

Вестник ОИВТ РАН  
Том 12 №4 (2023)



# Вестник Объединенного института высоких температур

*Vestnik Obedinennogo Instituta Vysokih Temperatur*

**Том 12**

2023

## ВЕСТНИК ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Рецензируемый научный журнал "Вестник ОИВТ РАН" – электронное научное издание, созданное в 2018 г. Журнал публикует оригинальные исследования и обзоры по следующим тематикам:

- низкотемпературная плазма,
- теплофизические свойства веществ,
- теплообмен и физическая газодинамика,
- горение и детонация,
- экстремальные состояния вещества,
- проблемы энергетики,
- методы экспериментальных исследований и измерений.

**Главный редактор:** академик РАН Петров О.Ф.

### **Редакционная коллегия:**

д.ф.-м.н. Амиров Р.Х.,  
д.ф.-м.н. Андреев Н.Е.,  
член-корр. РАН Вараксин А.Ю.,  
д.ф.-м.н. Васильев М.М.,  
д.ф.-м.н. Гавриков А.В.,  
д.ф.-м.н. Ерёмин А.В.,  
д.ф.-м.н. Жук А.З.,  
д.т.н. Зейгарник Ю.А.,  
д.ф.-м.н. Киверин А.Д.,  
д.ф.-м.н. Кобзев Г.А. (зам. главного редактора),  
д.ф.-м.н. Левашов П.Р.,  
д.ф.-м.н. Морозов И.В.,  
д.ф.-м.н. Стегайлов В.В.,  
к.ф.-м.н. Хищенко К.В.,  
д.ф.-м.н. Храпак А.Г.

Адрес редакции:

125412, Москва, ул. Ижорская 13, стр.2

Тел.: (495) 485-94-09

e-mail: [vestnik@jiht.ru](mailto:vestnik@jiht.ru)

<http://vestnik.jiht.ru>

Свидетельство о регистрации СМИ Эл № ФС 77 - 74107 от 29.10.2018 выдано Федеральной службой по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций.

# Содержание

## Низкотемпературная плазма

- Яранцев Д. А., Моралёв И. А.*, Влияние коронно-стримерного разряда на развитие неустойчивостей затопленной воздушной микроструи ..... 4
- Смирнов Б. М.*, Процессы атмосферного электричества ..... 9

## Теплофизические свойства веществ

- Орехов М. А.*, Перспективы вычислительного скрининга устойчивых к реакциям на аноде растворителей для литий-ионных аккумуляторов ..... 16
- Ашитков С. И., Комаров П. С., Струлева Е. В., Евлашин С. А.*, Акустическое зондирование зоны плавления в субмикронной пленке титана, нагреваемой фемтосекундным лазерным импульсом ..... 20

## Теплообмен и физическая газодинамика

- Алишаев М. Г., Аливердиев А. А.*, Свойства влажного пара и проблема его нагнетания в пласт ..... 24
- Косой А. С., Борисов Ю. А., Синкевич М. В., Рамазанов Э. Р., Вендланд Л. Е.*, Исследование путей совершенствования рекуперативного цикла ГТУ средствами эксергетического анализа ..... 30

## Проблемы энергетики

- Зайченко В. М., Шевченко А. Л.*, Технология торрефикации для получения качественного твердого топлива из биомассы ..... 40

## РКТС-16

- Османова Б. К., Базаев Э. А., Базаев А. Р., Алхасов А. Б.*, Исследование  $p, \rho, T, x$ -зависимостей и энергетических характеристик системы вода-1-пропанол ..... 44

# Влияние коронно-стримерного разряда на развитие неустойчивостей затопленной воздушной микроструи

Д. А. Яранцев и И. А. Моралёв

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: yarantsev.d@gmail.com

Статья поступила в редакцию 7 ноября 2023 г.

**Аннотация.** Представлены результаты экспериментального исследования устойчивости и ламинарно-турбулентного перехода в круглой дозвуковой воздушной микроструе при воздействии на нее импульсно-периодического коронно-стримерного разряда. Выполнена высокоскоростная дымовая визуализация струи. Сделан анализ зависимости положения точки ламинарно-турбулентного перехода от параметров разряда. <https://doi.org/10.33849/2023401>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Режим истечения ламинарных струй является важной характеристикой в различных устройствах, от горелок до химических реакторов. Вопросам устойчивости таких течений посвящена обширная литература [1–4], причем время первых исследований соответствует самому началу работ по устойчивости гидродинамических течений. Существенная часть экспериментальных исследований [5–11] в данной области посвящена струям малого диаметра, или микроструям.

Струя считается микроструей если ее начальный диаметр не превышает 1–1.5 мм. Режим истечения круглой струи зависит в первую очередь от профиля скорости на выходе сопла. Чем ближе профиль скорости к параболическому, формирующемуся в результате течения Хагена–Пуазейля, тем дальше от сопла происходит ламинарно-турбулентный переход. Сглаживание профиля происходит за счет нарастания пограничного слоя, поэтому для получения протяженных ламинарных струй большого диаметра необходимо использовать длинные каналы. При диаметре трубки менее 1 мм, ламинарный профиль устанавливается в трубке уже на длине в несколько сантиметров.

Неустойчивость круглой струи с “ударным” (П-образным) профилем скорости на срезе сопла связывают с неустойчивостью сдвигового слоя, приводящей к формированию вихрей Кельвина–Гельмгольца (КГ), а также с возможным формированием полосчатых структур в результате алгебраического роста возмущений.

В случае микроструи параболический профиль скорости оказывается существенно более устойчивым к нулевой азимутальной моде колебаний — вихрям КГ. В результате круглая микроструя всегда имеет значительную протяженность участка ламинарного течения. Более того, вопрос наличия в струях с параболическим профилем осесимметричной неустойчивой моды в целом зависит от модели исследуемого течения [1–4]. Наиболее быстро в такой струе нарастают колебания плангового типа (с азимутальным числом  $m = 1$ ), которые и приводят к переходу. Стандартным способом возбуждения микроструй является использование плоской поперечной акустической волны (см., например, [5, 10]). При этом колебания развиваются в плоскости волны, а изменение азимутальной ориентации источника звука приводит к повороту плоскости колебаний. Следует

отметить, что в этом случае возбуждение является распределенным по длине ламинарного участка. Предположительно, амплитуда и фаза возмущений в первую очередь определяется волнами, созданными в точке максимальной восприимчивости — на кромке сопла.

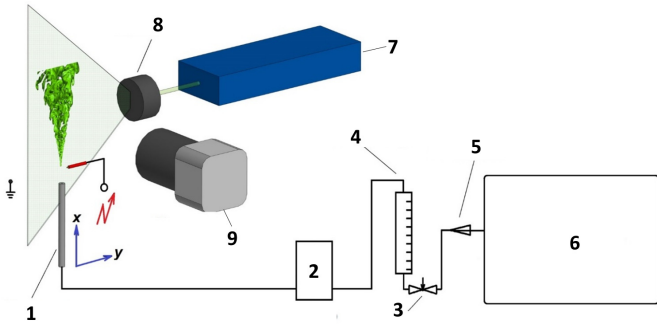
Синусоидальные колебания струи довольно быстро растут, выходят на нелинейный режим, который затем распадается с переходом к турбулентности. Еще на линейной стадии развития возмущений планговая мода колебаний соответствует рождению в струе цепочек продольных вихрей [5]. Можно предположить, что их взаимодействие на поздней стадии развития возмущений приводит к разрушению ламинарного режима течения. Детали этого процесса определяет динамика вихрей, формирующихся на поздней стадии эволюции возмущений. Так, в определенном диапазоне частот обнаружено явление бифуркации струи, т.е. ее разделения на две под действием поперечного акустического поля. Динамика струи на этой стадии исследовалась как с помощью визуализации, так и в рамках численного моделирования [10, 12]. Показано, что непосредственно перед бифуркацией происходит отклонение струи от плоскости акустической волны, затем струя распадается на цепочки отдельных вихрей.

Несмотря на большой объем литературы, посвященной динамике ламинарных струй и процессу их бифуркации в акустическом поле, детали поздних стадий перехода, а также механизм бифуркации остаются неясными. Для детального экспериментального исследования этого процесса представляется в первую очередь важным разделить процессы возбуждения и эволюции колебаний, сделав возбуждение локальным. В данной работе для этой цели используется коронный разряд, напряжение на котором модулируется с требуемой частотой воздействия. В результате работы визуализирована структура течения, продемонстрировано ее принципиальное соответствие структуре при акустическом возбуждении, получены дисперсионные характеристики изгибных колебаний струи в диапазоне частот, характерном для развития неустойчивости.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для исследования влияния разряда на устойчивость ламинарной микроструи была спроектирована



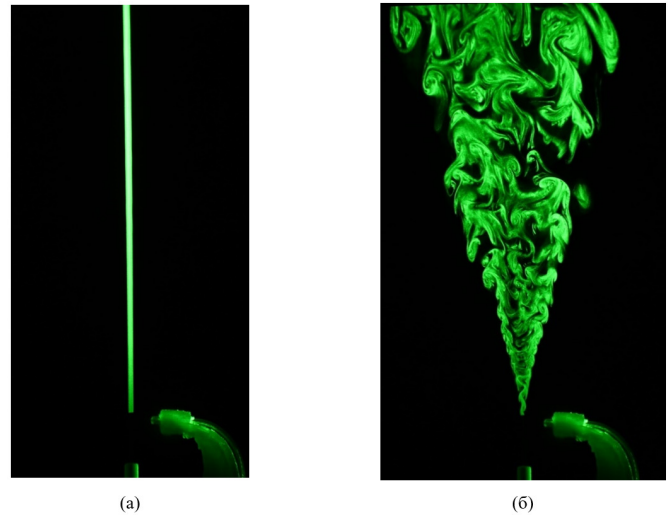


**Рисунок 1.** Схема установки: 1 — керамическая трубка, 2 — генератор дыма, 3 — редуктор давления, 4 — ротаметр, 5 — вентиль, 6 — компрессор, 7 — Nd-YAG лазер, 8 — цилиндрическая линза, 9 — высокоскоростная камера.

и подготовлена экспериментальная установка, схема которой показана на рисунке 1. Расход воздуха контролировался ротаметром с регулировкой расхода LZM-6T (0.1–1 л/мин). Дым генерировался при тлении шашки из древесных опилок при прокачке воздуха через колосник. Засеянный дымом воздух подавался в керамическую трубку, установленную в безвихревой камере со стеклянными стенками. Подсветка дыма осуществлялась высокочастотным импульсным лазером Beamtech Vlite-Ni-527-30. Этот твердотельный лазер работает в диапазоне частот повторения импульсов (далее по тексту — частот) от 200 Гц до 10 кГц, с длительностью импульса 200 нс. Длина волны излучения 527 нм, максимальная энергия в импульсе равна 30 мДж при частоте 1 кГц. Картина течения регистрировалась с помощью скоростной монохромной камеры Photron Fastcam Nova с разрешением 1024x1024 и скоростью съемки 8 кГц, либо на фотоаппарат Nikon Z5.

Струя создавалась на выходе керамической трубки с внутренним диаметром  $d = 1$  мм, длиной 80 мм. Предположительно, при скорости истечения струи порядка  $u = 5$  м/с на срезе трубки устанавливалось течение Пуазейля с параболическим профилем скорости, за счет чего невозмущенная микроструя оставалась ламинарной на расстоянии более 100 мм от сопла. Посчитанное по диаметру трубки число Рейнольдса равно  $Re_d = 350$ . Струя возбуждалась с помощью коронного разряда переменного тока, который генерировался на конце изолированного провода диаметром 0.7 мм. Провод был установлен перпендикулярно струе в плоскости лазерного листа. Координаты коронирующего электрода относительно центра выходного сечения трубки равнялись  $x_p = 7$  мм,  $r_p = 3$  мм. Заземленный электрод был также расположен в плоскости лазерного листа на расстоянии 70 мм от оси струи таким образом, чтобы ось разрядного промежутка была перпендикулярна струе.

Напряжение создавалось резонансным трансформатором, питаемым полумостовым инвертором. Изменение амплитуды осуществлялось регулировкой напряжения питания при резонансной частоте контура около 85 кГц. Напряжение на острие модулировалось по синусоиде в диапазоне частот до 3 кГц с помощью генератора импульсов произвольной формы. Диапазон величины воздействия был выбран эмпирически в диапазоне



**Рисунок 2.** Фотографии невозмущенной (а) и возмущенной (б) струи.

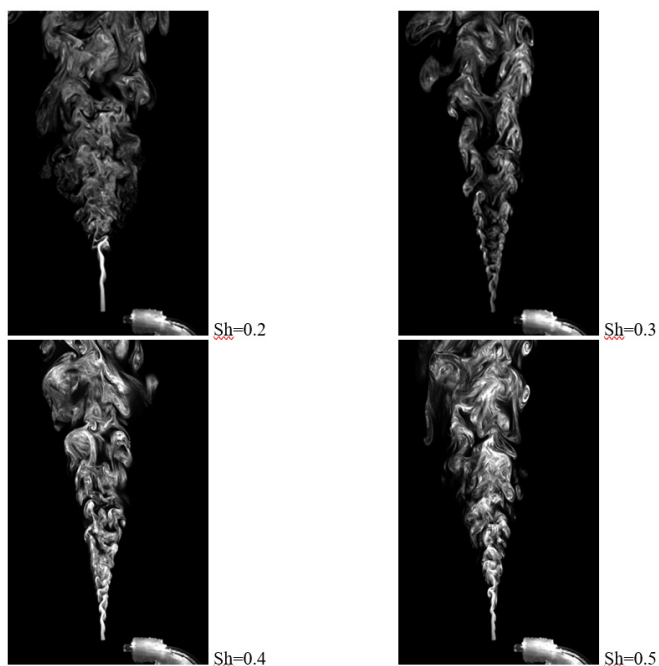
напряжений  $U = 3\text{--}4.8$  кВ. Минимальное напряжение соответствовало ситуации, когда возмущений на струе в видимой области не наблюдалось, максимальное — отклонению струи от оси сопла.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ВИЗУАЛИЗАЦИИ

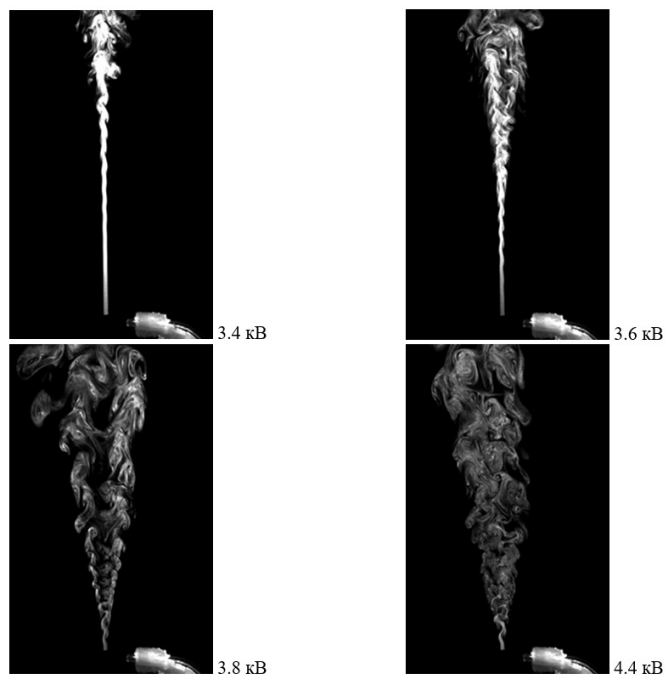
Структура течения в исходной и возбужденной струе при максимальной амплитуде воздействия показана на рисунке 2(а, б). Можно видеть, что периодическое локализованное возбуждение струи коронным разрядом приводит к формированию в начальной области синусоидального изгиба канала, а затем к ламинарно-турбулентному переходу. Видно, что периодическое воздействие ионного ветра от разряда на струю работает подобно акустическому возбуждению, несмотря на свою пространственную локализацию. Также как и при акустическом воздействии, на начальном этапе развивается синусоидальная неустойчивость, которая затем сменяется бифуркацией и последующей эволюцией вихрей.

В экспериментах варьировались частота и амплитуда воздействия коронного разряда на микрострую воздуха при постоянной скорости потока 5.3 м/с для данного положения острия электрода относительно сопла. На рисунке 3 приведены фотографии струи для максимального напряжения на разряде 3.8 кВ при варьировании частоты разряда в диапазоне 1000–2500 Гц. Видно, что процесс возбуждения струи носит избирательный характер. Максимальная скорость нарастания колебаний наблюдается в диапазоне частот 1.5–2 кГц, что соответствует числам Струхала  $Sh = f/(ud) = 0.3\text{--}0.4$ , где  $f$  — частота воздействия,  $u$  — скорость и  $d$  — диаметр струи. Кроме того, видно, что собственно бифуркация струи на поздних стадиях перехода наблюдается также для указанного диапазона чисел Струхала. Вне него вихри, возникающие после распада струи, не формируют таких ярко выраженных отдельных дорожек.

На рисунке 4 приведены фотографии струи для  $Sh = 0.3$  при варьировании амплитуды воздействия в диапазоне напряжений 3.4–4.2 кВ. Видно, что до момента турбулизации/бифуркации струя под воздей-



**Рисунок 3.** Фотографии сечения струи при частоте разряда 1000–2500 Гц и амплитуде питающего напряжения 3.8 кВ.



**Рисунок 4.** Фотографии сечения струи при частоте разряда 1500 Гц ( $Sh = 0.3$ ) и  $U = 3.4$ – $4.4$  кВ.

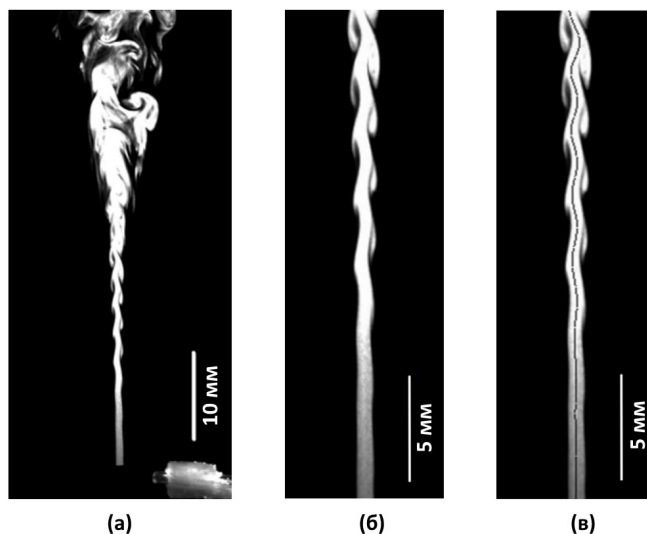
ствием разряда испытывает синусоидальную неустойчивость.

Для оценки длины волны синусоидальной моды был создан алгоритм, восстанавливающий положение центра оси струи, которое оказывается искаженным при прямом усреднении интенсивности поперек струи за счет генерации вторичных возмущений на выпуклых участках струи. Принцип действия алгоритма показан на рисунках 5(a–в) для струи при ее возбуждении на  $Sh = 0.2$  и  $U = 3.4$  кВ. На рисунке 5(б, в) показан увеличенный синусоидальный участок с наложением восстановленного при обработке положения оси струи.

График восстановленного положения оси струи на синусоидальном участке приведен на рисунке 6(a). Длина волны оценивалась исходя из спектра полученной зависимости  $y(x)$ . Как видно на рисунке 6(б), пространственная длина волны при такой обработке определяется для  $Sh = 0.2$  как 3.1 мм (3.1d).

Зависимость длины волны колебаний струи от частоты разряда приведена на рисунке 7. Видно, что длина волны падает с ростом частоты. При этом оценка скорости распространения возмущений колеблется в пределах 3.5–5 м/с, что соответствует  $(0.7-1)u$ . Следует отметить, что данные были получены на достаточно длинном участке струи, где колебания, по-видимому, достигают насыщения на нелинейной стадии. В этой области, как видно из рисунка 6(a), длина волны падает.

