И.Т. Анализ эффективности конденсационного инжектора. / Аладьев И.Т., Кабаков В.И. // Вопросы тепло- и массопереноса в энергетических установках: Тр. ЭНИИ: Вып. 19.-М., 1974. - С. 45 - 61.
5. Аладьев И.Т. Исследование инжекторов на двухфазных потоках воды и калия. / Аладьев И.Т., Кабаков В.И., Теплов С.В. // Исследования по механике и теплообмену двухфазных сред: Тр. ЭНИИ; Вып. 25. - М., 1974. - С. 171 -180.
6. Анализ эффективности работы однокомпонентного конденсационного инжектора с малым размером горла диффузора. / А.Ф. Ган дельсман, С.И. Вайнштейн, А.П. Севастьянов и др. // Теплоэнергетика. - 1976. - № 5. - С. 62 - 70.
7. Анатолиев Ф.А. Теплообменные аппараты судовых паросиловых установок. / Анатолиев Ф.А. — Л.: Судпромгиз, 1963. - 495 с.
8. Антонюк Н.И. Исследование термоакустических автоколебаний в недогретых кипящих потоках. / Антонюк Н.И., Домалиев Е.Д. //Пром. теплотехника. 1993. Т. 15, N 1.С. 33-49.
9. Арбат В.С. Исследование всасывающей способности водоструйных эжекторов. / Арбат В.С., Брылин В.И., Коваленко Н.Е. // Электрические станции. - 1980. - № 5. - с. 28 - 30.

10. Аронс Г.А. Струйные аппараты. / Аронс Г.А. – М.: Госэнергоиздат, 1948. – 139с.
11. Арсеньев В.М. Применение струйной термокомпрессии в понижающих термотрансформаторах / Арсеньев В.М., Марченко В.Н., Прокопов М.Г., Проценко М.И. // Холодильна техніка і технологія.- 2009.- №5 (121).
12. Арсеньев В.М. Влияние масштабного фактора на эффективность жидкостно-парового струйного компрессора. / Арсеньев В.М., Шарапов С.О., Прокопов М.Г. // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2011. - № 2(24) – с. 45-48.
13. Арсеньев В.М. Исследование рабочего процесса жидкостно-парового эжектора, работающего в режиме вакуумирования. / Арсеньев В.М., Шарапов С.О., Прокопов М.Г. // Промислова гідравліка і пневматика. – 2011. - № 1(31) – с. 56-59.
14. Арсеньев В.М. Возможность применения струйно-парового эжектора в составе холодильной машины. / Арсеньев В.М., Проценко М.И., Прокопов М.Г. // Промислова гідравліка і пневматика. – 2011. - № 2(32) – с. 10-14.
15. Баженов М.И. Исследование работы двухфазных струйных аппаратов. / Баженов М.И. // Электрические станции. - 1967. № 4. - С. 39 -41.
16. Баженов М.И. Экспериментальное исследование водовоздушного струйного аппарата на прозрачной модели. / Баженов М.И. // Изв. вузов. Энергетика. -1966. - №3. - С. 82-86.
17. Байдаков В.Г. Кинетика гомогенного и гетерогенного зародышеобразования в перегретом жидком азоте. / Байдаков В.Г., Каверин А.М. //ТВТ. 1990. Т.28, N 1, с. 90-96.
18. Басаргин Б.Н. Математическое описание процесса совместного переноса тепла и массы в дисперсных системах. Басаргин Б.Н., Звездин Ю.Г., Соболев В.Г. // Массообменные и теплообменные процессы химической технологии. - Ярославль, 1975. - с. 3 - 6.

19. Басаргин Б.Н. Расчет тепло- и массообмена в скруббере вентури с центральным форсуночным орошением. / Басаргин Б.Н., Катетов В.И., Власов В.В. // Изв. вузов. Химия и химическая технология. - 1981. - Т. 24, №8. - с. 1040 - 1043.

20. Берман Л.Д., Расчетные зависимости для водоструйных эжекторов. / Берман Л.Д., Ефимочкин Г.И. // Теплоэнергетика. - 1964. - № 7. - с. 44 - 48.

21. Берман Л.Д. Экспериментальное исследование водоструйного эжектора. / Берман Л.Д., Ефимочкин Г.И. // Теплоэнергетика. - 1963.- №9.- С.9-15.

22. Берман Л.Д., Ефимочкин Г.И. Особенности рабочего процесса и режимы работы водоструйного эжектора // Теплоэнергетика. - 1964. -№2.- С.31-35.

23. Берман Л.Д. Характеристика и расчет низконапорных водоструйных эжекторов. / Берман Л.Д., Ефимочкин Г.И. // Теплоэнергетика. - 1966. - № 10. - С. 89 - 90.

24. Берман Л. Д. Влияние длины камеры смешения на режимы работы и экономичность водоструйного воздушного эжектора. / Берман Л.Д., Ефимочкин Г.И. // Теплоэнергетика. - 1978. - № 12. - С. 66-71.

25. Бондаренко А. Д. Аэродинамические характеристики водовоздушного эжектора ЭВЦ 265. / Бондаренко А. Д. // Безопасность труда в промышленности. -1976.- №10. - С. 38-39.

26. Бродянский В.М. Эксергетический метод термодинамического анализа. / Бродянский В.М. М.: Энергия, 1973 – 296 с.

27. Бэр Г. Д. Техническая термодинамика. / Бэр Г. Д. – М.: Мир, 1977. – 518с.

28. Вайсман М. Д. Термодинамика парожидкостных потоков. / Вайсман М. Д. Л., «Энергия», 1967.

29. Васильев Ю.Н. Теория двухфазного газожидкостного эжектора с цилиндрической камерой смешения. / Васильев Ю.Н. // Лопаточные машины и струйные аппараты. - М.: Машиностроение, 1971. - Вып. 5. - с. 175-261.

30. Васильев Ю.Н. Экспериментальное исследование вакуумного водовоздушного эжектора с многоствольным соплом. / Васильев Ю.Н., Гладков Е.П. // Лопаточные машины и струйные аппараты. - М.: Машиностроение, 1971.-Вып.5. - с. 262-306.

31. Васильев Ю.Н. Некоторые одномерные задачи течения двухфазной газопарожидкостной смеси. / Васильев Ю.Н. // Лопаточные машины и струйные аппараты. - М.: Машиностроение, 1972. - Вып. 6. - С. 179 - 201.

32. Вскипающие адиабатные потоки / В.А. Зысин, Г.А. Баранов, Б.А. Барилевич, Т.Н. Парфенов.- М.: Атомиздат, 1976.- 152с.

33. Выбор оптимальных размеров горла диффузора конденсирующего инжектора / А.Ф. Гандельсман, С.И. Вайнштейн, А.Е. Морозов и др. // Теплофизика высоких температур. - 1976. - Т. 14. № 2. - С. 365- 371.

34. Гельперин Н.И. К теории жидкостно-газовой инжекции. Математическая модель процесса. / Гельперин Н.И., Басаргин Б.Н. Оссовский Б.Г. // Теоретические основы химической технологии. - 1969. - Т. 3, № 3. - С. 429-440.

35. Гладков Е.Л. Расчетно-теоретическое исследование криогенного инжектора с цилиндрической камерой смешения. / Гладков Е.Л., Усанов В.В. //Современные проблемы гидродинамики и теплообмена в элементах ЭУ и криогенной технике. - М., 1985. - С. 78 - 84.

36. Гролме М. Экспериментальное исследование работы конденсационного инжектора и анализ КПД при сверхзвуковых скоростях пара на входе. / Гролме М. Петрик М. : Информ. бюллетень / ВИНТИ. - 1969. -Вып. 7(84) 15 с.

37. Гурченко А. А. «Изв. вузов / Энергетика», 1958, № 9, с. 13.

38. Гурченко А. А. «Изв. Томск, политехн, ин-та», 1958, т. 101.
39. Гуцин Ю.И. Коэффициент полезного действия струйного аппарата. / Гуцин Ю.И., Галицкий И.В., Басаргин Б.Н. // Массообменные и теплообменные процессы химической технологии. - Ярославль, 1975. - С. 20 - 25.
40. Данилин В. С. и др. В кн. Труды Московского энергетического ин-та, 1972, вып. 4., с. 128.
41. Дворниченко В. В. «Теплоэнергетика», 1969, №4, с. 68.
42. Дейч М.Е. Газодинамика двухфазных сред. / Дейч М.Е., Филиппов Г.А. - М.: Энергия, 1968. - 422с.
43. Дейч М.Е. Газодинамика двухфазных сред. / Дейч М.Е., Филиппов Г.А. - М.: Энергоиздат, 1981. - 471 с.
44. Дейч М.Е. Влияние некоторых геометрических и газодинамических параметров ступени эжектора с изобарическим начальным участком смешения на эффективность ее работы. / Дейч М.Е., Робожев А.В., Кох А.А. // Труды МЭИ. - 1955. - Вып. 23. - С. 103 - 120.
45. Демьянова Л А. Исследование работы струйного аппарата для различных конфигураций его проточной части при эжектировании струей жидкости газожидкостной смеси. / Демьянова Л А. // НТЖ. Нефтепромышленное дело.- 1999. № 1 - С. 16-22.
46. Демьянова Л. А. Аналитический расчет характеристик струйного аппарата при откачке газожидкостных смесей. / Демьянова Л. А. // НТЖ. Нефтепромышленное дело. - 1999. - №5, - С. 39 - 44.
47. Денисов Ю.К., Тачанов Н.И. Исследование водовоздушного центробежного эжектора. / Денисов Ю.К., Тачанов Н.И. // Изв. вузов. Химия и химическая технология. -1967. - №6. - С. 703-709.
48. Дин Р. Образование пузырей. / Дин Р. В кн.: Вопросы физики кипения. М.: Мир,. 1964. С.13-27.
49. Донец К.Г. Влияние газонасыщенности рабочей жидкости на производительность жидкостно-струйного компрессора. / Донец К.Г. -

Ивано-Франковск, 1989. - 18 с. - Деп. в УкрНИИНТИ 18.09.X9, РГАСНТИ 55.39.39.