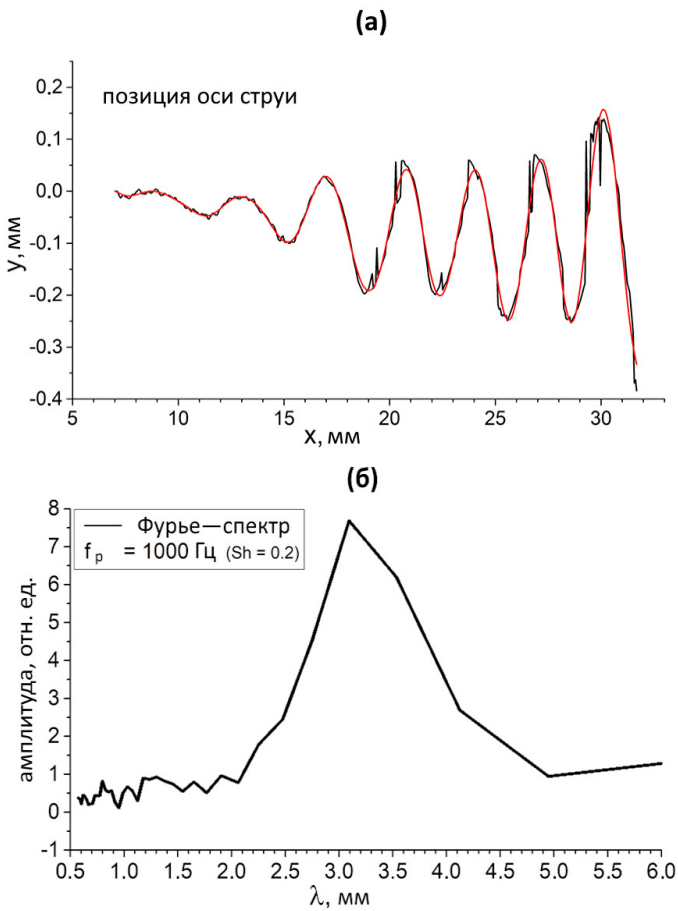
Был выполнен анализ зависимости положения точки и угла бифуркации от напряжения на разряде. На рисунке 3 видно, что положение точки перехода зависит от напряжения, питающего разряд (скорости ионного ветра). На рисунке 8 представлена зависимость расстояния между электродом и точкой ламинарно-турбулентного перехода струи от амплитуды воздействия при разных числах Струхала. Как видно, существует некоторое минимальное расстояние от электро-



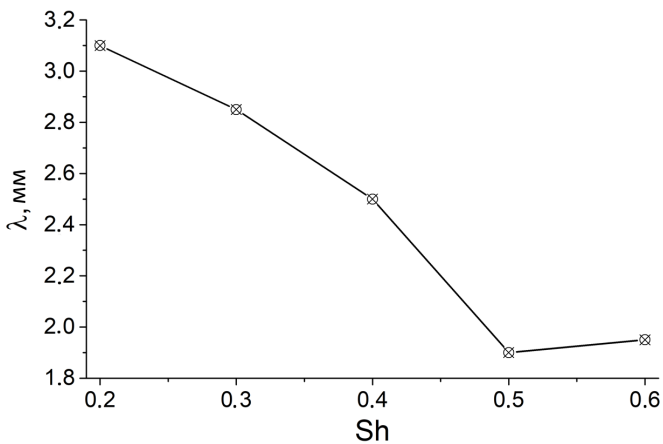
**Рисунок 5.** Фотография сечения струи при  $f = 1000$  Гц ( $Sh = 0.2$ ),  $U = 5.2$  кВ (a); синусоидальный участок (б); синусоидальный участок с наложением восстановленного положения оси струи (в).

да, необходимое для роста возмущений до уровня, при котором происходит турбулизация. Это расстояние не очень сильно зависит от частоты воздействия и составляет 1.5–2 длины волны. При этом, чем больше частота, тем больше пороговая амплитуда воздействия, при которой наблюдается переход к турбулентности. В свою очередь, угол бифуркации струи практически не зависит от амплитуды питающего напряжения и примерно равен  $25^\circ$ .

Стоит отметить, что амплитуда воздействия, использованного для возбуждения струи, была довольно велика, при этом огибающая импульса напряжения бы-



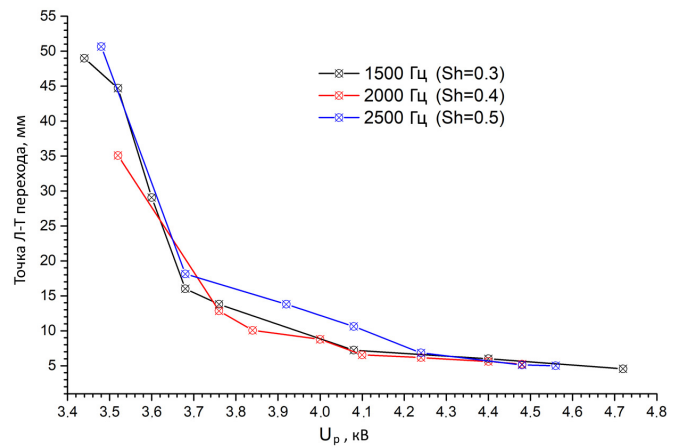
**Рисунок 6.** Восстановленное положение оси струи с фильтрацией выбросов при ошибках алгоритма (а), Фурье спектр колебаний оси струи на синусоидальном участке (б).



**Рисунок 7.** Зависимость пространственной длины волны колебаний струи от частоты разряда.

ла не синусоидальной, а амплитуда ионного ветра — тем более. При низких частотах (менее 500 Гц) наблюдается возбуждение струи высокочастотными гармониками на фронте импульса напряжения.

Такое возбуждение позволяет сделать предположение о механизме бифуркации струи (см. рисунок 9). Можно видеть, что на переднем фронте импульса рождается изгиб струи, из которого затем формируется вих-



**Рисунок 8.** Зависимость положения ламинарно-турбулентного перехода от амплитуды воздействия при разных частотах.

ревое кольцо. Предположительно, формирование вихревого кольца происходит в результате перезамыкания вихревых нитей, образующихся на линейной стадии эволюции неустойчивости [5]. Подобные вихревые кольца наблюдаются и при непрерывном возбуждении струи (см., например, рисунок 4,  $Sh = 0.3$ ). По-видимому, именно динамика вихревых колец определяет структуру струи на турбулентном участке. Бифуркацию струи в таком случае можно интерпретировать как генерацию двух дорожек вихревых колец, которые далее движутся под определенным углом друг к другу, увлекая за собой вещество струи.

Таким образом, распад струи при плоском возбуждении не зависит от механизма возбуждения (плоская акустическая волна или локальный источник импульса), и может быть представлен в виде последовательности следующих явлений. В области воздействия (или вблизи выхода из трубки) внешнее возмущение трансформируется в собственные моды струи. Для микроструй доминирующей является первая азимутальная мода, которая и нарастает вниз по потоку. По мере увеличения амплитуды колебаний среднее течение теряет скорость, в результате чего фазовая скорость и длина волны возмущения на нелинейной стадии уменьшаются. При определенной амплитуде возмущения деформация начальных вихрей, существующих в изгибах первичной моды, приводит к формированию отдельных кольцевых вихрей. Вихревые кольца рождаются дважды за период питающего напряжения при максимальном отклонении струи от оси, формируя дорожки вихревых колец. За счет взаимодействия вихрей в подобной дорожке генерируется течение, которое в среднем соответствует разделению струи на две. Расстояние до точки ламинарно-турбулентного перехода зависит от амплитуды воздействия и инкремента нарастания возмущений, который, в свою очередь, определяется числом Струхала. При фиксированном числе Струхала угол раскрытия струи после бифуркации не зависит от питающего разряд напряжения, так как бифуркация происходит только после достижения первичной модой порогового значения. Амплитуда смещения струи от оси при этом составляет порядка 1 калибра сопла.

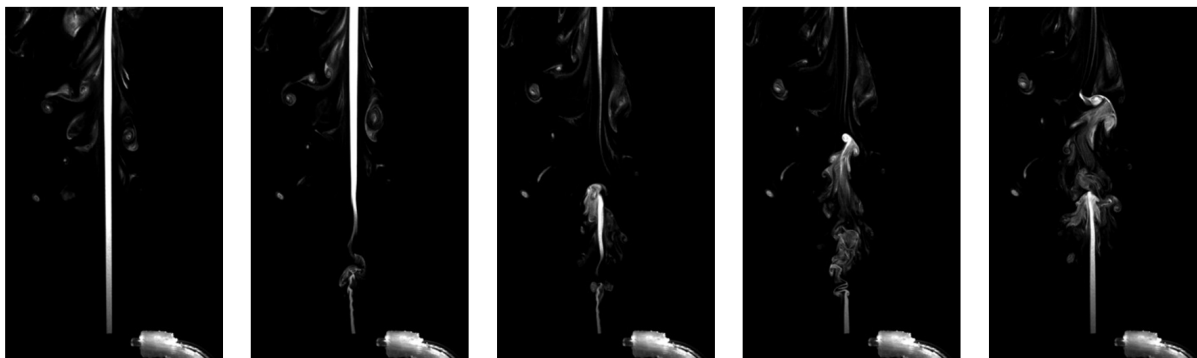


Рисунок 9. Развитие возмущения от одиночного импульса при  $U = 3.2$  кВ.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы характеристики колебаний, возникающих в воздушной струе при ее истечении из круглого сопла малого диаметра при  $Re_d = 350$ . Измерения выполнены при локализованном возбуждении струи импульсно-периодическим коронно-стримерным разрядом при числах Струхала  $Sh = 0.1-0.6$ . Показано, что возмущение струи при таком воздействии во многом аналогично возмущению при воздействии акустических волн. В частности показано, что бифуркация струи реализуется только в диапазоне чисел Струхала 0.2–0.4, вне этого диапазона течение в турбулентной области менее структурировано. Исследовано изменение параметров синусоидального возмущения струи при варьировании частоты и амплитуды разряда. Показано, что пространственная длина волны синусоидальной неустойчивости струи снижается с ростом частоты разряда. Проанализировано влияние параметров разряда на ламинарно-турбулентный переход и показано, что чем больше частота разряда, тем больше пороговая амплитуда воздействия, при которой наблюдается переход. Наконец, показано, что процесс возбуждения не связан с локализацией источника возмущений. Изменение расстояния между точкой воздействия на струю и срезом сопла в пределах 5–30 калибров струи не оказывает влияния на развитие возмущений, что говорит об отсутствии взаимодействия ионного ветра с кромкой сопла. Импульсное возбуждение струи приводит к формированию вихревого кольца на поздней стадии эволюции возмущений. Можно предположить, что данный процесс имеет место на поздних стадиях перехода при бифуркации струи и

определяет конфигурацию течения в турбулентной области.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Госзадание № 075-01129-23-00).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Batchelor G K and Gill A E 1962 *J. Fluid Mech.* **14** 529–551
2. Kambe T 1969 *Phys. Soc. Japan* **26** 566–575
3. Mollendorf J C and Gebhart B 1973 *J. Fluid Mech.* **61** 367–399
4. Shtern V and Hussain F 2003 *J. Fluid Mech.* **480** 283–309
5. Кривокорытов М С, Голуб В В, Моралев И А и Володин В В 2014 *ТВТ* **52** 450–455
6. Кривокорытов М С, Голуб В В и Моралев И А 2013 *ПЖТФ* **39** 38–44
7. Gau C, Shen C H and Wang Z B 2009 *Phys. Fluids* . **21** 092001
8. Анискин В М, Бунтин Д А, Маслов А А, Миронов С Г и Цырюльников И С 2012 *ЖТФ* **82** 17–23
9. Fomin V M, Aniskin V M, Maslov A A, Mironov S G and Tsyryul'nikov I S 2010 *Dokl. Phys.* **55** 419–422
10. Козлов В В, Грек Г Р, Литвиненко Ю А, Козлов Г В и Литвиненко М В 2010 *Вестник НГУ. Серия: Физика* **5** 28–42
11. Козлов Г В, Грек Г Р, Сорокин А М и Литвиненко Ю А 2008 *Теплофизика и аэромеханика* **15** 59–73
12. Vankova O S and Yakovenko S N 2023 *Plasma Sources Sci. Technol.* **03002** 3–8

# Процессы атмосферного электричества

Б. М. Смирнов

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва  
125412, Россия

E-mail: bsmirnov@gmail.com

Статья поступила в редакцию 14 декабря 2023 г.

**Аннотация.** Представлена физическая картина формирования атмосферного электричества, которая начинается с созданной столетие назад концепции глобальной электрической цепи. Основное внимание в электрическом балансе Земли уделяется ее зарядке, которая формируется в кучевых облаках и осуществляется в результате движения заряженных микрокапель воды под действием гравитационного поля Земли. Образование микрокапель воды в перенасыщенном водяном паре происходит одновременно с зарядкой микрокапель, которые неравномерно распределены в пространстве и заряжаются при прохождении через зону ионизации, образуемой в области прохождения ядерной реакции с участием космической частицы и ядра азота или кислорода. Приведены численные параметры для рассматриваемых электрических свойств и процессов.  
<https://doi.org/10.33849/2023402>

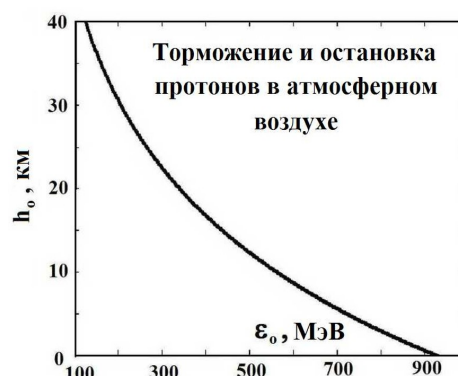
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Атмосферное электричество представляет собой глобальное атмосферное явление, протекающее в тропосфере и ответственное за электрическую зарядку и разрядку Земли. В результате этих процессов Земля заряжена отрицательно. Исследование атмосферного электричества шаг за шагом проводится в течение нескольких столетий. Проводимый анализ стартует с начала XIX века, когда была сформулирована концепция “глобальной электрической цепи” [1–4], составляющая основу современного понимания природы атмосферного электричества. Это было связано с обнаружением ионов в атмосфере и выполненными в связи с этим измерениями. В соответствии с недавно открытой радиоактивностью предполагалось, что источником ионов в атмосфере является радиоактивность материалов, находящихся на поверхности Земли.

Эта концепция подверглась сомнению после измерения зависимости плотности ионов от высоты над поверхностью Земли, проведенное на Эйфелевой башне [5]. Существенное изменение в понимании этой проблемы стало результатом измерений Хесса [6], австрийского ученого и летчика. Поместив электроскоп в воздушный шар и измерив зависимость степени ионизации атмосферы от высоты до высот около 5 км, он обнаружил, что, начиная с высоты в нескольких сотен метров, степень ионизации воздуха увеличивается и значительно превышает ее значение у поверхности Земли.

Это привело к открытию космических лучей, которые привели к созданию и развитию новых областей физики, включая физику высоких энергий и элементарных частиц. Космические лучи в основном содержат протоны, а Земля действует на них как магнитный дипольный диполь, предотвращающий проникновение заряженных частиц ограниченной энергии в атмосферу. В частности, пороговая энергия протонов, носящая название магнитной жесткости, вблизи экватора равна 14 МэВ [7], а вблизи полюсов — нулю.

Однако, чем выше энергия протонов, падающих на поверхность Земли извне, тем слабее они взаимодействуют с атмосферным воздухом. На рисунке 1 дается зависимость высоты, на которой останавливается поток быстрых протонов, движущихся перпендикулярно к поверхности Земли, что соответствует малому телесному

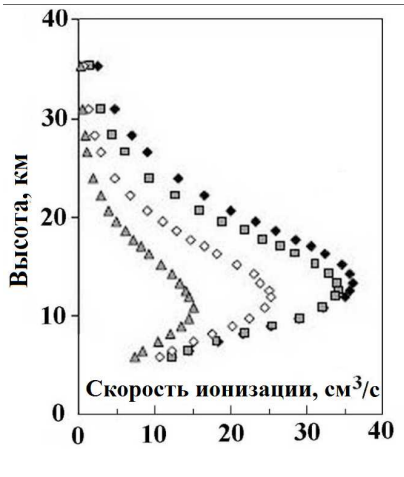


**Рисунок 1.** Высота  $h_0$  над поверхностью Земли, на которой останавливаются быстрые протоны указанной энергии при движении перпендикулярно к поверхности Земли.

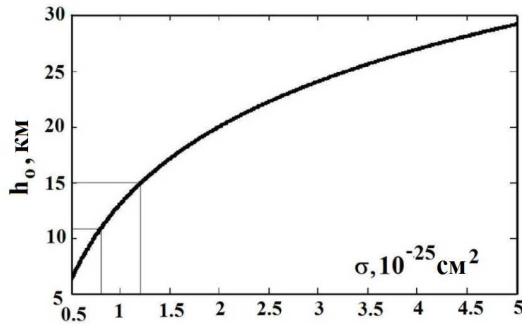
углу, под которым видна Земля из области формирования пучка протонов. Эта высота рассчитана на основании теории Ландау–Лифшица [8] для нерелятивистских протонов, где связанные электроны в молекулах азота и кислорода рассматриваются как свободные неподвижные электроны. Эта теория справедлива, если скорость связанных внутренних электронов мала по сравнению со скоростью налетающих протонов.

На рисунке 2 [9, 10] представлены зависимости скорости ионизации атмосферного воздуха космическими лучами от высоты атмосферы. Эти зависимости получены на станциях, долготы которых отвечает определенному значению магнитной жесткости  $R_c$ . Как видно, максимальная ионизация соответствует высотам 11–15 км. Из сравнения данных рисунка 1 и рисунка 2 следует, что ионизация атмосферного воздуха космическими лучами не является результатом ионизации атмосферного воздуха налетающими космическими частицами, поскольку в этом случае скорость ионизации монотонно зависит от высоты. Согласно этим рисункам налетающие космические частицы участвуют в ядерной реакции с ядрами молекул воздуха [11, 12].

На рисунке 3 представлена зависимость высоты, на которой происходит максимальная ионизация атмосферного воздуха, от сечения ядерной реакции. Выделена область, соответствующая наблюдаемому максимуму



**Рисунок 2.** Зависимость скорости ионизации атмосферного воздуха космическими лучами от высоты при различной жесткости магнитного поля  $R_c$  [9, 10]. Их значения следующие: черный ромб —  $R_c = 0 - 0.6$  ГэВ, квадрат —  $R_c = 2.5$  ГэВ, светлый ромб —  $R_c = 6$  ГэВ, треугольник —  $R_c = 13$  ГэВ.

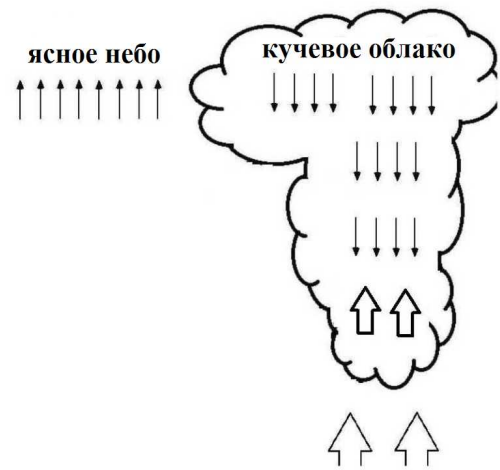


**Рисунок 3.** Зависимость высоты  $h_0$ , на которой происходит максимальная ионизация воздуха космическими частицами от сечения ядерной реакции  $\sigma$ .

скорости ионизации атмосферного воздуха, где сечение ядерного процесса близко к площади поперечника ядра азота. В результате ядерной реакции образуется каскад элементарных частиц (фотоны, электроны, нуклоны, мезоны) с МэВ-ными энергиями, которые приводят к ионизации атмосферного воздуха в небольшой области пространства.

Представленные результаты показывают характер ионизации атмосферы космическими лучами. Образующиеся ионы ответственны за электрические процессы в атмосфере. Концепция глобальной электрической цепи на современном языке отражена на рисунке 4. Земля заряжена отрицательно, и разрядка Земли осуществляется в результате дрейфа положительных и отрицательных ионов под действием электрического поля Земли. Зарядка Земли является более сложным процессом и протекает в кучевых облаках.

Целью данной работы является построение физической картины атмосферного электричества, основу которой составляет концепция глобальной электрической цепи с учетом их последующего анализа [13–19] и результатами последующих измерений.



**Рисунок 4.** Два типа атмосферных областей в зависимости от характера электрических токов через атмосферу. Разрядка Земли происходит в областях ясного неба, которые занимают основную часть атмосферы над земной поверхностью. Процесс зарядки обеспечивают предгрозовые кучевые облака. Тонкие стрелки характеризуют дрейф отрицательно заряженных микрокапель воды, а широкие стрелки указывают дрейф влажного теплого воздуха.

## 2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АТМОСФЕРЕ ЯСНОГО НЕБА

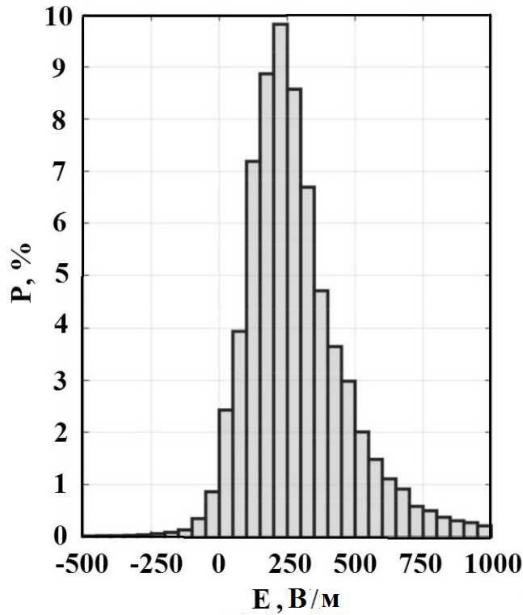
Разделяя атмосферу на две части, ответственные за зарядку и разрядку атмосферы, отметим, что представление о характере процессов в атмосфере ясного неба, где происходит разрядка атмосферы, принципиально не изменилось за последнее столетие, т.е. со времени создания концепции глобальной электрической цепи.

Согласно измерениям [20] средняя плотность тока в атмосфере ясного неба составляет  $i_l = 2.4$  пА/м<sup>2</sup> над сушей и  $i_{oc} = 3.7$  пА/м<sup>2</sup> над океанами. Отсюда, предполагая, что атмосфера ясного неба покрывает всю поверхность Земли, получим для полного тока разрядки

$$I_d = Si = S[\alpha i_l + (1 - \alpha)i_{oc}] \approx 1700 \text{ A}, \quad (1)$$

в соответствии с [17]. Здесь  $S = 5.1 \cdot 10^{14}$  м<sup>2</sup> — площадь поверхности Земли,  $\alpha = 0.29$  — часть поверхности Земли, покрытая сушей. В силу электрического равновесия поверхности Земли этот ток совпадает с током зарядки Земли.

Приведем другие электрические параметры атмосферы в приповерхностной области атмосферы в соответствии с обзорами [21–23]. Напряженность электрического поля вблизи поверхности Земли составляет  $E_o = 120$  В/м, электрический потенциал верхних слоев атмосферы по отношению к поверхности Земли равен  $U = 250$  кВ, а сопротивление атмосферы —  $R_a = 230$  Ом. В дополнении к этому заряд, находящийся на поверхности Земли и обеспечивающий напряженность электрического поля  $E_o$  для приповерхностного слоя атмосферы равен  $Q = E_o R_{\oplus}^2 = 6 \cdot 10^5$  С [20, 24], где  $R_{\oplus} = 6370$  км — радиус Земли. Эта оценка подразумевает равномерное распределение заряда по поверхности Земли.



**Рисунок 5.** Доля  $P$  соответствующего интервала напряженностей электрического поля в приповерхностном слое атмосферы. Усреднение относится к Томской области и измерениям в 2006–2020 годах [25].

Эти значения являются оценками для рассматриваемых параметров приповерхностного слоя атмосферы. В частности, на рисунке 5 приводится распределение по значениям напряженности электрического поля вблизи поверхности Земли, усредненных по заметной части Западной Сибири. Как видно, в этом случае средние значения напряженности электрического поля примерно вдвое превышают вышеприведенное значение.

Для того, чтобы понять, что представляют собой атмосферные ионы, в таблице 1 приводится взятая из [26] подвижность простейших ионов в азоте. При этом следует отметить разнообразие ионов, которые образуются в атмосфере, в зависимости от находящихся в них примесей. В соответствии с данными таблицы 1 среднее значение подвижности ионов в нижней атмосфере, которые мы будем использовать далее, составляет  $K = 2 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

Далее мы оценим типичное значение плотности ионов  $N_i$  для безоблачной тропосферы на основании уравнения баланса ионов, которое имеет вид

$$\frac{dN_i}{dt} = M - \alpha N_i^2. \quad (2)$$

Примем в качестве параметров этого уравнения среднюю скорость образования ионов под действием космических лучей, равную  $M = 20 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  в соответствии с рисунком 2, а значение коэффициента рекомбинации равным  $\alpha = 1 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ . Получим для типичной плотности ионов  $N_i = 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  и типичного времени жизни ионов или времени пребывания в атмосфере  $\tau_r = 1/(N_i\alpha) = 4 \text{ мин}$ . За время своего пребывания ион проходит путь около 5 м. Отсюда следует, что ионы находятся только в области, где происходит

**Таблица 1.** Подвижности  $K$  указанных отрицательных и положительных ионов в азоте относятся к нормальным условиям, при которых температура азота равна  $T = 273 \text{ К}$ , а давление азота составляет 1 атм). Это соответствует плотности молекул азота  $N = 2.69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Ион	$K, \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
$\text{NO}_2^-$	2.5
$\text{NO}_3^-$	2.3
$\text{CO}_3^-$	2.4
$\text{NO}_2^- \cdot \text{H}_2\text{O}$	2.4
$\text{NO}_3^- \cdot \text{H}_2\text{O}$	2.2
$\text{CO}_3^- \cdot \text{H}_2\text{O}$	2.1
$\text{H}^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$	2.8
$\text{H}^+ \cdot (\text{H}_2\text{O})_2$	2.3
$\text{H}^+ \cdot (\text{H}_2\text{O})_3$	2.1

ионизация атмосферного воздуха под действием космических лучей.

Оценим вклад ионизации атмосферного воздуха под действием космических лучей в энергетический баланс Земли. Примем согласно [27] число актов ионизации атмосферы космическими лучами, приходящимися на единицу площади поверхности Земли, равной  $4.5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Принимая энергию, затрачиваемую на образование одной ионной пары, равной 30 эВ в соответствии с практикой физики газового разряда, получим полную мощность  $\sim 10^9 \text{ Вт}$ , которая тратится на наблюдаемую ионизацию атмосферы. Для сравнения полная мощность современной индустрии составляет примерно  $2 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$ , а мощность солнечного излучения, проникающего в атмосферу Земли, составляет  $2 \cdot 10^{17} \text{ Вт}$ . Отсюда следует, что ионизация атмосферы космическими лучами не отражается на энергетическом балансе Земли, но определяет происходящие в ее атмосфере электрические явления.

Давайте обратим внимание на следующий факт. Концепция глобальной электрической цепи изначально включала в себя как процессы зарядки, так и разрядки Земли. Выше представлена только часть этой концепции, относящаяся к процессам разрядки Земли, поскольку она принципиально не изменилась с момента создания концепции. Что касается зарядки Земли, то в первоначальном варианте концепции глобальной электрической цепи предполагалось, что процессы электрической зарядки и разрядки Земли пространственно не разделены, в отличие от рисунка 4. Поскольку современный взгляд на природу зарядки Земли отличается от первоначального, мы не рассматриваем его в рамках концепции глобальной электрической цепи.

### 3. ЗАРЯДКА МИКРОКАПЕЛЬ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Зарядка Земли является слабым местом концепции глобальной электрической цепи. Утверждается, что перенос отрицательного заряда из атмосферы на поверхность Земли осуществляется молниями. Но для реализации молнии необходимо создание электрического потенциала между соответствующим слоем атмосферы и поверхностью Земли. А для этого недостаточно создать



положительные и отрицательные ионы в атмосфере путем ионизации атмосферного воздуха космическими лучами. Необходимо разделить эти заряды.

Для этой цели необходимо направить заряды против поля, что означает существование другого поля, отличного от электричества. На пути этих рассуждений [15], учитывая реальные свойства атмосферы, можно прийти к выводу, что эту роль могут исполнять заряженные капли воды. Тем самым зарождение атмосферного электричества происходит в облаках, которые состоят из капель воды микронных размеров. Более того, согласно измерениям (в разное время и разными коллективами) в кучевых облаках, которые ответственны за генерацию молний, в наиболее плотных их частях, типичный радиус микрокапель составляет  $r = 8$  мкм, а их плотность равна  $N_d = 10^3 \text{ см}^{-3}$  [12].

Отметим, что микрокапли могут существовать только в атмосфере, содержащей пересыщенный водяной пар. Среднее значение влажности в атмосфере равно примерно 80% и уменьшается по мере роста высоты атмосферы. Поэтому насыщенный и перенасыщенный пар, в котором избыток влаги переходит в дисперсную фазу, является отклонением от равновесия, и в конденсированной фазе находится малая часть атмосферного водяного пара. Оценка дает, что конденсированная фаза, которая содержится в облаках, включает порядка 1% атмосферной воды. К сожалению, более детальные исследования по этой проблеме в виде международных программ отсутствуют.

Природа зарядки микрокапель воды в атмосферном воздухе, как и в любой плазме с дисперсной фазой [28], связана с характером прилипания отрицательно и положительно заряженных молекулярных ионов, находящихся в плазме. Пусть подвижность отрицательных ионов  $K_-$  больше, чем у положительных ионов  $K_+$ . Тогда ион приобретает отрицательный заряд  $-Ze$ , который уравнивает токи отрицательных и положительных ионов на поверхность частицы. Если этот процесс не влияет на параметры плазмы, в которой протекает процесс, заряд частицы  $Z$  дается выражением [28]

$$Z = \frac{rT}{e^2} \ln \left( \frac{K_- N_-}{K_+ N_+} \right). \quad (3)$$

Здесь  $r$  — радиус капли,  $T$  — температура газа, выраженная в энергетических единицах,  $e$  — заряд электрона или однозарядного иона,  $K_-$ ,  $K_+$  — подвижность отрицательного и положительного иона в атмосферном воздухе,  $N_-$ ,  $N_+$  — плотность отрицательных и положительных ионов.

Сорт ионов в атмосферном воздухе зависит от внешних условий и примесей к атмосферному воздуху. Соответственно, отношение подвижности отрицательных ионов  $K_-$  к подвижности положительных ионов  $K_+$  определяется конкретными условиями в атмосфере. В таблице 2 приведены результаты измерения рассматриваемых величин при разных условиях в атмосфере. Статистическое среднее значение отношения подвижностей, полученное на основании данных таблицы 2, составляет  $K_-/K_+ = 1.24 \pm 0.09$ . Это значение будет использовано ниже при анализе зарядки микрокапель

**Таблица 2.** Подвижности отрицательных  $K_-$  и положительных  $K_+$  ионов, измеренные в реальной атмосфере и выраженные в единицах  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , относятся к нормальным условиям, что соответствует плотности молекул воздуха  $N = 2.69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а также отношение этих подвижностей.

Источник	$K_-$	$K_+$	$K_-/K_+$
[29]	1.5	1.9	1.27
[30]	1.3	1.6	1.23
[31]	1.36	1.153	1.12
[32]	1.78	2.38	1.34

в кучевом облаке, т.е. в атмосфере, содержащей микрокапли воды.

На основании формулы (3) при характерном размере микрокапель воды  $r = 8$  мкм получим для заряда микрокапли  $Z \approx 30$ , при условии, что прилипание ионов к микрокаплям не влияет на состояние атмосферной плазмы, т.е.  $N_- = N_+$ . Кроме того, имеем для плотности тока на поверхность Земли в результате падения микрокапель  $i = Zev_d N_d \approx 40 \text{ pA/m}^2$ , что превышает типичную плотность тока разрядки в атмосфере ясного неба примерно на порядок величины. Поэтому суммарная площадь поверхности Земли под кучевыми облаками примерно на порядок величины меньше, чем под атмосферой ясного неба.

Однако, при типичных скоростях ионизации атмосферного воздуха под действием космических лучей прилипание ионов к микрокаплям существенно влияет на плотности ионов в воздухе. В частности, при равновесных условиях в случае типичной максимальной удельной скорости ионизации атмосферного воздуха  $M = 20 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  имеем следующие значения параметров атмосферной плазмы при указанных выше типичных параметрах микрокапель:  $N_- = 33 \text{ см}^{-3}$ ,  $N_+ = 44 \text{ см}^{-3}$ ,  $Z = 0.01$  [33]. Как видно, наблюдаемые токи зарядки атмосферы противоречат полученным результатам в равновесной атмосферной плазме.

Можно оправдать измеренные значения атмосферных токов, если предположить, что зарядка происходит на первой стадии ионизации атмосферы. Тогда столкновения вторичных частиц, образованных в результате ядерной реакции с участием космической частицы, и молекул воздуха приводит к образованию зоны ионизации размера (1–10) см, которая далее расширяется за секунды и минуты, и плотность ионов в них падает. Попадание в этот момент микрокапель приводит к их зарядке, и далее в результате падения микрокапли выходят за пределы зоны повышенной ионизации. Однако, для оправдания измеряемых токов зарядки необходимо дополнительно, чтобы микрокапли были распределены неравномерно в пространстве, что возможно, если облака содержат струи воздуха, содержащего микрокапли. Тогда положительный заряд приобретают микрокапли малых размеров [33].

Отметим, что рассмотренная система, состоящая из насыщенного пара воды и микрокапель, является неравновесной, так что рост микрокапель ведет к формированию дождя с миллиметровыми размерами образующихся капель. Этот процесс происходит за времена порядка



минут для нейтральных капель, что мало по сравнению с характерным временем жизни кучевого облака, составляющего часы. Одноименная зарядка микрокапель существенно увеличивает их время роста [34].

#### 4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРЕДГРОЗОВУЮ ПОГОДУ

Поскольку процессы зарядки Земли связаны с микрокаплями воды, которые переносят заряд на поверхность Земли, кучевые облака, где в основном происходит этот перенос, характеризуются повышенным содержанием воды. Это происходит в областях с восходящими потоками воздуха, пример которого представлен на рисунке 6. Влажный воздух, находящийся в струях восходящего потока, поднимается вверх, где он смешивается с холодным воздухом, и при конденсации избытка пересыщенного водяного пара образуются микрокапли воды, которые заражаются в процессе роста и далее определяют ток зарядки Земли.



**Рисунок 6.** Структура развитого кучевого облака, поддерживаемого восходящим потоком [35].

Как видно, электрические процессы в атмосфере связаны с атмосферной водой, так что электрический ток в атмосфере является вторичным явлением по отношению к циркуляции воды в атмосфере. Циркуляция воды в атмосфере включает в себя процесс испарения воды с поверхности Земли и возвращение воды обратно, в основном в виде осадков, дождя или снега, и в меньшей степени в виде свободных молекул воды. Очевидно, характеристикой этого процесса является отношение тока зарядки или разрядки Земли  $I = 1700\text{A}$  к полной массе испаренной воды в единицу времени, которое, согласно измерениям, составляет  $M_w = 1.4 \cdot 10^{13}$  г/с. Соответственно отношение переносимого на поверхность Земли заряда к переносимой в результате циркуляции массы воды равно для реальной атмосферы

$$\xi_a = \frac{q}{M_w} \approx 1 \cdot 10^{-10} \text{C/g}. \quad (4)$$

Для типичных параметров заряженных капель, образуемых на стадии их формирования ( $r = 8$  мкм,  $Z = 30$ ), это отношение  $\xi_{cl}$  равно

$$\xi_{cl} \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{C/g}. \quad (5)$$

Как видно, реальные параметры атмосферы могут быть объяснены за счет переноса заряда микрокаплями с указанными параметрами, если кучевые облака занимают 5% площади над поверхностью Земли.

Имеются два канала перехода заряда, содержащегося на нижней части кучевого облака, на поверхность Земли. В первом случае, который отвечает холодной погоде, заряженные микрокапли достигают Земли и передают ей свой заряд. В другом случае, который зафиксирован в концепции глобальной электрической цепи, переход заряда с нижнего края кучевого облака на поверхность Земли происходит посредством молний [36]. В этом случае микрокапли воды теряют свой заряд в нижних теплых слоях атмосферы, что вызывает образование канала молнии. Далее определим, какой вклад дают молнии в зарядку поверхности Земли.

Согласно спутниковым измерениям суммарно по всему земному шару происходит 50–60 вспышек молний в секунду [37–39], поскольку эти вспышки могут быть зафиксированы на большом расстоянии от молнии. Эти вспышки могут быть связаны с тремя типами молний, которые распространяются внутри одного облака, между облаками, а также между облаком и землей, причем только последний тип молнии ведет к зарядке Земли. При этом последний случай включает приблизительно 25% от общего количества вспышек молнии [39].

К этому добавим, что ток отрицательного заряда за счет молний в  $3.2 \pm 1.2$  раза больше, чем ток положительного заряда [40]. Будем считать в соответствии с измерениями [41], что каждая вспышка средней молнии соответствует переносу заряда, равному (4–5) Кл. Учитывая все указанные факторы, имеем, что ток отрицательного заряда на поверхность Земли за счет молний составляет  $(70 \pm 20)\text{A}$ . Сравнивая эту величину с полным током отрицательного заряда на поверхность Земли  $I = 1700\text{A}$ , находим, что зарядка поверхности Земли происходит в основном в результате падения на нее заряженных микрокапель и льдинок. При этом, согласно наблюдениям, примерно 70% молний относятся к тропической части суши [39]. Таким образом, распределение молний по земному шару неоднородно.

Рассмотрим типичные параметры созревающего кучевого облака после того, как в нем образовались заряженные микрокапли воды с указанными типичными параметрами ( $r = 8$  мкм,  $Z = 30$ ), что происходит за времена порядка минут. Эти микрокапли находятся в насыщенном водяном паре кучевых облаков, который поддерживается восходящими потоками воздуха. Считая микрокапли заряженными отрицательно, получаем, что их падение приводит к разделению отрицательного и положительного заряда в кучевом облаке и созданию электрического поля внутри него. Будем ориентироваться на типичную напряженность электрического поля в предгрозовой атмосфере кучевых облаков, равную  $E_o = 300$  В/см [42–44], и на основе этого оценим другие электрические параметры предгрозового кучевого облака.

Электрический потенциал  $U$  предгрозовых облаков составляет 20–100 МВ [45] и позволяет оценить вертикальный размер  $H$  кучевого облака, где имеет место разделение зарядов, как

$$H \sim \frac{U}{E_0} \sim (1 - 3) \text{ km}. \quad (6)$$

На основании этих параметров определим разность плотностей отрицательных и положительных ионов  $\Delta N_i$  в области разделения заряда. Из уравнения Пуассона следует

$$\Delta N_i \sim \frac{E_0}{4\pi e H} \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}. \quad (7)$$

Эта плотность заряда мала по сравнению с зарядом капель. Отсюда следует, что разделение зарядов мало по сравнению с зарядом микрокапель.

Оценим горизонтальный размер облака, основываясь на параметрах молнии, которые вызывают эту молнию. Имеем для плотности заряда  $\sigma$ , создающего электрическое поле внутри облака

$$\sigma = \frac{E_0}{4\pi} \approx 2 \cdot 10^9 \frac{e}{\text{cm}^2} \approx 3 \text{ C/km}^2. \quad (8)$$

Принимая заряд, переносимый молнией средней интенсивности, равным  $Q \approx 25 \text{ Кл}$  [41], оценим средний горизонтальный размер кучевого облака  $L$  как

$$L \sim \left( \frac{Q}{\sigma} \right)^{1/2} \sim 10 \text{ km}. \quad (9)$$

Отметим, что минимальный размер кучевого облака, в котором может возникнуть молния, составляет  $l \approx 3 \text{ км}$  [45]. Кроме того, типичное расстояние нижнего края облака от поверхности Земли составляет 1–2 км, тогда как высота верхнего края облака достигает 15 км [39].

Еще один измеряемый параметр кучевых облаков — их дипольный момент  $D = QH$  оценивается как  $D \approx 50 \text{ Кл}\cdot\text{км}$  на основании полученных выше оценок. Из измерений следует, что эта величина находится в пределах 20–100 Кл·км [45] или 30–600 Кл·км [30]. Как видно, полученные выше оценки для параметров кучевого облака соответствуют нижнему пределу для этих измерений.

Чтобы обеспечить разделение заряда, отвечающее предгрозовому кучевому облаку, необходимо, чтобы часть заряженных микрокапель двигалась к поверхности Земли со скоростью, превышающей 1 км/час или 30 см/с. Это соответствует радиусу микрокапли  $r = 50 \text{ мкм}$ . Микрокапли этого размера вносят вклад в несколько процентов в ток зарядки Земли.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ позволяет построить физическую картину процессов атмосферного электричества с численными значениями отвечающей ей параметров. Часть этих параметров следует из измерений для типичных условий атмосферного электричества. На основе этого определяются и другие численные параметры атмосферного электричества. Отметим, что большинство использованных параметров получено десятки лет

назад, когда проблема атмосферного электричества изучалась в связи с полетами самолетов. В настоящее время практически отсутствует поступление новой информации по измерениям атмосферного электричества.