50. Донец К.Г. Применение насосного эжектора для перекачки нефтяного газа. / Донец К.Г. Рошак И.И., Еремина Л.Н. // Нефтепромышленное дело. – 1978. - №5. – С.58-60.

51. Дорофеев А.А. Расчет динамического коэффициента связи жидкости в выходном сечении камеры смешения. / Дорофеев А.А. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1978. -№ 11. - С. 82-85.

52. Ефимочкин Г.И. Результаты испытаний низконапорного водоструйного эжектора. / Ефимочкин Г.И. // Электрические станции. - 1967. № 3. С.39-43.

53. Ефимочкин Г.И. Сравнительные испытания пароструйных и водоструйных эжекторов на турбине Т-250/300-240 ТМЗ. / Ефимочкин Г.И. // Электрические станции. - 1982. - № 8. - С. 20 - 23.

54. Ефимочкин Г.И. Влияние конструкции сопла на работу водоструйного эжектора. / Ефимочкин Г.И. // Электрические станции. - 1964. - № 5. - С. 7 - 11.

55. Ефимочкин Г.И. Методика расчета водовоздушного эжектора с удлиненной цилиндрической камерой смешения. / Ефимочкин Г.И., Кореннов Б.Е. // Теплоэнергетика. - 1976. - № I. - С. 84 - 86.

56. Ефимочкин Г.И. Конструкция и расчет водоструйных эжекторов с удлиненной камерой смешения. / Ефимочкин Г.И. // Теплоэнергетика. - 1982. № 12.-С.48-51.

57. Ефимочкин Г.И. Исследование и выбор водоструйных эжекторов с удлиненной цилиндрической камерой смешения. / Ефимочкин Г.И., Кореннов Б.Е. // Электрические станции. - 1976 № 4. - С. 46 -49.

58. Жердев В.М. К расчету режимов «частичный распад» жидкостно-газового струйного аппарата. / Жердев В.М., Цегельский В.Г., Чернухин В.А. // Вопросы двигателестроения: Тр. МВТУ им. Н.Э. Баумана; № 377. -М., 1982.- С. 100-111.

59. Жуков Д.А. Некоторые результаты экспериментального исследования влияния геометрии камеры смешения инжектора на потери в ней. / Жуков Д.А., Кузнецов В.И., Левин А.А. // Теплофизика высоких температур. -1975.-Т. 13, № 1.-С 166-170.

60. Зайдель А.Н. Ошибки измерений физических величин. / Зайдель А.Н. Перераб. и доп. изд. кн. Элементарные оценки ошибок измерений / А.Н. Зайдель. – М.: Наука, 1974. – 106 с.

61. Захариков Г.М. Основы теории водоструйных аппаратов для сжатия воздуха. / Захариков Г.М. - М.: Ин-т горного дела, 1965. - 156 с.

62. Зауэр Р. Нестационарные задачи газодинамики. / Зауэр Р. Пер. с нем. М., Мир, 1969. 320с.

63. Звездин Ю.Г. Гидродинамика и теплообмен при распыливании жидкости в потоке высокотемпературного газа. / Звездин Ю.Г., Симаков И.И., Пластинин А.И. // Теоретические основы химической технологии. - 1986. - Т.19, №3. - С. 354-359.

64. Зингер Н.М. Исследование водовоздушного эжектора. / Зингер Н.М. // Теплоэнергетика. - 1958. - № 8. - С. 26 - 31.

65. Исследование жидкостно-парогазовых струйных аппаратов / В.А. Чернухин, В.Г. Цегельский, СИ. Глубоковский и др. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1977. - № 11. - С. 88 - 91.

66. Истечение теплоносителя при потере герметичности реакторного контура / В.В. Арсентьев, Ю.А. Калайда, В.В. Фисенко, Б. М. Цизин. – М.: Атомиздат, 1977. – 123 с.

67. Иродов В.Ф. О течении в камере смешения инжектора-конденсатора. / Иродов В.Ф., Теплое С.В. // Теплофизика высоких температур. - 1973. Т. 11, №5.-С. 1101-1106.