Рассмотрим характер процессов атмосферного электричества, которые происходят в кучевых облаках, содержащих основную массу конденсированной воды, и приводят к зарядке Земли. Действие восходящего потока, который перемешивает влажный приземной воздух с холодным воздухом высоких слоев атмосферы, приводит к созданию пересыщенного водяного пара в атмосфере, так что избыток водяного пара превращается в микрокапли воды. Они существуют только в насыщенном водяном паре, поскольку в ненасыщенном паре микрокапли воды испаряются менее чем за секунду. Далее микрокапли воды растут, и если они нейтральные, то при типичных условиях их рост до капель дождя происходит за десятки минут.

Поскольку время жизни кучевого облака составляет часы, отсюда следует, что рост микрокапель происходит одновременно с их ростом. Заряд микрокапель воды ограничивает их рост, однако этот заряд слишком мал, если он происходит в основном объеме кучевого облака с низкой плотностью молекулярных ионов. Ионизация атмосферного воздуха космическими лучами, в основном быстрыми протонами и нейтронами, является результатом ядерной реакции с участием космических лучей и ядер молекул воздуха под действием вторичных частиц этой реакции. Поэтому зона ионизации занимает сначала малый объем, где находятся молекулярные ионы с высокой плотностью. Далее эта зона ионизации расширяется, а плотность ионов в нем падает.

Зарядка микрокапель воды происходит в результате прохождения микрокапель через зону ионизации, пока плотность молекулярных ионов достаточно велика. Наблюдаемое разделение положительного и отрицательного зарядов в кучевых облаках происходит в случае неоднородного распределения микрокапель воды на этой стадии развития кучевого облака, т.е. микрокапли содержатся в облаке в виде отдельных сгустков или вихрей. При попадании в зону ионизации, микрокапли воды быстро приобретают равновесный заряд и затем под действием своего веса выпадают из зоны ионизации. Оставшийся в этой зоне нескомпенсированный положительный заряд связывается с микрокаплями малых размеров, и поскольку скорость падения микрокапель в сторону поверхности Земли пропорциональна квадрату их радиуса, то в последующем происходит разделение положительного и отрицательного заряда. Отметим, что это невозможно в случае однородного распределения микрокапель в пространстве.

Эта стадия развития атмосферного электричества происходит за несколько минут. Следующая стадия созревания облаков отвечает дрейфу заряженных микрокапель к поверхности в результате их падения в гравитационном поле Земли. Поскольку скорости отрицательно и положительно заряженных микрокапель разные, это создает электрический ток зарядки, направленный на поверхность Земли. Кроме того, под действием восходящего потока, содержащего влагу, микрокапли растут и создают электрическое поле в слое толщиной в несколько километров.

В конечном итоге зарядка Земли происходит по двум каналам. В случае холодной погоды заряженные капли воды достигают поверхность Земли и передают ей свой заряд. В теплую погоду при достижении теплых слоев капли воды теряют заряд, который переходит в атмосферу в виде молекулярных ионов. Как результат, проводимость слоя повышается на несколько порядков величины, что способствует созданию проводящего канала молнии, по которому переносится заряд на поверхность Земли. Вклад молний в полный ток зарядки Земли составляет несколько процентов. Представленная физическая картина процессов атмосферного электричества, основанная на измеренных параметрах, подтверждается численными параметрами процессов [34].

В заключение отметим характер атмосферного электричества, отражающий требования к существованию этого явления. Земля заряжена отрицательно, а тропосфера содержит молекулярные ионы, образованные ионизацией тропосферного воздуха космическими лучами. Очевидно, действие электрического поля Земли на ионы создает электрический ток, приводящий к ее разрядке. Поэтому для поддержания заряда Земли необходимо существование другого поля, которое направляет отрицательные ионы против электрического поля Земли. Очевидно, таким полем является гравитационное поле Земли, а переносчиками электрического заряда на поверхность Земли являются находящиеся в тропосфере капли воды.

Далее, наблюдаемая плотность молекулярных ионов в атмосфере не обеспечивает наблюдаемый ток зарядки Земли. Чтобы его достигнуть, необходимо провести зарядку в области атмосферной плазмы с более высокой плотностью молекулярных ионов, которая образуется под действием вторичных частиц ядерной реакции космических частиц (быстрых протонов и нейтронов) и ядер азота и кислорода. Когда сгусток или вихрь воздуха с микрокаплями воды попадают в эту зону с высокой плотностью молекулярных ионов, микрокапли больших размеров заряжаются отрицательно и выпадают из нее, а остающиеся там малые микрокапли заряжаются положительно. Далее разделение заряда происходит за счет разной скорости падения отрицательно и положительно заряженных капель. Однако, это не происходит при однородном распределении микрокапель в облаке, поскольку в этом случае на смену выпадающим из зоны высокой ионизации большим каплям приходят другие, которые заряжаются положительно. В этом случае последующее разделение заряда с формированием электрического поля в тропосфере отсутствуют. Отсюда приходим к выводу, что в реальном облаке микрокапли распределены неравномерно и сопровождают потоки и вихре воздуха. Проведенный выше анализ атмосферного электричества основан на этих концепциях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Simpson G C 1906 *Mon. Weather Rev.* **34** 16
2. Wilson C T R 1921 *Philos. Trans. Roy. Soc.* **221A** 73
3. Wilson C T R 1929 *J. Franklin Inst.* **208** 1
4. URL <https://en.wikipedia.org/wiki/Global-atmospheric-electrical-circuit>
5. Wulf T 1909 *Phys. Zeitschrift* **8** 251–253
6. Hess V F 1912 *Phys. Zs.* **113** 1084
7. Bazilevskaya G A *et al* 2008 Cosmic ray induced ion production in the atmosphere *Planetary Atmospheric Electricity* ed at al F L (New York: Springer New York) pp 149–173
8. Ландау Л Д и Лифшиц Е М 1964 *Квантовая механика* (Москва: Наука)
9. Neher H V 1967 *J. Geophys. Res.* **72** 1527
10. Neher H V 1971 *J. Geophys. Res.* **76** 1637
11. Смирнов Б М 2014 *УФН* **184** 1153–1176
12. Smirnov B M 2017 *Microphysics of Atmospheric Phenomena* (Switzerland: Springer Atmospheric Series)
13. Schonland B F J 1932 *Atmospheric Electricity* (London: Methuen)
14. Chalmers J A 1949 *Atmospheric Electricity* (Oxford: Clarendon Press)
15. Френкель Я И 1949 *Теория явлений атмосферного электричества* (Ленинград: ГИТТЛ)
16. Schonland B F J 1953 *Atmospheric Electricity* (London: Methuen)
17. Israël H 1957 *Fundamentals, Conductivity (Atmospheric Electricity no 1)* (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft)
18. Israël H 1961 *Fields, Charges, Currents (Atmospheric Electricity no 2)* (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft)
19. Chalmers J A 1967 *Atmospheric Electricity* (Oxford: Pergamon Press)
20. Israël H 1973 *Atmospheric Electricity* (Jerusalem: Keter Press Binding)
21. Harrison R G 2004 *Surv. Geophys.* **25** 441
22. Williams E 2009 *Atmosp. Res.* **91** 140
23. Harrison R G, Nicoll K A and Aplin K L 2014 *J. Atm. Sol. Ter. Phys.* **119** 203
24. Moore C B and Vonnegut B 1977 *The thundercloud Lightning* ed Golde R H (New York: Academic Press) pp 51–98
25. Pustovalov K, Nagorskiy P, Oglezneva M and Smirnov S 2022 *Atmosphere* **13(4)** 614
26. Smirnov B M 2010 *Cluster Processes in Gases and Plasmas* (Berlin: Wiley)
27. Ruderman J and Chamberlain W 1975 *Planet Space Sci* **23** 247
28. Смирнов Б М 2000 *УФН* **170** 495
29. Bricard J
30. Sagalyn R C, Burke H K and Fitzgerald D R *Atmospheric electricity* (Springfield: National Technical Information Service) chapter 20 pp 1–37
31. Hörrak U *et al* 1994 *J Geophys Res* **99(D5)** 10697
32. Bennet A 2007 *Thesis. University of Reading*
33. Смирнов Б М 2023 *ЖЭТФ* **163** 873
34. Smirnov B M 2020 *Global Atmospheric Phenomena Involving Water* (Switzerland: Springer Cham)
35. URL <https://ieducations.ru/wp-content/uploads/9/b/7/9b745c4cfe325173481a3b99a02e7763.jpeg>
36. Feynman R P, Leighton R B and Sands M 1964 *The Feynman Lectures of Physics 2* (Boston: Addison-Wesley)
37. Gurnett D A *et al* 2001 *Nature* **409** 313
38. Christian H J *et al* 2003 *J Geophys Res* **108** 4005
39. URL <http://en.wikipedia.org/wiki/Distribution-of-lightning>
40. Latham J and Stromberg I M 1977 *Point-discharge Lightning* ed Golde R H (London: Academic Press) pp 99–117
41. Uman M A 1969 *Lightning* (New York: McGraw Hill)
42. Bazilevskaya G A K M B and Makhmutov V S 2000 *J Atmos Sol Ter. Phys* **62** 1577
43. Bazilevskaya G A 2000 *Space Sci Rev* **94** 25
44. Dwyer J R and Uman M 2014 *Phys Rep* **534** 147
45. K B 1977 *The earth flash Lightning* ed Golde R H (San Diego: Academic Press) p 119

# Перспективы вычислительного скрининга устойчивых к реакциям на аноде растворителей для литий-ионных аккумуляторов

М. А. Орехов

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва  
125412, Россия

E-mail: mo2411@mail.ru

Статья поступила в редакцию 7 ноября 2023 г.

**Аннотация.** Показано, что растворители, менее подверженные паразитным реакциям на аноде при протекании тока, в среднем имеют более низкую диэлектрическую проницаемость. Как следствие, в них хуже растворяются соли и чаще образуются катион-анионные пары, мешающие работе литий-ионных аккумуляторов. Это объясняет возникновение таких пар в экспериментальных работах с новыми электрохимически устойчивыми растворителями. С другой стороны, показано, что число электрохимически устойчивых молекул в химическом пространстве достаточно велико. Из 400 рассмотренных молекул из базы PubChem 40% являются электрохимически устойчивыми. Таким образом, поиск электрохимически устойчивых растворителей с высокой диэлектрической проницаемостью является актуальной задачей. <https://doi.org/10.33849/2023403>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Окислительно-восстановительные свойства растворов электролитов играют важную роль в ряде физико-химических процессов [1–4]. Одним из их важнейших приложений является разработка металл-ионных аккумуляторов нового поколения [1, 5, 6]. В таких аккумуляторах может происходить образование пассивационного слоя на поверхности электродов. Данный пассивационный слой состоит из продуктов распада молекул растворителя и электролита под действием напряжения на электроде. Он является одним из ключевых факторов старения аккумулятора и падения его емкости. Кроме того, паразитные реакции мешают использованию высокочастотных литиевых и кремниевых электродов [2, 3].

Вычислительный скрининг растворителей может позволить решить существенные проблемы, связанные с литий-ионными аккумуляторами [7–11]. В рамках такого скрининга можно подобрать растворители и электролиты, которые будут меньше подвержены паразитным электрохимическим реакциям. Важное значение имеет устойчивость как по отношению к реакции восстановления, так и к реакции окисления. Имеющиеся первопринципные модели позволяют оценивать электрохимическую устойчивость растворов электролитов [12]. Кроме того, молекулярно-динамическое моделирование позволяет оценить другие важные характеристики раствора, такие как диэлектрическая проницаемость жидкости и вязкость. Такой подход может быть особенно точным при использовании потенциалов межатомного взаимодействия на основе машинного обучения.

Направление вычислительного скрининга растворов электролитов активно развивается [1, 7, 8, 10, 11, 13–18]. Выполняются как теоретические работы, направленные на улучшение точности оценки свойств растворов, так и теоретико-экспериментальные работы, которые совмещают моделирование для поиска новых молекул и эксперимент для проверки их пригодности в метал-ионных аккумуляторах. Однако полученные растворители часто не обеспечивают высокой растворимости солей лития.

В данной работе мы рассматриваем реакцию восстановления раствора электролита на аноде. Электрохимически устойчивыми мы считаем растворители, слабо

подверженные реакции восстановления на аноде в отсутствие пассивационного слоя. Мы демонстрируем, что большинство электрохимически устойчивых растворителей имеют малую диэлектрическую проницаемость и, соответственно, плохо растворяют соли лития. Поэтому они не нашли применение в современных литий-ионных аккумуляторах. Мы также демонстрируем, что множество молекул, доступное для исследований, существенно больше уже охваченного в экспериментах, что показывает актуальность вычислительного и экспериментального скрининга данного пространства в поиске растворителей, которые являются электрохимически устойчивыми и обеспечивают высокую растворимость солей лития.

В разделе 1 приведен метод расчета, использованный в данной работе. В разделе 2 приведены результаты расчетов электрохимической устойчивости молекул. Данные расчеты приведены для молекул с известной диэлектрической проницаемостью в разделе 3.1. В разделе 3.2 обсуждается влияние диэлектрической проницаемости на растворимость и взаимосвязь результатов с имеющимися экспериментами по пассивации электродов. В разделе 3.3 проведены расчеты для 400 молекул из базы PubChem [19].

## 2. МЕТОД РАСЧЕТА

Проведены вычисления с использованием метода constrained DFT (cDFT — метод теории функционала электронной плотности с ограничением [20]) на основе подхода, предложенного в [12]. Для расчетов использовался программный пакет NWChem [21]. Использовался обменно-корреляционный функционал m05-2x [22] и базис 6-31+G\* [21]. Рассматривалась пара ион лития – молекула растворителя. К данной паре добавлялся электрон. Заряд на ионе лития фиксируется величиной +1 e. Энергия реакции восстановления вычисляется как

$$\Delta E = E_{\text{Li-mol}}(q = 1) - E(q_{\text{Li}} = +1, q_{\text{mol}} = -1), \quad (1)$$

где  $E_{\text{Li-mol}}(q = 1)$  — это энергия  $\text{Li}^{1+}$ -молекулярной пары и  $E(q_{\text{Li}} = +1, q_{\text{mol}} = -1)$  — это энергия  $\text{Li}^{+1}\text{-mol}^{-1}$  системы с зарядами, фиксированными с использованием cDFT. Все энергии получались после минимизации

ции энергии системы. Такое определение энергии системы позволило описать, насколько энергетически выгодно или невыгодно присоединение электрона к ион-молекулярной паре.

Начальная геометрия ион-молекулярных пар задавалась с использованием следующего подхода. Геометрия молекулы и частичные заряды на ее атомах определялись с использованием программного пакета LigParGen [23]. В данном программном пакете частичные заряды определяются методом 1.14\*CM1A [23]. Далее определялся атом молекулы с наиболее отрицательным зарядом. Определялись ближайшие соседи этого атома. Строился вектор по направлению от ближайших соседей к данному атому. По направлению этого вектора и на расстоянии 2 Å от данного атома помещался атом лития. Полученная конфигурация использовалась в DFT-расчетах. Дистанция в 2 Å соответствует характерному расстоянию между молекулой растворителя и ионом лития в растворе.

Значения  $\Delta E < 0$  соответствуют электрохимически устойчивым молекулам. Такие молекулы не присоединяют электрон и они не подвержены паразитным электрохимическим реакциям. Значение  $\Delta E > 0$  соответствует электрохимически неустойчивым молекулам. Такие молекулы присоединяют электрон, что запускает паразитные реакции при протекании тока через раствор. Более детальное объяснение и обоснование метода расчета приведено в [12]. Там же приведено сравнение с экспериментами по электрохимической устойчивости молекул.

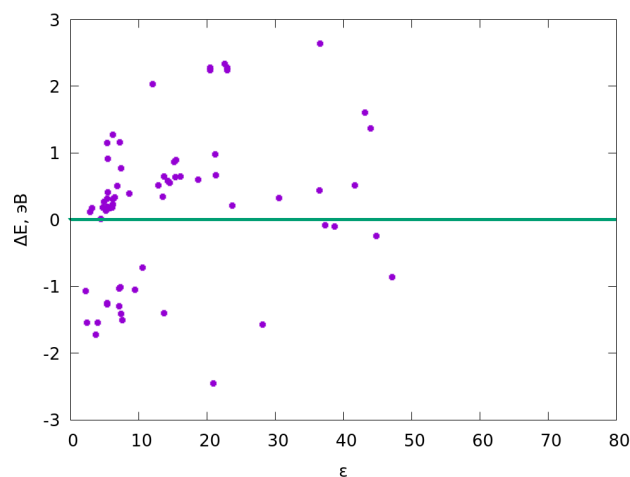
### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

#### 3.1. Жидкости с известной диэлектрической проницаемостью

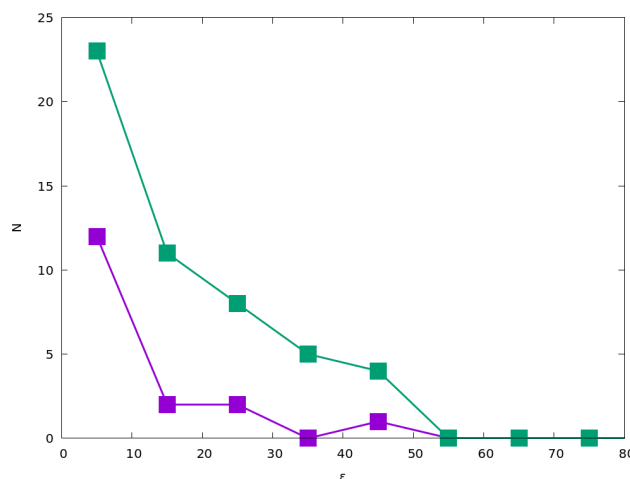
Для набора молекул, у которых известны экспериментальные значения диэлектрической проницаемости, были проведены расчеты электрохимической устойчивости молекул. Результаты расчетов приведены на рисунке 1. Точки с положительным значением энергии подвержены паразитной реакции. Точки с отрицательным значением энергии реакции (ниже зеленой линии) устойчивы к электрохимической реакции по данным cDFT-расчета.

Виден существенный разброс точек по энергии реакции и диэлектрической проницаемости, что позволяет оценить характер распределения устойчивость/растворимость. Видно, что плотность точек в области высоких значений диэлектрической проницаемости больше для электрохимически неустойчивых молекул (выше линии). С другой стороны, имеется достаточно мало молекул, которые электрохимически устойчивы и находятся в области высокой диэлектрической проницаемости.

Для более детального анализа распределение числа электрохимически устойчивых и неустойчивых молекул по диэлектрической проницаемости построены гистограммы. Результаты представлены на рисунке 2. Видно, что число электрохимически неустойчивых молекул больше числа электрохимически устойчивых при всех значениях диэлектрической проницаемости. Однако, разница между ними особенно велика именно при высокой диэлектрической проницаемости. Таким образом, большинство молекул с высокой диэлектрической



**Рисунок 1.** Значения энергии реакции присоединения электрона к ион-молекулярной паре  $\Delta E$  и диэлектрической проницаемости жидкости  $\epsilon$  для 74 молекул с экспериментально известной диэлектрической проницаемостью. Молекулы с  $\Delta E < 0$  электрохимически устойчивы и не подвержены паразитным реакциям на электроде, молекулы с  $\Delta E > 0$  электрохимически неустойчивы.



**Рисунок 2.** Фиолетовые точки — распределение числа электрохимически устойчивых ( $\Delta E < 0$ ) молекул от диэлектрической проницаемости. Зеленые точки — распределение числа электрохимически неустойчивых ( $\Delta E > 0$ ) молекул от диэлектрической проницаемости.

проницаемостью электрохимически неустойчиво. С другой стороны, вероятность обнаружения устойчивой молекулы с низкой диэлектрической проницаемостью существенно выше вероятности обнаружения устойчивой молекулы с высокой диэлектрической проницаемостью.

Фундаментальные причины существующей (слабой) корреляции между диэлектрической проницаемостью и электрохимической устойчивостью могут быть достаточно сложными. Одним из возможных объяснений может быть меньшая электрохимическая устойчивость молекул с высокой степенью поляризации. Более полярная молекула имеет атомы с большим отрицательным и большим положительным зарядом. Дополнительному электрону более энергетически выгодно локали-

зоваться рядом с атомом с положительным зарядом. Такая локализация дополнительного электрона на атоме с положительным зарядом наблюдается, например, в этиленкарбонате [24]. При этом этиленкарбонат является электрохимически неустойчивым (согласно используемому определению). То есть, он активно взаимодействует с электродом с образованием пассивационного слоя. С другой стороны, тетрагидрофуран слабо подвержен реакции восстановления. Тетригидрофуран является слабо полярным растворителем с низкой диэлектрической проницаемостью.

### 3.2. Значимость диэлектрической проницаемости

В данном подразделе кратко поясним значимость диэлектрической проницаемости для растворов электролитов.

Растворимость соли может быть приближенно оценена, исходя из энергии сольватации ( $\Delta E_{solv}$ ), посчитанной по формуле Борна [25]

$$\Delta E_{solv} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right), \quad (2)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $r$  — радиус иона лития,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость рассматриваемого растворителя. Как видно, согласно данной формуле, энергия сольватации, а значит и растворимость, увеличиваются при росте диэлектрической проницаемости жидкости.

Данная модель является достаточно грубым приближением для взаимодействия иона с растворителем. Однако, она может быть применена в комбинации с DFT-расчетами энергии сольватации в приближении диэлектрического континуума для молекул вне первого слоя сольватной оболочки.

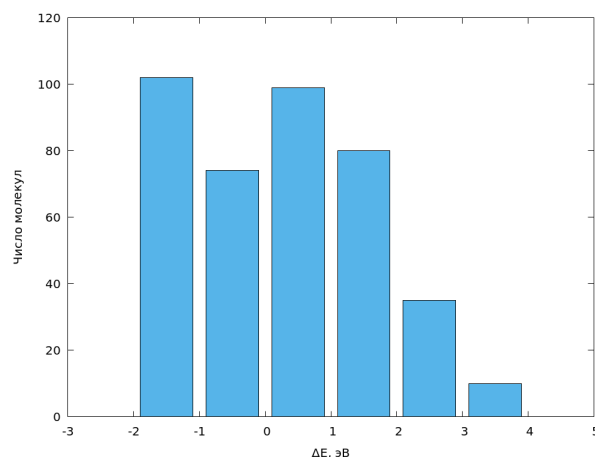
С точки зрения формулы Борна и кластер-континуальных расчетов более высокая диэлектрическая проницаемость соответствует большей энергии сольватации ионов, а значит процесс растворения соли более энергетически выгоден.

В недавних работах [3, 5] с электрохимически устойчивыми растворителями наблюдается активное образование катион-анионных пар даже при низкой концентрации соли. Это может говорить о низкой растворимости соли по сравнению с электрохимически неустойчивыми растворителями.

### 3.3. Молекулы из базы PubChem

Проведены расчеты электрохимической устойчивости для 400 молекул, случайным образом выбранных из базы PubChem. Распределение молекул по энергии реакции восстановления показано на рисунке 3. Молекулы с положительной энергией подвержены редокс-реакции, молекулы с отрицательной энергией являются электрохимически устойчивыми.

Из распределения на рисунке 3 видно, что около 40% из рассмотренных молекул являются электрохимически устойчивыми ( $\Delta E < 0$ ). Таким образом, имеется большой потенциал для поиска молекул, которые не подвержены паразитным реакциям и при этом могут обеспечить хорошую растворимость соли.



**Рисунок 3.** Распределение значений энергии реакции присоединения электрона к ион-молекулярной паре  $\Delta E$  для 400 молекул из базы PubChem. Молекулы с  $\Delta E < 0$  электрохимически устойчивы и не подвержены паразитным реакциям на электроде, молекулы с  $\Delta E > 0$  электрохимически неустойчивы.

## 4. ВЫВОДЫ

Проведены расчеты электрохимической устойчивости для 74 растворителей с известной диэлектрической проницаемостью. Показано, что большинство электрохимически устойчивых молекул имеет низкую диэлектрическую проницаемость (рисунок 2). Этим объясняется низкая растворимость солей и образование катион-анионных пар в таких растворителях, что наблюдалось в экспериментальных работах.

При этом общее количество электрохимически устойчивых молекул в химическом пространстве достаточно велико. Для демонстрации этого проведены расчеты для 400 случайно выбранных молекул из базы PubChem. Показано, что около 40% молекул из рассмотренной выборки являются электрохимически устойчивыми.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (Государственное задание № 075-01129-23-00). Расчеты были проведены и использованием ресурсов Суперкомпьютерного центра ОИВТ РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang A, Kadam S, Li H, Shi S and Qi Y 2018 *npj Computational Materials* **4** 15
2. Yu Z *et al* 2020 *Nature Energy* **5** 526–533
3. Paul-Orecchio A G, Weeks J A, Dolocan A and Mullins C B 2022 *ACS Applied Energy Materials* **5** 9437–9446
4. Chekushkin P M, Merenkov I S, Smirnov V S, Kislenco S A and Nikitina V A 2021 *Electrochimica Acta* **372** 137843
5. Hou S, Ji X, Gaskell K, Wang P F, Wang L, Xu J, Sun R, Borodin O and Wang C 2021 *Science* **374** 172–178
6. Meng Y S, Srinivasan V and Xu K 2022 *Science* **378**
7. Doan H A, Agarwal G, Qian H, Counihan M J, Rodríguez-López J, Moore J S and Assary R S 2020 *Chemistry of Materials* **32** 6338–6346
8. Cheng L, Assary R S, Qu X, Jain A, Ong S P, Rajput N N, Persson K and Curtiss L A 2015 *Journal of Physical*

- Chemistry Letters* **6** 283–291
9. Qu X, Jain A, Rajput N N, Cheng L, Zhang Y, Ong S P, Brafman M, Maginn E, Curtiss L A and Persson K A 2015 *Computational Materials Science* **103** 56–67
  10. Korth M 2014 *Physical Chemistry Chemical Physics* **16** 7919–7926
  11. Borodin O, Olguin M, Spear C E, Leiter K W and Knap J 2015 *Nanotechnology* **26** 354003
  12. Orekhov M A 2023 *J. Comput. Chem.* <https://doi.org/10.1002/jcc.27229>
  13. Wang D, He T, Wang A, Guo K, Avdeev M, Ouyang C, Chen L and Shi S 2023 *Advanced Functional Materials* **33** 2212342
  14. Agarwal G, Doan H and Assary R S 2020 *Journal of The Electrochemical Society* **167** 100545
  15. Rulev A A, Frolov A, Doronin S, Bezuglov I, Itkis D M and Yashina L V 2020 *Physical Chemistry Chemical Physics* **22** 16184–16192
  16. Xu J *et al* 2023 *Nature* **614** 694
  17. Delp S A, Borodin O, Olguin M, Eisner C G, Allen J L and Jow T R 2016 *Electrochimica Acta* **209** 498–510
  18. Leung K 2013 *Chemical Physics Letters* **568-569** 1–8
  19. Kim S, Chen J, Cheng T, Gindulyte A, He J, He S, Li Q, Shoemaker B A, Thiessen P A, Yu B, Zaslavsky L, Zhang J and Bolton E E 2023 *Nucleic Acids Research* **51** D1373–D1380
  20. Wu Q and Van Voorhis T 2005 *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **72** 7–10
  21. Valiev M, Bylaska E J, Govind N, Kowalski K, Straatsma T P, Van Dam H J, Wang D, Nieplocha J, Apra E, Windus T L and De Jong W A 2010 *Computer Physics Communications* **181** 1477–1489
  22. Zhao Y, Schultz N E and Truhlar D G 2006 *Journal of Chemical Theory and Computation* **2** 364–382
  23. Dodda L S, De Vaca I C, Tirado-Rives J and Jorgensen W L 2017 *Nucleic Acids Research* **45** W331–W336
  24. Wang Y, Nakamura S, Ue M and Balbuena P B 2001 *Journal of the American Chemical Society* **123** 11708–11718
  25. Atkin P and Paula J 2006 *Physical chemistry* (Oxford University Press)

# Акустическое зондирование зоны плавления в субмикронной пленке титана, нагреваемой фемтосекундным лазерным импульсом

С. И. Ашитков<sup>1</sup>, П. С. Комаров<sup>1</sup>, Е. В. Струлева<sup>1</sup> и С. А. Евлашин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

<sup>2</sup> Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар д.30, стр.1, Москва 121205, Россия

E-mail: struleva.evgenia@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 4 декабря 2023 г.

**Аннотация.** В работе исследованы генерация и распространение мощных пикосекундных акустических импульсов в субмикронном пленочном образце титана толщиной 410 нм, нагреваемом через стеклянную подложку лазерными импульсами длительностью 0.8 пс. Высокоскоростная лазерная спектральная интерферометрия была применена для регистрации движения тыльной свободной поверхности пленочного образца с пространственным разрешением (вдоль поверхности мишени), достигающим 3 мкм и временным разрешением — 1 пс. Погрешность величины смещения поверхности не превышала  $\pm 1$  нм. По временной задержке выхода откольного импульса на тыльную поверхность образца, возникающего в результате кавитации в расплаве при релаксации растягивающих напряжений, оценена толщина расплава, образующегося вблизи фронтальной поверхности после нагрева ультракоротким лазерным импульсом. Оценена верхняя граница порога кавитации. <https://doi.org/10.33849/2023404>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Повышенное внимание продолжает уделяться изучению высокоскоростной деформации и разрушения материалов в условиях воздействия ударных нагрузок предельно малых длительностей, которые могут быть реализованы только с помощью лазерных импульсов пико- и фемтосекундной длительности. Данный интерес обусловлен фундаментальными вопросами механики и физики конденсированного состояния вещества [1–8]. Кроме того, данные, полученные в ударно-волновых экспериментах с импульсами ультракороткой длительности, по пространственно-временным параметрам близки к условиям, реализуемым в молекулярно-динамических расчетах [5], и могут быть использованы для тестирования межатомных потенциалов взаимодействия. В особенности эти данные актуальны для разработки новых потенциалов в форме модели погруженного атома ЕАМ (Embedded Atom Model) [9], хорошо описывающие большие деформации материала на сжатие и растяжение, которые реализуются в лазерных экспериментах.

Фундаментальный интерес также обусловлен изучением физики метастабильных состояний и особенностей поведения конденсированного вещества вблизи теоретического предела прочности. Жидкости, включая расплавы металлов, при отрицательном давлении находятся в метастабильном состоянии [10], распад которого при разрушении происходит в результате кавитационного процесса образования, роста и слияния зародышей паровой фазы. Поскольку разрушение представляет собой кинетический процесс, то прочность конденсированного вещества зависит от скорости деформации. Согласно современным представлениям [11] прочность жидкости и время развития кавитационного разрушения при растяжении определяются скоростью спонтанного зарождения пузырьков критического размера, которая сильно возрастает с ростом температуры. При этом прочность расплавов растет с ростом скорости растя-

жения и быстро уменьшается с увеличением температуры [12].

Фемтосекундные лазеры в последние годы становятся перспективным инструментом для обработки пленочных материалов толщиной десятки и сотни нанометров, широко применяемых в электронике и солнечной энергетике [13–17]. Одной из причин является малая пространственная область лазерного воздействия из-за ультракороткой длительности фемтосекундного лазерного импульса (ФЛИ). В то же время особенностью взаимодействия ФЛИ с металлами является возникновение на начальной стадии двухтемпературного состояния с различными температурами электронов и решетки. В этом состоянии теплопроводность материала может заметно превосходить равновесное значение. В связи с этим определение глубины прогрева материала остается в настоящее время одной из актуальных задач описания основ лазерной обработки с помощью ФЛИ.

В работе [18] был предложен способ экспериментальной оценки глубины области плавления субмикронной металлической пленки, облучаемой ФЛИ через стеклянную подложку. В случае превышения порога плавления часть нагретого металлического слоя плавится. Быстрый нагрев металлического слоя приводит к формированию в нем импульса сжатия, который далее распространяется вглубь вещества. При отражении импульса сжатия от свободной поверхности в образце возникают растягивающие напряжения, которые могут приводить к разрушению вблизи тыльной поверхности в твердом состоянии, если их величина превышает значение откольной прочности. В противном случае, отражаясь от свободной поверхности, импульс сжатия трансформируется в волну разрежения, которая, достигая границу области плавления, вызывает в ней кавитацию. Глубина, на которой возникла кавитация, может быть определена по времени выхода акустического откольного импульса.

Для экспериментальной реализации данного метода в [18] была применена многоимпульсная pump-probe



методика фемтосекундной интерференционной микроскопии с дискретно варьируемой задержкой [1, 19]. Ее основным недостатком является необходимость проведения многократных измерений каждый раз на новом месте мишени, что может вносить дополнительную погрешность, и накладывает существенные ограничения на однородность свойств, постоянство толщины испытуемых образцов, стабильность лазерных импульсов.

В настоящей работе для измерения динамики нанодформаций в пикосекундном временном диапазоне применен метод лазерной спектральной интерферометрии с непрерывной регистрацией смещения поверхности мишени и применением частотно-модулированного (чирпированного) диагностического импульса [4, 7, 20–22]. Принцип основан на том, что разные спектральные компоненты чирпированного импульса приходят на образец в разные моменты времени. Данный метод позволяет регистрировать динамику процессов высокоскоростной деформации с пространственным и временным разрешением при однократном лазерном воздействии. Ранее данный метод акустического зондирования зоны расплава в тонкопленочных образцах при нагреве ФЛИ был реализован для алюминия и магния [8, 18]. В данной работе сообщается о реализации данного метода для титана, являющегося широко распространенным конструкционным металлом. Полученные в работе результаты могут представлять интерес для изучения физики метастабильных состояний, совершенствования физических моделей теплопроводности, оценки размера области термического воздействия при нагреве ФЛИ, развития атомистического моделирования ударно-волновых явлений и процессов плавления и кавитации на наноразмерных масштабах в пикосекундном временном диапазоне.

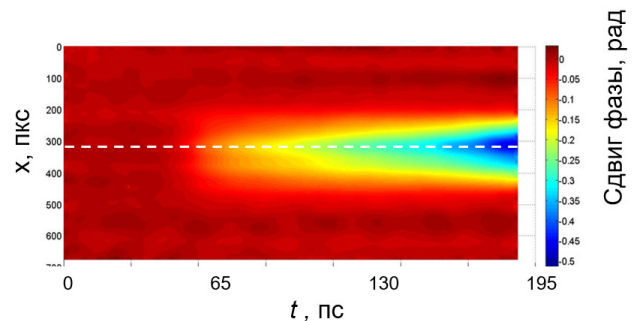
## 2. МЕТОД И МАТЕРИАЛЫ

Эксперименты проводились на пленочном образце титана толщиной 410 нм, напыленного на стеклянную подложку толщиной 150 мкм (покровное стекло микроскопа) методом магнетронного распыления. Толщина металлической пленки измерялась с помощью атомно-силового микроскопа Veeco 5. Источником лазерного излучения служила титан-сапфировая фемтосекундная лазерная система, реализованная по схеме усиления чирпированных импульсов, и состоящая из задающего генератора, стретчера (временного расширителя), регенеративного усилителя, двухпроходного усилителя мощности и оптического компрессора. Нагревающий лазерный импульс после компрессора фокусировался через прозрачную подложку на поверхность титановой пленки линзой с фокусным расстоянием 20 см в пятно с гауссовым пространственным распределением радиусом 25 мкм по уровню  $e^{-1}$ , интенсивность составила  $0.9 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Часть чирпированного диагностического импульса длительностью 300 пс, жестко синхронизированного с нагревающим, отводилась из лазерного тракта перед компрессором и направлялась в интерферометрическую схему измерений. Для регистрации движения тыльной свободной поверхности образца при выходе генерируемого лазером импульса сжатия применялся интерферометр Майкельсона, собранный по схеме переноса изображения (конфигурация Линника) и совмещенный с дифракцион-

ным спектрометром Acton-2300i (схема Черни–Тернера) с дифракционной решеткой 600 штр/мм. Перенос изображения осуществлялся с помощью микрообъектива Olympus с числовой апертурой  $NA = 0.3$ , обеспечивающий пространственное разрешение в плоскости мишени 3 мкм. Регистрация интерферограмм на выходе спектрометра производилась с помощью ПЗС-камеры SensiCam QE. Применяемая оптическая схема обеспечивала непрерывную регистрацию процесса с временным разрешением  $\delta t \approx 1$  пс в интервале  $\Delta t = 0\text{--}220$  пс. При обработке данных применялся метод двумерного Фурье-анализа интерферограмм, позволяющий восстановить пространственно-временное распределение изменения фазы  $\Delta\varphi(x, t)$  отраженной диагностической волны. Здесь  $x$  — пространственная координата вдоль щели спектрометра. Величина смещения поверхности  $\Delta z$  при этом связана с изменением фазы посредством соотношения  $\Delta z = \lambda\Delta\varphi/4\pi$ . Применяемый алгоритм обработки интерферограмм обеспечивал погрешность величины смещения поверхности на уровне  $\pm 1$  нм. Методика измерений и обработки интерферограмм подробно описана в работах [8, 23].

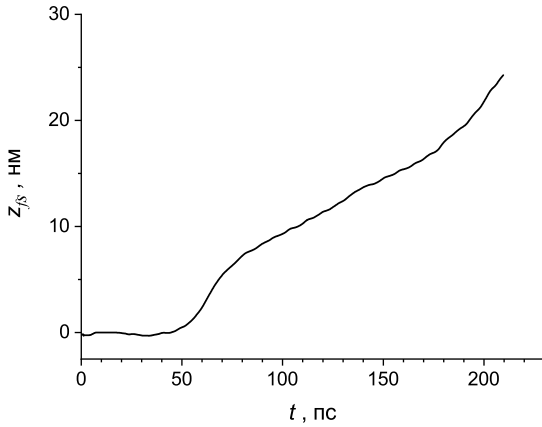
## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

На рисунке 1 показано пространственно-временное распределение фазы  $\Delta\varphi(x, t)$  диагностического импульса при выходе импульса сжатия на тыльную поверхность пленочного образца титана толщиной 410 нм. Начальный момент отсчета времени  $t = 0$  выбран произвольно.

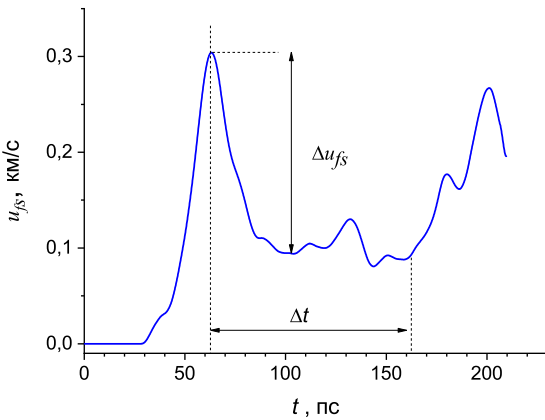


**Рисунок 1.** Пространственно-временное распределение фазы диагностического импульса. Энергия нагревающего лазерного импульса  $E = 13$  мкДж, длительность 0.8 пс. Пространственный масштаб в плоскости мишени по вертикальной оси равен 0.3 мкм/пкс. Цветовая шкала дана в радианах.

На рисунке 2 показан волновой профиль смещения  $z_{fs}(t)$  тыльной свободной поверхности пленочного образца титана, построенный для центральной части области воздействия и соответствующий максимальной плотности энергии лазерного излучения в центре фокального пятна  $F_0 = 0.7$  Дж/см<sup>2</sup>. Место построения профиля на рисунке 1 отмечено пунктиром. На рисунке 3 приведен соответствующий профиль скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$ , полученный путем дифференцирования зависимости  $z_{fs}(t)$  и последующего ее сглаживания. Форма профиля  $u_{fs}(t)$  близка к треугольной с характерной длительностью на полувысоте равной примерно 30 пс и максимальным значением ско-



**Рисунок 2.** Волновой профиль смещения свободной поверхности пленочного образца титана толщиной 410 нм в момент выхода импульса сжатия;  $F_0 = 0.7$  Дж/см<sup>2</sup>.



**Рисунок 3.** Волновой профиль скорости свободной поверхности пленочного образца титана толщиной 410 нм;  $F_0 = 0.7$  Дж/см<sup>2</sup>.