68. Иродов В.Ф. К вопросу об описании поля течения в камере смешения инжектора. / Иродов В.Ф. // Инженерно-физический журнал. - 1976. - т. 31, № 5. - с. 788 - 793.

69. Иродов В.Ф. К расчету течения в инжекторе-конденсаторе. / Иродов В.Ф., Аладьев И.Т. // Исследования по механике и теплообмену двухфазных сред: Тр. ЭНИН; Вып. 25. - М, 1974. - С. 156 - 160.

70. Иродов В. Ф. К расчету параметров двухфазной смеси в камере смешения инжектора-конденсатора. / Иродов В.Ф., Аладьев И.Т. // Теплотехнические проблемы прямого преобразования энергии. - Киев: Наукова думка, 1975. - Вып. 6. - с. 96-98.

71. Исследование методов пуска конденсационного инжектора / С.И. Вайнштейн, А.Ф. Гандельсман, А.П. Севастьянов и др. // МГД-метод получения электроэнергии; Под ред. В.А. Кириллина, А.Е. Шейндлина. - М.: Энергия, 1972. - с. 220 - 237.

72. Исследование поведения скачка уплотнения в процессе пуска конденсационного инжектора / Э.Э. Шпильрайн, И.В. Ан, СИ. Вайнштейн и др. // Вопросы газотермодинамики энергоустановок: Тр. ХАИ; Вып. 4. Харьков, 1977. - С. 88-98.

73. Истечение теплоносителя при потере герметичности реакторного контура // В.В. Арсентьев, Ю.А. Калайда, В.В. Фисенко, Б.М. Цизин – М.: Атомиздат, 1977.- 123с.

74. К вопросу об оценке потерь в неидеальном конденсационном инжекторе / С.И. Вайнштейн, А.Ф. Гандельсман, Л.П. Севастьянов и др. // Теплофизика высоких температур. - 1974. - Т. 12, № 1. - С. 184 - 190.

75. К вопросу об оптимизации условий работы двухфазного диффузора с конденсирующимся потоком / СИ. Вайнштейн А.Ф. Гандельсман, А.П. Севастьянов и др. // Теплофизика высоких температур. - 1975. -Т. 13, №2.-С. 416-422.

76. Кабаков В.И. Смешение и конденсация в скоростных двухфазных потоках в энергетических устройствах. / Кабаков В.И., Аладьев И.Т. - М.: ЭНИН,1974.-43 с.

77. Кабаков В.И. Исследование работы двухступенчатого инжектора-конденсатора. / Кабаков В.И. // Теплофизика высоких температур. - 1974. - Т. 12, №3.- С. 626-631.

78. Казанский А.М. Конденсационные устройства. / Казанский А.М. - М.: ГОНТИ, 1939. - 306 с.

79. Калинин Ю. Ф. Канд. диссертация. / Калинин Ю. Ф. Николаев. Николаевский кораблестроительный ин-т, 1971.

80. Канингэм Р.Ж. Сжатие газа с помощью жидкоструйного насоса. / Канингэм Р.Ж. // Тр. Американского общества инженеров-механиков. Сер. Д. Теоретические основы инженерных расчетов. - 1974. - № 3. - с. 112-118.

81. Канингэм Р.Ж. Длины участка разрушения струи и смешивающей горловины жидкоструйного насоса для перекачки газа. / Канингэм Р.Ж., Допкин Р.И. // Тр. Американского общества инженеров-механиков. Сер. Д. Теоретические основы инженерных расчетов. - 1974. - № 3. - с. 128-141.

82. Кассандрова О.Н. Обработка результатов измерений / О.Н. Кассандрова, В.В. Лебедев. – М.: Наука, 1970. – 104 с.

83. Каула Р.Д. Конденсационные установки. / Каула Р.Д., Робинсон КВ., Яновский М.О. - Л.: ГТИ, 1930. - 284 с.

84. Келлер С.Ю. Инжекторы. / Келлер С.Ю. – М.: Машгиз, 1954. – 96 с.

85. Кирсанов И. Н. Конденсационные установки. / Кирсанов И. Н. - М.: Энергия, 1965. - 375 с.

86. Копьев С.Ф. Вспомогательное оборудование машинных цехов электростанций. / Копьев С.Ф. - М.; Л.: Госэнергоиздат, 1954. - 296 с.

87. Кореннов Б.Е. Рабочий процесс в газожидкостном эжекторе. / Кореннов Б.Е. // Теплоэнергетика. - 1977. - №1. - с. 59-65.

88. Кудрявцев Б.К. Экспериментальные исследования парожидкостного инжектора в замкнутом контуре. / Кудрявцев Б.К., Хураев Л.В. // Исследование по тепломассообмену: Тр. ЭНИН; Вып. 53. - М, 1976. с. 70 - 85.