рости поверхности  $u_{fs}^{max}(t) = 0.3$  км/с. Оценка пикового значения напряжения сжатия в импульсе из соотношения  $\sigma_{peak} = \rho_0 c_l u_p$  дает величину 4.3 ГПа. Здесь  $\rho_0 = 4.5$  г/см<sup>3</sup> и  $c_l = 6.3$  км/с — соответственно значения плотности и продольной скорости звука в титане [24],  $u_p = u_{fs}^{max}/2$  — значение массовой скорости. Оцененное значение  $\sigma_{peak}$  примерно в 2 раза меньше измеренного ранее в [25] значения динамического предела упругости титана в аналогичных условиях. Учитывая малое время нарастания параметров в импульсе сжатия, и отсутствие двухволновой конфигурации позволяет сделать вывод об упругом характере регистрируемой волны сжатия. Отражение импульса сжатия от свободной поверхности образца приводит к возникновению вблизи тыльной поверхности растягивающих напряжений [10], величина которых в линейном приближении может быть оценена из выражения  $\sigma^- = \rho_0 c_l \Delta u_{fs} / 2 \approx 3$  ГПа. Здесь  $\Delta u_{fs} = 0.21$  км/с — регистрируемая величина декремента скорости (рисунок 3).

Однако, согласно [26], данная величина  $\sigma^-$  существенно меньше значения динамической откольной

прочности титана и является недостаточной для разрушения образца в твердом состоянии. При этом образующаяся волна разряжения распространяется вглубь образца по направлению к фронтальной нагреваемой поверхности. Наблюдаемое спустя примерно  $\Delta t \approx 100$  пс (рисунок 3) повторное достаточно резкое увеличение скорости  $u_{fs}(t)$ , очевидно, обусловлено разрушением образца на глубине  $L_{spall} \approx c_l \Delta t / 2$  [1] относительно тыльной свободной поверхности. Здесь  $\Delta t = t_{spall} - t_{max}$  — разность времен между моментом выхода откольного импульса и временем достижения максимального значения скорости  $u_{fs}^{max}$ . Из этого соотношения следует, что место разрушения в данном случае находится на глубине  $L_{spall} \approx 310\text{--}320$  нм от тыльной поверхности образца. Таким образом, из полученной оценки  $L_{spall}$  следует, что разрушение возникает на расстоянии 90–100 нм от фронтальной нагреваемой поверхности пленочного образца и происходит либо на границе с расплавом, либо в расплаве, где прочность вещества ниже, чем в твердом состоянии. При этом, очевидно, разрушение имеет кавитационную природу, а оцененное значение растягивающего напряжения  $\sigma^- \approx 3$  ГПа является оценкой сверху прочности титана в жидком состоянии при скорости растяжения  $\sim 10^8$  с<sup>-1</sup>. Данная оценка хорошо согласуется с результатами атомистического моделирования [12].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом высокоскоростной спектральной интерферометрии с применением частотно-модулированных (чирпированных) диагностических импульсов в пикосекундном диапазоне проведено исследование лазерно-индуцированных ударно-волновых явлений в субмикронном пленочном образце титана. Диагностика обеспечивала непрерывную регистрацию движения поверхности при однократном лазерном воздействии во временном интервале 0–220 пс с временным разрешением 1 пс и погрешностью определения величины смещения на уровне 1 нм. Регистрируемый волновой профиль скорости свободной поверхности свидетельствует о возникновении кавитации в слое расплава вблизи нагреваемой поверхности. Показано, что порог возникновения кавитации в жидком титане при скорости растяжения  $\sim 10^8$  с<sup>-1</sup> не превышает 3 ГПа. По измеренному времени выхода откольного импульса проведена оценка толщины расплава снизу, составившая 90–100 нм при рассматриваемых параметрах лазерного импульса. Результаты работы могут быть использованы для развития технологий лазерной обработки металлов и методов атомистического моделирования ударно-волновых взаимодействий в тонкопленочных материалах.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение с ОИВТ РАН № 075-00270-24-00) на оборудовании ЦКП “Лазерный фемтосекундный комплекс” ОИВТ РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ashitkov S I, Agranat M B, Kanel G I, Komarov P S and Fortov V E 2010 *JETP Lett.* **92** 516–520

2. Whitley V H, McGrane S D, Eakins D E, Bolme C A, Moore D S and Bingert J F 2011 *Appl. Phys.* **109** 013505
3. Crowhurst J C, Armstrong M R, Knight K B, Zaug J M and Behymer E M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 144302
4. Ashitkov S I, Komarov P S, Agranat M B, Kanel G I and Fortov V E 2013 *JETP Lett.* **98** 384–388
5. Demaske B J, Zhakhovsky V V, Inogamov N A and Oleynik I I 2013 *Phys. Rev. B* **87** 054109
6. Crowhurst J C, Reed B W, Armstrong M R, Radousky H B, Carter J A, Swift D C, Zaug J M, Minich R W, Teslich N E and Kumar M 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 113506
7. Ashitkov S I, Komarov P S, Struleva E V, Agranat M B and Kanel G I 2015 *JETP Lett.* **101** 276–281
8. Ashitkov S, Komarov P, Romashevskiy S, Struleva E and Evlashin S 2023 *Phys. Fluids* **35** 107107
9. Inogamov N A, Zhakhovskii V V, Ashitkov S I, Khokhlov V A, Petrov Yu V, Komarov P S, Agranat M B, Anisimov S I and Nishihara K 2009 *Appl. Sur. Sci.* **255** 9712–16
10. Канель Г И, Фортвов В Е и Разоренов С В 2007 *УФН* **177** 809–830
11. Balibar S and Caupin F 2003 *J. Phys.: Condens. Matter* **15** S75–82
12. Mayer A E and Mayer P N 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 035903
13. Heise G, Domke M, Konrad J, Sarrach S, Sotrop J and Huber H 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 315303
14. Viertel T, Pabst L, Ebert R and Exner H 2019 *Appl. Phys. A* **125** 739
15. Romashevskiy S A, Tsygankov P A, Ashitkov S I and Agranat M B 2018 *Appl. Phys. A* **124** 376
16. Kudryashov S I, Gakovic B, Danilov P A, Petrovic S M, Milovanovic D, Rudenko A A and Ionin A A 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 023103
17. Bonse J and Kruger J 2023 *Appl. Phys. A* **129** 14
18. Agranat M B, Anisimov S I, Ashitkov S I, Zhakhovskii V V, Inogamov N A, Komarov P S, Ovchinnikov A V, Fortov V E, Khokhlov V A and Shepelev V V 2010 *JETP Lett.* **91** 471–477
19. Gahagan K T, Moore D S, Funk D J, Reho J H and Rabie R L 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 3679–3682
20. Geindre J P, Audebert P, Rebibo S and Gauthier J C 2001 *Opt. Lett.* **92** 1612–1614
21. Bolme C A, McGrane S D, Moore D S and Funk D J 2008 *Proc. of SPIE.* **7005** 70050M
22. Ашитков С И, Комаров П С, Овчинников А В, и др 2013 *Квантовая электроника* **43** 242–245
23. Струлева Е В, Комаров П С и Ашитков С И 2018 *Вестник ОИВТ* **1** 130–135
24. Григорьев И С и Мейлихов Е З 1991 *Физические величины* (Москва: Энергоатомиздат)
25. Ashitkov S I, Komarov P S, Struleva E V and Agranat M B 2018 *High Temp.* **56** 873–877
26. Струлева Е В, Комаров П С и Ашитков С И 2020 *ТВТ* **58** 823–825

# Свойства влажного пара и проблема его нагнетания в пласт

М. Г. Алишаев<sup>1</sup> и А. А. Аливердиев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем геотермии и возобновляемой энергетики – филиал Объединенного института высоких температур РАН, Шамиля 39А, Махачкала, Республика Дагестан 367030, Россия

<sup>2</sup> Дагестанский государственный университет, Гаджиева, 43А, Махачкала, Республика Дагестан 367025, Россия

E-mail: aliverdi@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2023 г.

**Аннотация.** Рассматривается квазиустановившийся процесс нагнетания пара в пласт по колонне скважины с постоянным массовым расходом. На устье скважины температура пара около 200 °С и выше. Потери тепла в горную породу вызывают снижение температуры пара, а ниже линии насыщения и его конденсацию. Влажный пар частично конденсируется, отдавая свое тепло фазового перехода паровой фазе по двум причинам: оттоку тепла через ствол в горную породу; повышению давления в скважине с глубиной. Внутри скважины с глубиной снижается сухость пара и доставляемая им в пласт теплота фазового перехода. Предложены удобные аппроксимации для теплофизических свойств пара от температуры и давления. Расчеты ограничены глубинами залегания пластов менее одного км. Проведены многовариантные расчеты по снижению сухости пара от устья до забоя при фиксированных величинах массового расхода. <https://doi.org/10.33849/2023405>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вытеснение тяжелых нефтей паром является одним из перспективных способов извлечения битуминозной нефти из верхних горизонтов [1, 2]. В СССР паротепловое воздействие на пласт применялось, например, на месторождении Оха (Сахалин). Выбирались пласты высокой проницаемости (до 1500 мД) и пористости (около 27%). Порода — цементированный песок; толщины пластов от 22 до 36 м; глубина залегания от 100 до 950 м. Плотность нефти 0.92–0.95 г/см<sup>3</sup>, вязкость ее в пласте до 2000 мПа·с. Текущая нефтеотдача при вытеснении холодной водой была менее 20%, а после длительного нагнетания пара выросла до 52% [3].

С 1982 года в СССР осуществлялся и другой промышленный проект вытеснения нефти паром, на месторождении Каражанбас в Казахстане [4, 5]. Пар закачивался в 27 нагнетательных скважин на глубины 500–800 м. Закачка в целом составляла около 1100 тонн в сутки. Годовая добыча нефти выросла на 150 тыс. тонн. Опыт показал, что применение пара может обеспечить до 50% отдачи запасов нефти вместо 15–18% при обычных методах вытеснения холодной водой [3]. Зарубежный опыт по применению термических методов в добыче нефти описан в [1, 2, 6].

Наиболее сложная для расчетов проблема при применении пара — это потери тепла из-за его оттока в горную породу, которые в обычных условиях достигают 3–4% на каждые 100 м глубины скважины. При больших глубинах скважин (1000 м и более) потери тепла в нагнетательных скважинах могут достигать 35% и более от поданного на устье скважины, что заметно снижает эффективность нагнетания пара. Влажный пар при нагнетании может и полностью конденсироваться в воду в колонне скважины, отдать теплоту фазового перехода примыкающей к скважине горной породе, а не пласту. Такая закачка пара неэффективна. С другой стороны, существующие на сегодня установки генерации пара позволяют достичь температуры до 300 °С и расхода массы пара до сотен тонн в сутки. При движении сухого пара от устья до забоя и расходах выше некоторого критического значения, конденсации пара

в колонне скважины не происходит, теплота фазового перехода полностью доставляется в пласт. При малых расходах пара и низких его температурах на устье пар в процессе движения по стволу конденсируется в колонне и отдает значимую часть теплоты фазового перехода горной породе, не доставляя ее в пласт.

В этой связи нами была поставлена нерешенная ранее задача нахождения распределения характеристик нагнетаемого влажного пара вдоль колонны при установившемся режиме и оценка на их основе границ эффективности данного метода.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Введем, как принято в гидравлике, средние параметры влажного пара по сечению скважины (плотность, давление, сухость, температура). Изменение давления происходит за счет действия силы тяжести и динамических потерь. По стволу скважины давление возрастает вниз, способствуя конденсации пара. Потери тепла в окружающие горные породы частично компенсируются за счет теплоты фазового перехода при конденсации пара, что вызывает снижение его сухости. Термодинамическое равновесие не устанавливается, температура пара от устья до забоя убывает, тогда как давление возрастает. Искомыми являются три величины: давление, температура и сухость пара. Соответственно необходимо решать систему из трех уравнений.

Режим течения по колонне скважины будем предполагать установившимся и турбулентным, массовый расход — постоянным во времени. Учитывая небольшие интервалы изменения температур и давлений, аппроксимируем простыми формулами свойства фаз, а также теплоту фазового перехода. Выберем формулы зависимости от температуры и давления для свойств фаз. Когда возможно, будем использовать табличные данные для свойств фаз.

Близкий подход с использованием табличных данных [7] предложен в работе [8] для случая движения высокотермальных вод вверх по скважине со вскипанием и парообразованием в стволе скважины. Эти исследования были продолжены в [9]. Температурные

потери были малы при больших дебитах термальных скважин. Задача была предельно упрощена, давление и температура принимались как на линии насыщения, а потери тепла не учитывались. Но для случая закачки пара эти подходы оказались непригодными. Температурные потери при нагнетании пара значительны, они вызывают конденсацию паровой фазы. В настоящей работе учитываются потери тепла в горную породу от скважины; уточняются аппроксимации теплофизических свойств фаз на линии насыщения; даются аппроксимации свойств воды и пара в двумерной области изменения температур и давлений с учетом их поведения на линии насыщения. Однако, пренебрегается пристеночной пленкой воды и изменением сухости пара по сечению скважины.

За основу примем одномерные уравнения установившегося течения влажного пара по трубе, с учетом вязкого сопротивления, как это принято в газовой динамике для однородной жидкости [10, 11]:

$$\rho w \frac{dw}{dz} = \rho g - \frac{dp}{dz} - \zeta \frac{\rho w^2}{4R_w} \quad (1)$$

$$Gd(cT) = -rGdx - q \cdot dz - Gpd \left( \frac{1}{\rho} \right). \quad (2)$$

где  $G = \pi R_w^2 \cdot \rho w = const$  выражает условие сохранения массы нагнетаемого влажного пара, а  $q = \frac{2\pi\lambda(T-T_r)}{\ln(1.56\sqrt{at}/R_w^e)}$  — поток тепла от внешнего радиуса скважины в горную породу на метр длины.

Здесь обозначения общеприняты:  $R_w$  — внутренний радиус скважины;  $\rho$  — плотность влажного пара на данной глубине  $z$ ;  $w, p, T$  — средние по сечению скорость, давление и температура потока;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\zeta$  — коэффициент турбулентного сопротивления (около 0.02);  $c$  — удельная массовая теплоемкость влажного пара, зависящая от его сухости и температуры;  $r$  — удельная теплота парообразования или конденсации, зависящая от температуры;  $\lambda$  и  $a$  — теплопроводность горной породы и ее температуропроводность;  $R_w^e$  — внешний радиус скважины;  $T_r$  — температура горной породы вдали от скважины в градусах по Цельсию.

Уравнение (1) отражает теорему об изменении количества движения (импульсов) установившегося течения, а уравнение (2) является упрощенным уравнением энергии без учета работы силы тяжести и работы сил турбулентного трения, которыми можно пренебречь.

Коэффициент турбулентного сопротивления  $\zeta$  — зависит от числа Рейнольдса потока,  $Re = \rho wd/\mu$  где  $d$  — внутренний диаметр скважины,  $\mu$  — вязкость влажного пара. Параметр  $\zeta$  определяется по специальным графикам.

Что же касается определения оттока тепла  $q$  с погонного метра колонны скважины, то оценка  $q = \frac{2\pi\lambda(T-T_r)}{\ln(1.56\sqrt{at}/R_w^e)}$  получена по точному решению нестационарной задачи исследованием для больших времен ее асимптотического поведения. Обычно вместо 1.56 берут 2, как для изотермы распространения фронта тепла, но более скрупулезные вычисления дают значение 1.56 для асимптотики потока тепла от скважины [12]. Время  $t$  входит как параметр, и результаты применимы по истечению некоторого времени от начала закачки пара (порядка месяца и более).

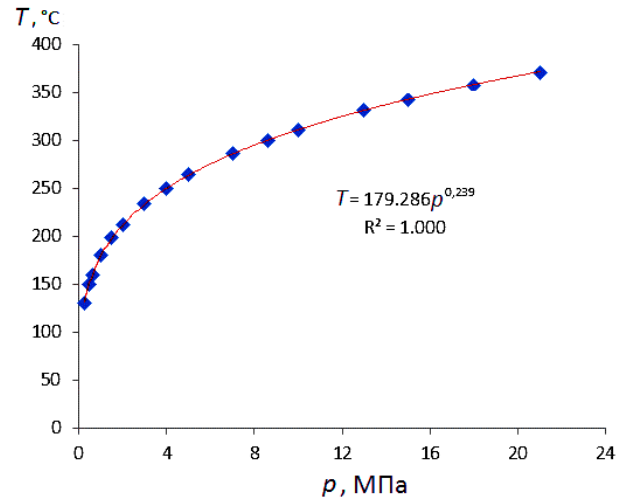


Рисунок 1. Зависимость температуры вскипания воды от давления (МПа). Выше линии насыщения — пар, ниже линии — вода.

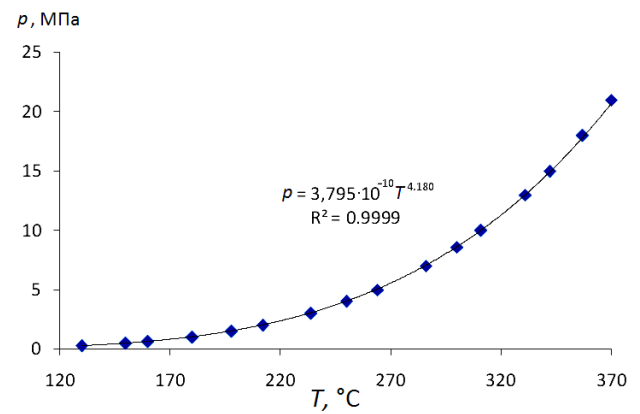
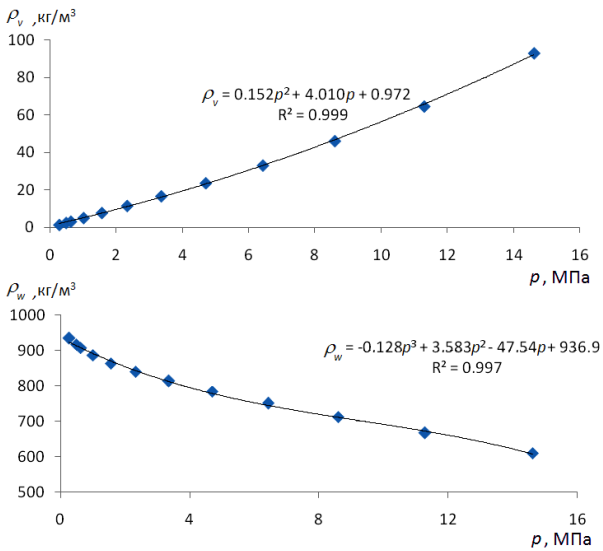


Рисунок 2. Зависимость давления от температуры на линии насыщения: выше кривой — вода; ниже — пар.

Вскипание жидкости (парообразование) для разных температур происходит при разных значениях давлений в жидкости. Линией насыщения называют зависимость между температурой и давлением в жидкости, при котором происходит кипение. Для чистой воды и водяного пара значения температур и давлений на линии насыщения приведены в работе [7]. Там же дается и способ вычисления линии насыщения для широкого интервала температур. Однако, для наших целей достаточно ограничиться более узким температурным интервалом и менее сложными вычислениями.

Как видно из рисунка 1, для давления  $p$  на линии насыщения подходит степенная аппроксимация. Такого типа аппроксимации линии насыщения применялись в задаче определения парообразования в стволе скважины для термальных вод с высокой температурой [8, 9, 13], в интервале давлений от 0.2 до 22.4 МПа. По ней можно считать температуру парообразования, зная давление в скважине. Или определять конденсацию при нагнетании влажного пара, если рост давления пересекает линию насыщения с ростом глубины.

На рисунке 2 приведена зависимость давления от температуры для интервала изменения температур от



**Рисунок 3.** Плотности фаз ( $\text{кг}/\text{м}^3$ ) на линии насыщения как функции давления (МПа).

130 до 370 °С. Из представленных рисунков очевидно, что для линии насыщения чистой воды можно принять аппроксимации для температуры и давления (в ту или иную сторону):

$$T = 179.3p^{0.239}; \quad p = 3.795 \cdot 10^{-10}T^{4.18}. \quad (3)$$

Заметим, что формулы (3) пригодны в области давлений  $0.2 < p < 21$  в МПа и  $130 < T < 350$  в °С. Указание на возможность описать давление насыщения четвертой степенью от температуры в °С имеется в работе [10].

Система уравнений (1)–(3) достаточна для определения распределения температуры, давления и массовой доли пара (сухости влажного пара) по стволу скважины. Должны быть определены их начальные условия на устье скважины и зависимость плотности пара и его теплоемкости на линии насыщения в зависимости от массового содержания фаз, давления и температуры.

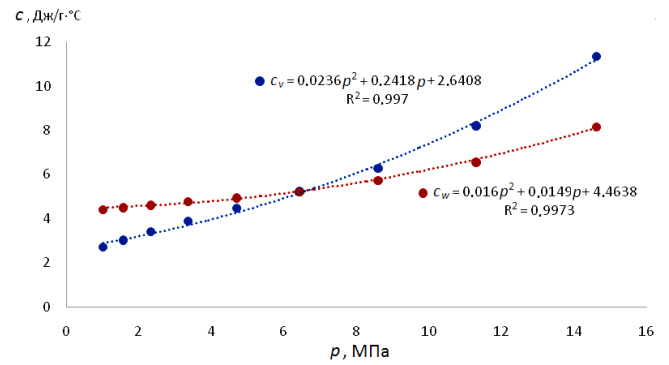
### 3. ЛИНИЯ НАСЫЩЕНИЯ

Будем задаваться значениями температур и давлений в согласии с линией насыщения при разных значениях сухости пара и разных массовых расходах. Для плотности и теплоемкости справедливы формулы [14]:

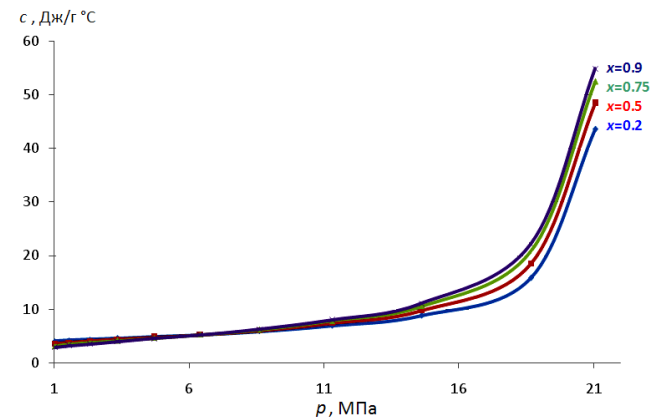
$$\frac{1}{\rho} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_w}, \quad c = xc_v + (1-x)c_w. \quad (4)$$

Здесь  $x$  — сухость пара (такое обозначение общепринято [7]), индексы обозначают плотность и теплоемкость паровой ( $v$ ) и водной ( $w$ ) фаз. Свойства фаз на линии насыщения могут быть приняты как функции одной переменной — температуры или давления.

На рисунке 3 представлены плотности фаз на линии насыщения как функции давления. Как видно из рисунка, квадратичная аппроксимация зависимости плотностей фаз от давления на линии насыщения является достаточно удовлетворительной для гидравлики потоков, если ограничиваться интервалом давлений от 0.2 до 16 Мпа и температур от 130 до 360 °С. Будем поль-



**Рисунок 4.** Удельные массовые теплоемкости пара и воды на линии насыщения от давления в МПа,  $1 < p < 15$ .



**Рисунок 5.** Массовая теплоемкость влажного пара (в  $\text{МДж}/\text{т}\cdot^\circ\text{С}$  или  $\text{Дж}/\text{г}\cdot^\circ\text{С}$ ) на линии насыщения от давления (в МПа) для некоторых значений его сухости.

зоваться формулами (4) для определения плотностей фаз в указанной области изменения температуры и давления.

$$\begin{aligned} \rho_v &= 0.1529p^2 + 4.0191p + 0.9728, \\ \rho_w &= -0.1280p^3 + 3.5839p^2 - 47.543p + 936.93. \end{aligned} \quad (5)$$

Удельные теплоемкости каждой из фаз в  $\text{МДж}/\text{т}\cdot^\circ\text{С}$  на линии насыщения выражаются как функции давления (в МПа) в виде квадратичных аппроксимаций (рисунки 4)

$$\begin{aligned} \rho_v &= 0.1529p^2 + 4.0191p + 0.9728, \\ \rho_w &= -0.1280p^3 + 3.5839p^2 - 47.543p + 936.93. \end{aligned} \quad (6)$$

Формулы (5) и (6) при необходимости можно выразить через температуру насыщения, или же подобрать более высокой степени схождения многочлены. Этот же результат более выпукло виден и на рисунке 5, где изображены графики массовых теплоемкостей для влажного пара при различных значениях его сухости.

Согласно этому рисунку, в рабочем интервале давлений до 16 МПа массовая теплоемкость влажного пара не сильно меняется с изменением его сухости. Можно ожидать, что если принять в уравнении энергии значения сухости пара постоянной по скважине, это не сильно повлияет на профили температуры и давления.

#### 4. ОЦЕНКИ АДИАБАТИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПАРА ПО СТВОЛУ СКВАЖИНЫ

Оценим теперь адиабатическое изменение температуры по стволу скважины влажного пара вверх при учете лишь уменьшения давления, благодаря которому происходит расширение пара и, таким образом, тратится работа. Такая работа должна приводить к охлаждению пара. Фазовый переход пока не учитываем. Оцениваем только влияние работы расширения или сжатия.

Рассматриваем баланс количества теплоты по скважине в отсутствие теплообмена с горной породой, действия сил тяжести, сопротивления трения и фазовых переходов. Работа  $dA$  сил давления за время  $dt$  на пути  $w dt$  составит

$$dA = \pi R_w^2 [p(z) - p(z + dz)] \cdot w dt = -\frac{dp}{dz} \cdot \pi R_w^2 w \cdot dz dt = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} \cdot G dz dt. \quad (7)$$

Изменение количества теплоты  $dQ$  за то же время  $dt$  есть:

$$dQ = \pi R_w^2 \cdot \rho w dt \cdot [cT|_{z+dz} - cT|_z] = \frac{d(cT)}{dz} \cdot G dz dt. \quad (8)$$

Изменение количества теплоты равно работе. Приравнявая, имеем:

$$\frac{d(cT_{ad})}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz}, \quad \frac{d(cT_{ad})}{dp} = \frac{1}{\rho}. \quad (9)$$

Здесь  $c$  — удельная массовая теплоемкость,  $\rho$  — плотность влажного пара. Они выражаются через свои фазовые величины как функции давления. Уравнение (9) учитывает сухость пара:

$$\frac{d}{dp}((xc_v + (1-x)c_w)T_{ad}) = \frac{x}{\rho_v(p)} + \frac{1-x}{\rho_w(p)}. \quad (10)$$

Теперь замечаем, что наибольшее изменение температуры должно быть при  $x = 1$ , т.е. когда пар полностью сухой. Решение представится в виде.

$$T_{ad}(p) = \frac{1}{c_v(p)} \int_{p_f}^p \frac{dp}{\rho_v(p)}. \quad (11)$$

Здесь  $p_f$  обозначает давление на забое скважины, а  $p$  обозначает давление на данной высоте, их разность есть перепад давления. Численное решение интеграла (11) показало, что перепад давления на 5 и 10 МПа дает снижение температуры в пределах  $1^\circ\text{C}$ .

#### 5. ОЦЕНКИ РОСТА ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗ-ЗА РАБОТЫ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Сила тяжести при движении пара вниз производит работу, которая превращается в тепло. Сила тяжести направлена вниз, работа положительна, она идет на согревание влажного пара (при движении пара вверх тяжесть способствует остыванию). Масса пара  $m$ , при ее движении от устья до забоя на глубину  $H$  совершается работа  $mgH$ , благодаря чему пар и прогревается на величину  $\Delta T$ . По всей глубине скважины от устья до забоя изменение количества теплоты определится очевидным конечным соотношением:

$$mgH = m \cdot c(T_u + \Delta T) \cdot (T_u + \Delta T) - m \cdot c(T_u) \cdot T_u. \quad (12)$$

Видно, что масса сокращается и не влияет на  $\Delta T$ , и, если пренебречь изменением массовой теплоемкости влажного пара, получим для оценок температурного приращения

$$\Delta T \approx \frac{mgH}{mc(T_u)} \approx \frac{gH}{c(T_u + \Delta T)}. \quad (13)$$

При температуре  $200^\circ\text{C}$  на устье теплоемкость пара около  $3 \text{ кДж/кг}\cdot^\circ\text{C}$ . При глубине  $1000 \text{ м}$  для  $1 \text{ кг}$  пара в числителе получим  $9800 \text{ Дж}$ . Разделив на  $3000$ , будем иметь оценку прогрева пара на  $3.3^\circ\text{C}$ . Если же глубина мала, то прогрев соответственно меньше. Но в случае более высоких температур, скажем  $300^\circ\text{C}$ , теплоемкость пара возрастает до  $6.3 \text{ кДж/кг}\cdot^\circ\text{C}$ , и прирост температуры пара составит около  $1.5^\circ\text{C}$  на  $1 \text{ км}$  глубины. Для практических глубин менее  $1 \text{ км}$ , пренебрежение силой тяжести в уравнении сохранения энергии вполне допустимо.

#### 6. ОЦЕНКИ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗ-ЗА ДЕЙСТВИЯ СИЛ ВЯЗКОГО ТРЕНИЯ

Работа сил трения о стенки в турбулентном режиме также способствует повышению температуры. Однако вклад ее в уравнение сохранения энергии также мал. Сравним силу сопротивления и силу тяжести как объемные силы согласно уравнению (1). Их отношение зависит от скорости течения  $w$  и составляет  $\zeta w^2 / (4gR_w)$ . Если потребовать, чтобы это отношение было не более единицы, то получим для средней скорости пара по стволу ограничение

$$w \leq \sqrt{\frac{4gR_w}{\zeta}}. \quad (14)$$

В правой части неравенства (14) можно считать, что  $R_w = 0.1 \text{ м}$ ,  $\zeta \approx 0.02$ . Для средней скорости пара можно принять ограничение  $w \leq 15 \text{ м/с}$ . Это наложит условие на величину расхода пара. Для температур на устье  $200$  и  $300^\circ\text{C}$  ограничения на расход пара составляет соответственно  $320$  и  $1900$  тонн в сутки, что приемлемо.

Итак, мы оценками установили, что в уравнении энергии (2) можно пренебречь не только силами тяжести и трения, но и силами давления при расширении-сжатии.

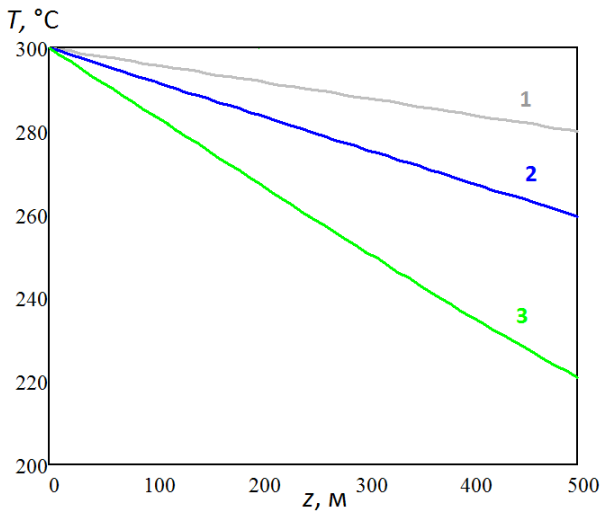
#### 7. НАХОЖДЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЛЯ СЛУЧАЯ ДВИЖЕНИЯ ОДНОЙ ФАЗЫ ПО СТВОЛУ СКВАЖИНЫ

В уравнении для переноса тепла существенными оказались только два члена: обмен тепла с горной породой, что объясняется существенным перепадом температур между паром и горной породой, и удельная теплота конденсации пара. Вместо уравнения (2) принимаем упрощенное уравнение для задачи нагнетания пара:

$$\frac{d(cT)}{dz} = -r(T) \frac{dx}{dz} - \frac{2\pi\lambda}{G} \cdot \frac{(T - T_r)}{\ln(1.56\sqrt{at}/R_w^e)}, \quad (15)$$

где удельная массовая теплоемкость определяется из экспериментальных табличных данных аппроксимацией, как функция температуры и сухости влажного пара.

Для решения (15) с данной температурой на устье (при  $z = 0$ ) будем обращаться к процедуре



**Рисунок 6.** Кривые температурного распределения по глубине скважины для трех массовых расходов влажного пара: 400 (1), 200 (2) и 100 (3) тонн в сутки.

Given/Odesolve пакета Mathcad. В пакете запись уравнения (15) надо иметь в виде, разрешенном относительно  $dT/dz$ . После вывода в (15)  $c(T)$  из-под дифференциала имеем:

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{2\pi\lambda}{G \ln(1.56\sqrt{at}/R_w^e)} \cdot \frac{(T - T_r)}{c(T) + c'(T) \cdot T},$$

$$T_r = T_n + \Gamma z, \quad T(0) = T_f, \quad (16)$$

где  $T_n$  — температура пласта при нулевой глубине вдали от области нагрева,  $\Gamma$  — геотермальный градиент,  $T_f$  — температура на устье скважины.

Температурные зависимости удельной массовой теплоемкости [7] в температурном интервале от 100 до 300 °C для сухого пара, воды и смеси представимы в виде следующих аппроксимаций, использованных нами в дальнейших расчетах:

$$c_v(T) = 1.18 \cdot 10^{-4}(T - 200)^2 + 1.7493 \cdot 10^{-2}(T - 200) + 2.7235,$$

$$c_w(T) = 4.9 \cdot 10^{-5}(T - 200)^2 + 6.589 \cdot 10^{-3}(T - 200) + 4.489,$$

$$c_c(T) = c_v(T) \cdot x + c_w(T) \cdot (1 - x). \quad (17)$$

Уравнение (16) подразумевает использование  $c(T) = c_c(T, x)$  (17), причем значение сухости пара меняется с глубиной. Есть простой выход для получения решения: подправленное значение теплоемкости брать для той же сухости, что и на устье. При температуре, примерно равной 283 °C, сухость пара не влияет на теплоемкость, ибо для сухого пара и воды это значение оказывается одинаковым и равным 5.25 кДж/(кг·°C).

Расчеты температуры по (16) проводились для однофазных случаев при помощи пакета Mathcad. Теплопроводность горных пород принималась 2.2 Вт/(м·°C) (в практических расчетах величина эффективной теплопроводности может быть уточнена, включая ее температурно-барическую зависимость [15]), температуропроводность брали равной 20 м<sup>2</sup>/год. Режим считали установившимся по истечению одного квартала года, термический градиент принимали равным 0.03 °C/м

при  $T_n = 15$  °C. Как видно из рисунка 6, при малых расходах температура резко снижается. Доставить пар на глубину даже до 500 м не удастся при расходах менее 100 тонн в сутки. Эффект может быть достигнут при нагнетаниях порядка 300 и более тонн в сутки.

## 8. ИЗМЕНЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ОБЪЕМА, ПЛОТНОСТИ И СУХОСТИ ВЛАЖНОГО ПАРА

Используем уравнение (2) и введем массовую скорость на единицу площади  $\rho w = G/\pi R_w^2$ , измеряемую в кг/(м<sup>2</sup>·с) и обозначим ее через  $\bar{G}$ . Введем также удельный объем влажного пара  $V = 1/\rho$ . Тогда уравнение импульсов можно преобразовать к виду

$$\frac{dV}{dz} = \frac{g}{\bar{G}^2 V} - \frac{\zeta V}{4R_w} - \frac{1}{\bar{G}^2} \frac{dp}{dz}, \quad V(0) = V_f, \quad (18)$$

где  $V_f$  — значение удельного объема влажного пара на устье.

Решение осуществлялось нами посредством Mathcad. Что касается удельных объемов каждой из фаз ( $V_v$  и  $V_w$  для пара и воды соответственно), то они могут быть найдены по аппроксимациям (6) и уже известному распределению давления. Пластовые давления на глубине до 1 км имеют порядок гидростатического давления воды, около 10 МПа. Даже перегретый пар с температурой 230 °C не выдерживает таких давлений, он начнет свою конденсацию уже при давлении 3 МПа. Фазовый переход пара (выпадение конденсата) начнется с устья скважины как только влажный пар начнет свое течение вниз по колонне. Конденсация пара будет сопровождаться образованием новых капель воды внутри несущей фазы — пара, выделением теплоты парообразования, снижением массовой доли пара из-за его конденсации в водную фазу и катастрофическим уменьшением занимаемого паром объема. В технической литературе имеются обширные сведения о режимах совместного течения смеси жидкости и газа [16, 17]. Мы предлагаем придерживаться следующей концепции проведения расчетов с влажным паром: на линии насыщения свойства фаз поддаются успешному описанию степенной функцией или полиномами от одной переменной — давления или температуры.

## 9. ВЫВОДЫ

Таким образом, нами представлено решение задачи по определению распределения характеристик нагнетаемого влажного пара вдоль колонны при установившемся режиме. Результаты представленных в статье расчетов показывают, что нагнетание пара и доставка теплоты фазового перехода в пласт является достаточно сложным процессом, требующим многовариантных прогнозных расчетов. Потери тепла по скважине определяются суточным расходом пара. При нагнетаниях менее 100 тонн в сутки потери тепла в горную породу значительны. При глубине более 500 метров пар конденсируется полностью в воду. При неглубоком залегании битуминозных пластов до 200–300 м желательнее нагнетание влажного пара. В этом случае теплота фазового перехода доставляется в пласт.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mokheimer E M A, Hamdy M, Abubakar Z, Habib M A and Mahmoud M 2019 *J. Energy Resour. Technol.* **141** 030801
2. Kokal S and Al-Kaabi A 2010 *World Petroleum Council: Official Publication* **64** 64–69
3. Байбаков Н К и Гарушев А Р 1981 *Тепловые методы разработки нефтяных месторождений* (Москва: Недра)
4. Купцов С М, Абдурахманов Н Б, Пангереева Ш С и Кильянов М Ю 2019 *Территория Нефтегаз* **12** 12–16
5. Мустафаев М К 2018 *Разработка нефтяных и газовых месторождений* **16** 14–22
6. Бурже Ж, Сурио П и Комбарну М 1989 *Термические методы повышения нефтеотдачи пластов (пер. с франц.)* (Москва: Недра)
7. Александров А А и Григорьев Б А 1999 *Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара: Справочник* (Москва: МЭИ)
8. Алишаев М Г и Азизов Г А 2010 *Вестник ДНЦ РАН* **36** 15–24
9. Алхасов А Б, Алишаев М Г и Алхасова Д А 2016 Парообразование и движение смеси по скважине при добыче глубинных термальных вод *GEOENERGY, Материалы II Международной научно-практической конференции* ред. Таймасханов Х Э и др (Грозный: АЛЕФ) с. 101–115
10. Алишаев М Г 2010 *Известия РАН* **1** 36–47
11. Alishaev M G, Beybalaev V D, Aliev R M and Aliverdiev A A 2021 *Thermal Science* **25** S315–S320
12. Шулюпин А Н и Чермошенцева А А 2013 *Журнал технической физики* **83** 14–19
13. Христианович С А, Гальперин В Г, Миллионщиков М Д и Симонов Л А 1948 *Прикладная газовая динамика* (Москва: ЦАГИ)
14. Rajadurai J S 2003 *Thermodynamics and Thermal Engineering* (New Delhi: New Age International (P) Limited)
15. Emirov S N, Aliverdiev A A, Zarichnyak Y P and Emirov R M 2021 *Rock Mech. Rock Eng.* **54** 3165–3174
16. Барилевич В А 2009 *Основы термогазодинамики двухфазных потоков и их численное решение* (Санкт-Петербург: Издательство Политехн. университета)
17. Васильев А П и Трошина Т В 2000 *Вестник ОГУ* **2** 110–113

# Исследование путей совершенствования рекуперативного цикла ГТУ средствами эксергетического анализа

А. С. Косой<sup>1</sup>, Ю. А. Борисов<sup>1</sup>, М. В. Синкевич<sup>1</sup>, Э. Р. Рамазанов<sup>1,2</sup> и  
Л. Е. Вендланд<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

<sup>2</sup> Российский университет дружбы народов имени Патриса Лумумбы, Миклухо-Маклая 6, Москва 117198, Россия

E-mail: vendland1@gmail.com

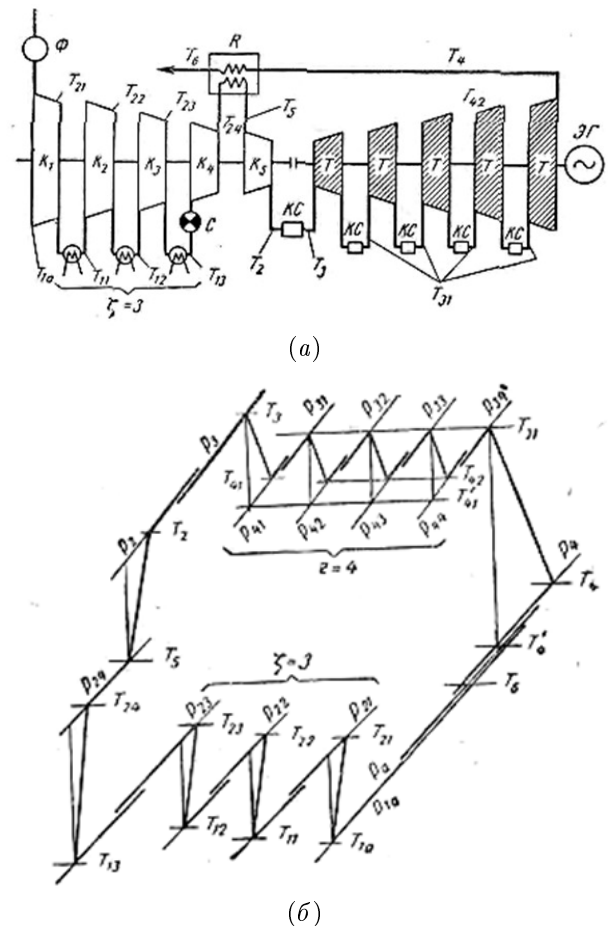
Статья поступила в редакцию 11 декабря 2023 г.