89. Лабунцов Д.А. Механика простых газожидкостных структур. / Лабунцов Д.А., Ягов В.В. -М.: Изд. МЭИ, 1978.- 92с.

90. Леви Е.К. Взаимодействия жидкость - пар в конденсирующем инжекторе с постоянной площадью поперечного сечения. / Леви Е.К., Браун Г.А. // Тр. Американского общества инженеров-механиков. Сер Д. Теоретические основы инженерных расчетов. - 1972. - № 1. – С. 188 – 200.

91. Лунин Н.И. Исследование рабочего процесса в приемной камере эжекторного конденсатора. / Лунин Н.И., Королев Г.А. // Изв. вузов. Энергетика. -1982.-№ 2.-С. 114- 117.

92. Лыков А.В. Тепломассообмен / Лыков А.В. : Справочник. – М. – Наука, 1974. – 711с.

93. Марченко В.Н. Струйная термокомпрессорная установка: назначение, принцип действия, термодинамическая модель и результаты расчетных исследований рабочего процесса. / Марченко В.Н., Жиленко Н.А. // Вісник Сумського державного університету. – 2004. - № 13(72). - с. 50-60.

94. Марченко В.Н. О закономерностях критического истечения вскипающей воды через цилиндрические каналы. / Марченко В.Н., Жиленко Н.А. // Вісник Сумського державного університету.- 2006.-№5(89).- С.53-60.

95. Марченко В.Н. Экспериментальное исследование процесса формирования рабочей струи пара в термокомпрессоре. / Марченко В.Н., Куценко С.Н., Жиленко Н.А. // Вісник Сумського державного університету. – 2005. - №12(84). – с.48-57.

96. Марченко В.Н. Парообразование в адиабатных ускоряющихся потоках вскипающей жидкости. / Марченко В.Н. Прокопов М.Г. // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2007. - №3(9) – с. 94-99.

97. Марченко В.Н. Энергетическая эффективность парового струйного термокомпрессора. / Марченко В.Н., Прокопов М.Г. // Холодильна техніка і технологія.-2007.- №5(109) – с. 45-51.

98. Марченко В.Н. Расчет парообразования в ускоряющихся потоках вскипающей жидкости. / Марченко В.Н. Прокопов М.Г. //

Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2007. - №4 (10) – с. 98-105.

99. Марченко В.Н. Перспективы применения струйного термокомпрессора в малой теплоэнергетике. / Марченко В.Н., Прокопов М.Г., Одинцов В.Ф. //Компрессорное и энергетическое машиностроение. - 2008. - №1 (11). - с. 24- 30.

100.Марченко В.Н. Принцип струйной термокомпрессии и его применение в системах энергосберегающего теплоснабжения / В.Н. Марченко, М.Г. Прокопов, А.С. Лобова // Вісник СумДУ Серія Технічні науки.- 2009.- №2 – с. 181-195.

101.Методика расчета простейшего инжектора / М.Е. Дейч, В.Ф. Степанчук Г.В. Циклаури и др. // Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии. - М.: Энергия. 1968. - С. 456 - 467.

102. Микал Л. - «Теоретич. основы инж. расчетов». / Микал Л., Дадли К., 1964, № 2, с. 112.

103. Муди Ф. «Теплопередача». / Муди Ф., 1965, т. 87, № 1, с. 160.

104. Некоторые результаты исследования пульсаций давления в конденсационном инжекторе / Э.Э. Шпильрайн и др. // Теплоэнергетика. - 1976.-№12.-С.7-10.

105. О механизме скачка давления в камере смешения струйного аппарата / В.В. Фисенко, Ю.П. Скакунов и др. // Теплоэнергетика. - 1982. - №10.-С. 48-50.

106. Подача и распыливание топлива в дизелях. / Астахов И.В. Трусов В.И., Хачиян А.С. и др. – М : Машиностроение, 1971. – 359 с.

107. Пикков Л.М. Моделировании тепло- и массообмена в двухфазной системе газ - распыленная жидкость. / Пикков Л.М., Рейтер Э.К., Сийрде Э.К. // Теоретические основы химической технологии. - 1976. - т. 10, № 5. - с. 691-695.

108. Положий С. В. «Изв. вузов. Энергетика». / Положий С. В., 1963, № 9, с. 8.

109. Положий С. В. «Изв. вузов. Энергетика». / Положий С. В., 1960, № 2, с. 69.
110. Поляков К.С. в кн: Тр. Ленингр. политехн, ин-та. Турбомашины, 1965, №247.
111. Поляков К- С. Канд. диссертация. / Положий С. В., Ленинград, ЛПИ, 1963.
112. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. / Преображенский В.П. 3-е., перераб. М.: Энергия, 1978. – 704 с.
113. Радовский И.С. Скорость звука в двухфазных парожидкостных смесях. / Радовский И.С. // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1970. - №5. – с. 78.
114. Развитие метода «сброса массы» для запуска конденсационного инжектора и исследование внешних характеристик аппарата / С.И. Вайнштейн, А.Ф. Гандельсман, В.А. Рябцев и др. // Теплофизика высоких температур. - 1973. - Т. 11, № 6. -С. 1264 - 1271.
115. Расчет критического расхода при истечении насыщенной и недогретой воды через цилиндрические каналы/ А.А. Авдеев, В.Н. Майданник, Л.И. Селезнев, В.К. Шанин. – Теплоэнергетика, 1977, №4, с 36-38.
116. Результаты исследования инжектора, работающего на паровоздушной смеси / А.П. Севастьянов, И.В. Ан, А.А. Соловьев и др. // Теплофизика ядерных энергетических установок: Тр. УПИ; Вып. 2. - Свердловск, 1983. - с. 1-10.
117. Радциг А.А. Теория и расчет конденсационных установок. / Радциг А.А. - М: Энергоиздат, 1934. - 218 с.
118. Ривкин С.А. Термодинамические свойства воды и водяного пара. / Ривкин С.А., Александров А.А. – М. – Энергия, 1975. – 80 с.
119. Румянцев В.А. Определение основных размеров водокольцевых компрессоров и вакуум-насосов / В.А. Румянцев // Химическое машиностроение, 1962. – № 1. – С. 25-31.

120. Салтанов Г.А. Ударные волны в потоке влажного пара с высокой концентрацией жидкой фазы. / Салтанов Г.А., Циклаури Г.В., Шанин В.К. // Тепло физика высоких температур. - 1970. - Т. 9, № 3. - С. 571 - 579.

121. Симонов Ю.М. Исследование и расчет приборов с водовоздушными эжекторами для подпитки воздухом воздушно-гидравлических колпаков на насосных станциях железнодорожного водоснабжения. / Симонов Ю.М., Воронина Е.П., Маркин А.А. // Тр. Ленинград. ин-та инж. ж.-д. транс-та. - 1973. - Вып. 358. - С. 3-16.

122. Смирнов В.И. О влиянии степени дисперсности в струйных аппаратах на удельную производительность гетерогенной реакции. / Смирнов В.И., Бахтюков В.Н., Горст А.Г. // Изв. вузов. Химия и химическая технология. - 1967. - т. 10, №7. - с. 830-832.

123. Соколов Е.Я. Струйные аппараты. / Соколов Е.Я., Зингер Н.М. М.: Энергоиздат, 1989. – 352с.

124. Спиридонов Е.К. Исследование экстремальных характеристик водовоздушного эжектора. / Спиридонов Е.К., Темное В.К. // Динамика пневмогидравлических систем: Тематический сб. научи, тр. - Челябинск: ЧПИ, 1983. - с. 62-75.

125. Стырикович М.А. Тепломассообмен и гидродинамика в двухфазных потоках атомных электрических станций. / Стырикович М.А., Полонский В.С., Циклаури Г.В. - М.: Наука, 1982. - 368 с.

126. Теория тепломассообмена. / С.И. Исаев, И.А. Кожинов, В.И. Кофанов и др.; Под ред. А.И. Леонтьева. – М.: Высшая школа, 1979. – 495с.

127. Теплообмен в струйном аппарате при сверхзвуковых скоростях истечения газа / В.С. Сальников, Б.Н. Басаргин, Т.К. Зевакина и др. / Ярославский политех. ин-т. - Ярославль, 1981. - 11 с. - Деп. ЦИНТИХИМ 17.04.81, № 758.

128. Тепло- и массообмен: Теплотехнический эксперимент: Справочник / Е.М. Аметистов, В.А. Григорьев, Б.Т. Емцев и др.: Под общ.

ред. В.А. Григорьева и В.М. Зорина. – М.: Энергоисдат, 1982. – 512с. – (Теплоэнергетика и теплотехника, т.2).

129. Течение и массоперенос в гравитационном газожидкостном эжекторе / А.А. Абкарян, Р.З. Алимов, А.К. Алимова и др. // Тепло- и массообмен в химической технологии. - Казань, 1981. - С. 14 - 16.

130. Тихоненко Л.К. Исследование локальных параметров критического потока горячей воды в прямых трубах с острой входной кромкой. / Тихоненко Л.К., Кеворков Л.Р., Лутовинов С.З. – Теплоэнергетика, №2, 1978, с. 41-44.

131. Тонконог В.Г. Термическая неравновесность процесса истечения вскипающих жидкостей. / Тонконог В.Г. Труды второй Российской национальной конференции по теплообмену. В 8 томах. Т.5. Двухфазные течения. Дисперсные потоки и пористые среды. М.: Изд. МЭИ, 1998. С. 121-124.

132. Тонконог В.Г. Фазовые переходы в потоке жидкости. / Тонконог В.Г., Гортышов Ю.Ф. // Труды Казанского гос. техн. университета им. А.Н. Туполева. – 2004.

133. Турбулентное смешение газовых струй // Абрамович Г.М., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Сминова И.П. – Под ред. Абрамовича Г.Н. М.: Наука, 1974, - 272с.

134. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. / Уоллис Г. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.

135. Успенский В.А. Струйные вакуумные насосы. / Успенский В.А., Кузнецов Ю.М. - М: Машиностроение, 1973. - 144 с.

136. Физические основы рабочего процесса камер сгорания воздушно-реактивных двигателей. / Б.В. Раушенбак, С.А. Белый, И.В. Беспалов, В.Я. Бородачев и др. – М.: Машиностроение, 1964. – 526 с.

137. Фисенко В.В. Критический расход двухфазной смеси при нарушении первого контура ЯЭУ. / Фисенко В.В. – Атомная техника за рубежом, 1975, №7, с. 25.

138. Фисенко В.В. Критические двухфазные потоки. / Фисенко В.В. – М.: Атомиздат, 1978. – 158с.

139. Хлесткин Д.А. Определение расходов воды высоких параметров при истечении в атмосферу через цилиндрические каналы. / Хлесткин Д.А., Коршунов А.С., Канищев В.П. – Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт, 1978, №5, с. 126-135.

140. Хураев Л.В. Приближенная теория за пуска инжектора. / Хураев Л.В., Воронцов Н.Д., Аладьев И.Т. // Исследования по механике и теплообмену двух фазных сред: Тр. ЭНИН, Вып 25.-М., 1974.-С. 161 - 170.

141. Цегельский В.Г. К теории двухфазного струйного аппарата. / Цегельский В.Г. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1977. - № 6. - С. 79 - 85.

142. Цегельский В.Г. Применение теорем термодинамики необратимых процессов в определении режима работы двухфазного струйного аппарата. / Цегельский В.Г. // Изв. вузов. Машиностроение.- 1976. -№ 5. -С. 98 - 103.

143.Цегельский В.Г. Определение режимов работы жидкостно-газового струйного аппарата. / Цегельский В.Г. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1977. - № 5. - С. 60 - 65.

144.Цегельский В.Г. О зависимости для динамического коэффициента связи в выходном сечении жидкостно-газового струйного аппарата. / Цегельский В.Г. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1984. -№ 1. -С. 47 - 51.

145.Цегельский В.Г. К расчету характеристик жидкостно-газового струйного аппарата. / Цегельский В.Г. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1984. - № 3. - С. 63-68.

146.Цегельский В.Г. К расчету оптимальной длины камеры смешения жидкостно-газового струйного аппарата. / Цегельский В.Г. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1988. - № 7. - С.61 - 67.

147. Цегельский В.Г. Выбор оптимальной длины камеры смешения жидкостно-газового струйного аппарата. / Цегельский В.Г. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1988.-№9.-С. 69-73.

148. Цегельский В.Г. Расчет жидкостно-газового струйного аппарата с конической камерой смешения. / Цегельский В.Г., Чернухин В.А., Глубоковский С.И. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1979. №3. - С. 58 -63.

149. Циклаури Г.В. Адиабатные двухфазные течения. / Циклаури Г.В., Данилин В.С., Селезнев Л.И.- М: Атомиздат, 1973. - 447 с.

150. Циклаури Г.В. Экспериментальное исследование скачка уплотнения в диффузоре парожидкостного инжектора. / Циклаури Г.В., Кудрявцев Б.К., Ворохоб Б.А. // Теплофизика высоких температур. - 1976. - Т. 14, № 4. - с. 881 - 886.

151. Чернухин В.А. Анализ работы жидкостно-газового струйного аппарата с конической камерой смешения. / Чернухин В.А., Цегельский В.Г., Глубоковский С.И. // Вопросы двигателестроения: Тр. МВТУ им. Н.Э. Баумана; №313. - М, 1979.-Вып. 2. - с. 49-58.

152. Чернухин В.А. О расчете жидкостно-газовых струйных аппаратов. / Чернухин В.А., Цегельский В.Г., Глубоковский С.И. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1977. -№ 8. - с. 81 - 86.

153. Чернухин В.А. Определение динамического коэффициента связи в выходном сечении камеры смешения жидкостно-газового струйного аппарата. / Чернухин В.А., Цегельский В.Г., Глубоковский С.И. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1977. - № 9. - С. 69 - 74.

154. Чернухин В.А. Влияние геометрических параметров жидкостно-газового струйного аппарата на динамический коэффициент связи. / Чернухин В.А., Цегельский В.Г., Глубоковский С.И. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1977. - №10. - с. 82-86.

155. Чернухин В.А. Экспериментальное исследование жидкостно-газовых струйных аппаратов. / Чернухин В.А., Цегельский В.Г., Дорофеев А.А. // Изв. вузов. Машиностроение. - 1980. - № 3. - С. 48 - 52.

156. Чернухин В.А. О режимах работы жидкостно-газового струйного аппарата. / Чернухин В.А., Цегельский В.Г, Дорофеев А.А. // Вопросы двигателестроения: Тр. МВТУ им. Н.Э. Баумана; № 290. - М., 1979. - С. 35 - 46.

157. Шапиро Я.Г. Экспериментальное исследование жидкостного эжектора. / Шапиро Я.Г. // Присоединение дополнительной массы в струйных аппаратах: Тр. МАИ; Вып. 97. - М. : Оборонгиз, 1958. - С. 191 - 236.

158. Шенк Х. Теория инженерного эксперимента. / Шенк Х. Пер. с англ. Е.Г. Коваленко. / Под ред. Н.П. Бусленко / Х. Шенк. – М.: Мир, 1972. – 381 с.

159. Шидловский В.П. К расчету газожидкостного эжектора. / Шидловский В.П. // Изв. АН СССР. ОТН. - 1954. - № ю. - С. 119 - 123.

160. Шмидт Л.И. Образование пузырей при дросселировании пересыщенных жидкостей. / Шмидт Л.И., Консетов В.В., Проскуряков В.А. // ИФЖ., 1971. Т.20, с. 261 - 267.

161. Шпитов А. Б. О предельных режимах работы жидкостно-газового эжектора. / Шпитов А. Б, Спиридонов Е. К. // Исследование силовых установок и шасси транспортных машин: Тематический сб. научн, тр. - Челябинск: ЧГТУ 1991 С. 129-134.

162. Экспериментальное исследование модели инжектора как разгонного устройства для МГД-установок / М.Е. Дейч, Е.И. Марков, А.П. Севастьянов и др. // Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии - М.: Энергия, 1968. С. 433-444.

163. Экспериментальное исследование режимов работы жидкостно-газового струйного аппарата / В.А. Чернухин, В.Г. Цегельский, С.И. Глубоковский и др. / МВТУ им. Н.Э. Баумана. - М., 1976.- 16 с. - Деп. в ВИНТИ 2.04.76, № 1014-76.

164. Benjamin M. W., Miller I. F. Trans. ASME, 1941, p. 63.

165. Brown G.A., Lee K.S. Liquid Metal MHD Power Generation Cycle- Using a Condensing Ejector // Proceedings of the International Symposium on

Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation. - Viena: International Atomic Energy Agency. - 1964. - V. 2. - P. 929-939.

166. DaGraz A. J. R. MS thesis. Univ. of Minnesota, 1953.

167. Ecabert R. Б \ K, 1965, Bd. 17, No. 1, S. 2088.

168. Fauske H. K. ANL - 6633, USA EC. Res. Dovelopment Report, T1D-4500, 18 - th Ed., Oct., 1962.

169. Frenzl O. Maschinenbau und Warmewirtschaft, 1956, No. 1, p. 11, und No. 2, p. 45.

170. Friedrich N., Fetter G. Energie, 1961, No. 5, p. 364.

171. Friedrich H., Fetter G. Energie, 1962, No. 1, c. 1144.

172. Giffen E., Muraszew A., The Atomisation of Liquid Fuels, London, 1953.

173. Klone K.G. Untersucluingen an Wasserstrahl - Luftpumpen // Zeitschrift des Vcreines Deutschr Ingenieure. - 1935. - Bd. 79, № 3. - S. 77 - 78.

174. Klockgether J., Schwefel H. P. Reprint of a Paper, Presented at the Symposium on MHD Electrical Power Generation, 1969.

175. Marchenko V.N., Osipov V.A., Prokopov M.G., Sharapov S.O. Principle of stream thermocompression: conception of energetic efficiency and prospect of realization is in small heat energetic / V.N. Marchenko, V.A. Osipov, M.G. Prokopov, S.O. Sharapov // MOTROL, Simferopol-Lublin, №11A 2009г. s.70-76.

176. Pfeleiderer C Zur Berchnund der Wasserstrahle - zuftpumpen // Zeitschrift des Vcreines Deutschr Ingenieure. - 1914. - Bd, 58, № 24. -S. 965-973.

177. Sauvage M. E. Ann. Mines., 1892, Bd. II.

178. Stuart M., Jarnell R. Mech. Engng, 1936, No. 1.

179. Silver R., Mitchell J. Trans. North-East-Coast Inst. England Ship-bielders, 1945, p. 62.

180. Witte J.H Mixing Shocks in Two-Phase Flow// Fluid Mechanica. - 1969. -V.36, part 4.-P. 639-656.

181. Zeuner G. Tech. Thermodynam., 1890, Bd. I, II.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А