**Аннотация.** Представлены результаты исследования путей совершенствования рекуперативного цикла ГТУ средствами эксергетического анализа. Показано, что наиболее действенными мероприятиями, направленными на повышение КПД термодинамического цикла являются: повышение начальной температуры цикла, увеличение степени рекуперации, совершенствование процессов повышения и понижения давления и снижение гидравлических сопротивлений элементов проточной части. Определено, что при высокой степени рекуперации (более 90%) от дополнительного усложнения цикла (введение ступеней промежуточного охлаждения и подогрева) существенного эффекта не достигается. <https://doi.org/10.33849/2023406>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Рекуперативному циклу Брайтона уделяется большое внимание, особенно, когда речь идет об энергетических установках небольшой мощности, таких как микротурбины. Одним из примеров успешного применения простого рекуперативного цикла служат микротурбинные установки фирмы Capstone Green Energy Corporation [1]. Еще на заре становления газотурбинных технологий предлагалось множество различных схемных решений, в которых пытались за счет усложнения цикла повысить коэффициент полезного действия (КПД). В качестве примера усложнения термодинамического цикла можно привести одну из схем в учебном пособии [2], приведенную на рисунке 1.

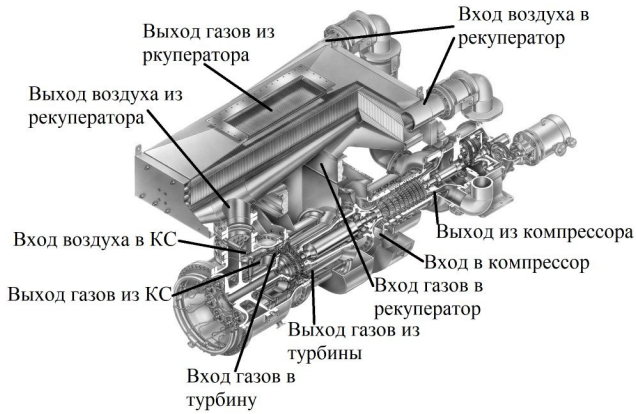
В этой схеме предусмотрено пять ступеней повышения давления, три ступени промежуточного охлаждения и четыре ступени промежуточного подогрева рабочего тела, пять ступеней понижения давления. Такое усложнение термодинамического цикла было обусловлено невысокими технологическими возможностями того времени. Современные технологии прошли далеко вперед. Все это время не прекращались работы, направленные на создание эффективных газотурбинных установок рекуперативного цикла. Первое и наиболее важное направление связано с повышением начальной температуры цикла. Большое внимание уделяется совершенствованию отдельных элементов установки (увеличению эффективности процессов повышения и понижения давления, улучшению теплообменных аппаратов, уменьшению гидравлических потерь). Часть этих проблем решается интересными конструкторскими компоновками установки в целом. В качестве примера такого конструкторского решения можно привести газотурбинную установку компании Solar Turbines Incorporated Mercury<sup>TM</sup>50 [3] (рисунок 2). С целью уменьшения протяженности каналов, соединяющих основные части установки (а, следовательно, и уменьшения гидравлических сопротивлений), в отличие от традиционных схем, турбину и компрессор развернули на 180 градусов. Таким образом, выход воздуха из компрес-



**Рисунок 1.** (а) — Схема ГТУ с многократным охлаждением и подогревом и регенерацией и (б) — Т-S диаграмма этой схемы ГТУ.

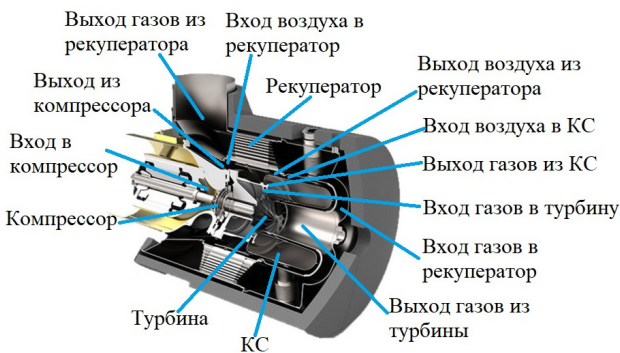
сора совпал с входом в рекуператор, а выход воздуха из рекуператора совпал с входом в камеру сгорания.

Еще более интересное компоновочное решение использовано фирмой Capstone Green Energy Corporation [1]. Они разместили рекуператор кольцом вокруг турбокомпрессорной части, так, что соедини-



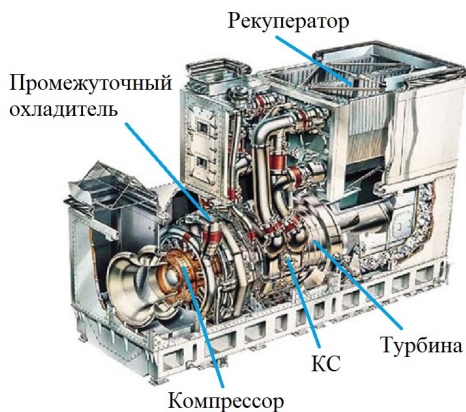
**Рисунок 2.** Конструкция газотурбинной установки Mercury<sup>TM</sup> 50 компании Solar Turbines Incorporated.

тельные каналы передачи рабочего тела практически отсутствуют. Это компоновочное решение показано на рисунке 3. По сей день в энергетике продолжается поиск новых, более эффективных решений.



**Рисунок 3.** Конструкция микротурбин фирмы Capstone Green Energy Corporation.

Можно найти рекуперативные установки с промежуточным охлаждением воздуха. Например, энергетическая установка WR-21 фирмы Rolls-Royce [4] (рисунок 4).



**Рисунок 4.** Энергетическая установка регенеративного цикла с промежуточным охлаждением воздуха WR-21 фирмы Rolls-Royce.

Но следует отметить, что главная цель дополнительного усложнения рекуперативного цикла введением промежуточного охлаждения заключалась в стремлении получить высокую эффективность на малых режимах.

Есть пример рекуперативного цикла с “супер”-промежуточным охлаждением [5]. В этом случае используется холодильный цикл для промежуточного охлаждения воздуха до температуры ниже окружающей среды. Но здесь основная идея заключалась в расширении линейки установок, использующих одно и то же базовое оборудование. Кроме этого, данный проект не вышел за рамки опытно-конструкторских работ.

Таким образом, в качестве практической реализации рекуперативные циклы с дальнейшими усложнениями, такими как промежуточные подогревы и охлаждения рабочего тела, применения не нашли. С другой стороны, не прекращаются теоретические попытки обосновать целесообразность применения промежуточного охлаждения и подогрева рабочего тела в рекуперативном цикле [6–9].

Средствами эксергетического анализа можно показать реальные возможности и пути повышения эффективности регенеративного цикла. Предложенный способ эксергетического анализа [10] позволяет сделать это достаточно просто и наглядно.

Цель настоящей работы — проиллюстрировать наиболее реальные пути совершенствования рекуперативного цикла.

## 2. МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ВЫПОЛНЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Использовавшийся для исследования способ эксергетического анализа достаточно подробно изложен в [10]. Главная “изюминка” этого способа заключается в том, что все энергетические потоки (энергия, эксергия, анергия) выражаются в удельном виде, в процентах исходной тепловой энергии. Энтропия тоже фигурирует в удельном виде (отнесена к той же исходной тепловой энергии). Использование величин в таком удельном виде делает их соразмерными с КПД цикла (полезная работа, отнесенная к той же исходной тепловой энергии). Тогда каждый процент анергии — процент потери КПД. Эксергетический анализ позволяет разложить по полочкам, где именно происходит безвозвратная потеря КПД и оценить ее величину. В рекуперативном цикле можно рассматривать следующие источники безвозвратных потерь:

- Ограничение максимальной температуры в цикле.  
Если мы не имеем права нагреть по тем или иным причинам рабочее тело выше какой-либо температуры, в этом случае мы, очевидно, не можем получить КПД выше определенной величины  $\eta$ , определяемой зависимостью:

$$\eta = (T_3 - T_H) / T_3,$$

где  $T_3$  — ограничение максимальной температуры в цикле;  $T_H$  — температура окружающей среды.

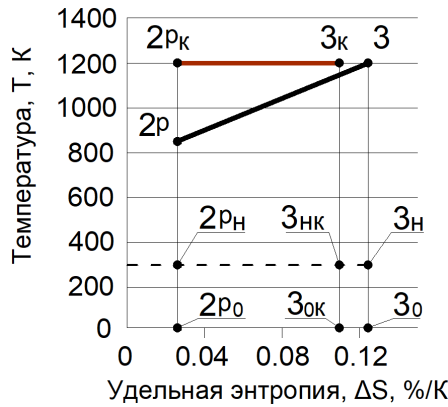
Из этого следует, что анергия (безвозвратная потеря эксергии)  $AE_{xT3}$ , связанная с этим ограничением будет равна:

$$AE_{xT3} = Q_{ПТ} \times T_H / T_3,$$

где  $Q_{ПТ}$  — подведенное тепло.

На рисунке 5 показана диаграмма процесса подвода тепла в T-S координатах. Теоретически можно подводить тепло при постоянной температуре (на диаграмме — линия 2<sub>PK</sub>-3<sub>K</sub>). Тогда все подведенное тепло — это площадь прямоугольника 2<sub>PK</sub>, 3<sub>K</sub>, 3<sub>OK</sub>, 2<sub>PO</sub>. Эксергия этого тепла — площадь прямоугольника 2<sub>PK</sub>, 3<sub>K</sub>, 3<sub>HK</sub>, 2<sub>PH</sub>, а анергия — площадь прямоугольника 2<sub>PH</sub>, 3<sub>HK</sub>, 3<sub>OK</sub>, 2<sub>PO</sub>.

- Потери в процессе подвода тепла. В реальных циклах не удается подвести все тепло горячего источника при максимально допустимой температуре рабочего тела. В частности, в рекуперативном цикле (в данной работе рассматриваются циклы с рабочим телом, близким по свойствам к идеальному газу) рабочее тело нагревается от температуры на входе в камеру сгорания (точка 2<sub>P</sub>, рисунок 5) до максимально допустимой температуры (точка 3, рисунок 5).



**Рисунок 5.** Диаграмма процесса подвода тепла в T-ΔS координатах.

В этом случае все тепло будет площадь четырехугольника 2<sub>P</sub>, 3, 3<sub>0</sub>, 2<sub>PO</sub>, а анергия — площадь прямоугольника 2<sub>PH</sub>, 3<sub>H</sub>, 3<sub>0</sub>, 2<sub>PO</sub>. При подводе тепла с переменной температурой анергия больше на величину площади прямоугольника 3<sub>HK</sub>, 3<sub>H</sub>, 3<sub>0</sub>, 3<sub>OK</sub>. Если предположить, что линия 2<sub>P</sub>-3 прямая, тогда среднеинтегральная температура подвода тепла будет равна среднеарифметической и потери, связанные с подводом тепла АЕ<sub>хПТ</sub> (площадь прямоугольника 2<sub>PH</sub>, 3<sub>H</sub>, 3<sub>0</sub>, 2<sub>PO</sub>), могут быть выражены через температуры следующим образом:

$$AE_{хПТ} = Q_{ПТ} \times (2T_H / (T_3 + T_{2p}) - T_H / T_3),$$

где T<sub>2p</sub> — температура начала подвода тепла. Строго говоря, среднеинтегральная температура подвода тепла не равна среднеарифметической, но допущение, что рабочее тело идеальный газ и то, что в регенеративных циклах разница температур от начала до конца подогрева небольшая, позволяет смело пользоваться среднеарифметической величиной.

- Потери в процессе повышения давления. Компрессор совершает работу, которая в результате сжатия рабочего тела переходит в его потенциальную энергию, однако часть совершаемой работы переходит

в тепло. Та доля работы, которая перешла в тепло, дает увеличение энтропии рабочего тела:

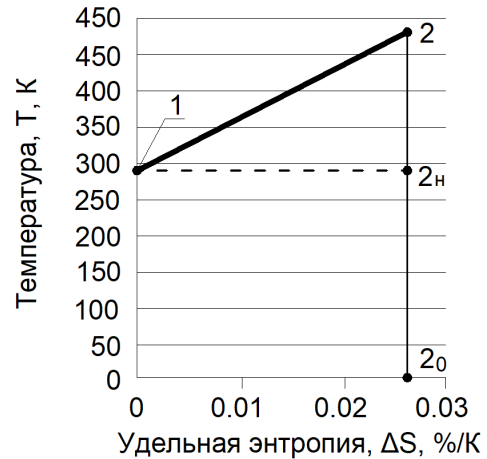
$$\Delta S_k = \int_1^2 dQ_k / T,$$

если рабочее тело — идеальный газ, то этот интеграл с достаточно высокой точностью можно определить следующим образом:

$$\Delta S_k = \Delta Q_k \times 2 / (T_1 + T_2),$$

где ΔQ<sub>k</sub> — часть работы компрессора, перешедшая в тепло, а T<sub>1</sub> и T<sub>2</sub> — соответственно температуры рабочего тела в начале и в конце процесса повышения давления.

На рисунке 6 показана диаграмма процесса повышения давления. Начало процесса — точка 1. Конец процесса — точка 2. Часть работы компрессора, перешедшая в тепло, будет равна площади четырехугольника 1, 2, 2<sub>0</sub>, 0. Анергия этого тепла АЕ<sub>хК</sub> равна площади прямоугольника 1, 2<sub>H</sub>, 2<sub>0</sub>, 0. АЕ<sub>хК</sub> = ΔQ<sub>k</sub> × 2 × T<sub>H</sub> / (T<sub>1</sub> + T<sub>2</sub>).



**Рисунок 6.** Диаграмма процесса повышения давления в T-ΔS координатах.

- Потери в процессе понижения давления. При понижении давления турбина превращает работу расширения рабочего тела в полезную энергию, но часть этой работы теряется в виде тепла, возвращаемого рабочему телу. Так же как и в случае повышения давления, это тепло дает увеличение энтропии рабочего тела:

$$\Delta S_T = \int_3^4 dQ_T / T,$$

и с теми же допущениями, этот интеграл с достаточно высокой точностью можно определить следующим образом:

$$\Delta S_T = \Delta Q_T \times 2 / (T_3 + T_4),$$

где ΔQ<sub>T</sub> — часть работы, перешедшая в тепло, а T<sub>3</sub> и T<sub>4</sub> — соответственно температуры рабочего тела в начале и в конце процесса понижения давления.

На рисунке 7 показана диаграмма процесса понижения давления. Начало процесса — точка 3. Конец процесса — точка 4. Часть работы, перешедшая в тепло, будет равна площади четырехугольника 3, 4, 4<sub>0</sub>, 3<sub>0</sub>. Анергия этого тепла АЕ<sub>хТ</sub> равна площади прямоугольника 3<sub>0</sub>, 3<sub>H</sub>, 4<sub>H</sub>, 4<sub>0</sub>:

$$AE_{хТ} = \Delta Q_T \times 2 \times T_H / (T_3 + T_4).$$

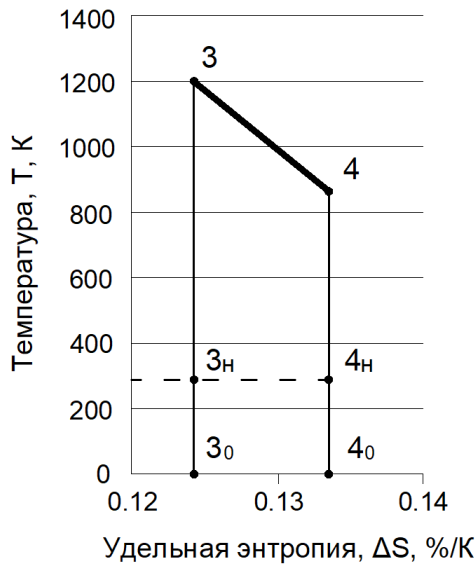


Рисунок 7. Диаграмма процесса понижения давления в T – ΔS координатах.

- Потери при передаче тепла в теплообменных аппаратах (рекуператоре, промежуточном охладителе, промежуточном подогревателе). При передаче тепла в теплообменных аппаратах происходит перераспределение эксергии и анергии. Эксергия уменьшается, а анергия увеличивается. Чем больше разница средних температур горячего и холодного теплоносителей, тем больше это перераспределение.

На рисунке 8 показана диаграмма процесса передачи тепла. Отдавая тепло, горячий теплоноситель охлаждается (линия Г1–Г2).

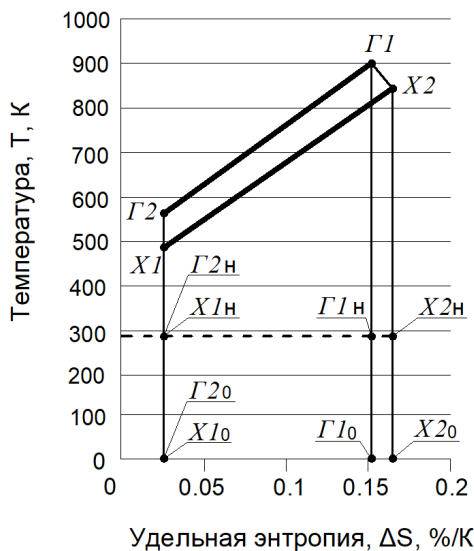


Рисунок 8. Диаграмма процесса передачи тепла в T–ΔS координатах.

Как и в случаях с компрессором и турбиной, изменение энтропии горячего теплоносителя  $\Delta S_{\GammaГ}$  может быть выражено через температуры:

$$\Delta S_{\GammaГ} = \Delta Q_{\GammaГ} \times 2 / (T_{\Gamma1} + T_{\Gamma2}),$$

где  $\Delta Q_{\GammaГ}$  — отданное тепло, а  $T_{\Gamma1}$  и  $T_{\Gamma2}$  — соответственно температуры горячего теплоносителя в начале и в конце процесса охлаждения.

Принимая тепло, холодный теплоноситель подогревается (линия Х1–Х2). Изменение энтропии холодного теплоносителя  $\Delta S_{\text{PX}}$  тоже может быть выражено через температуры:

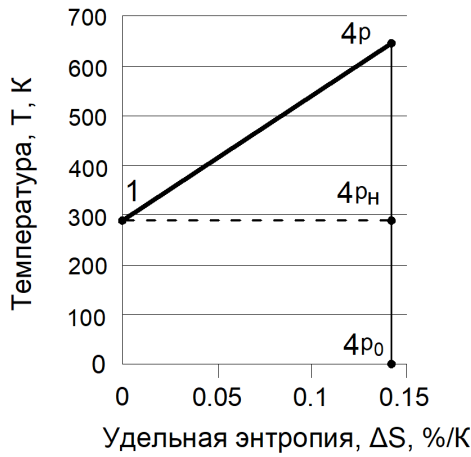
$$\Delta S_{\text{PX}} = \Delta Q_{\text{PX}} \times 2 / (T_{\text{X1}} + T_{\text{X2}}),$$

где  $\Delta Q_{\text{PX}}$  — принятое тепло, а  $T_{\text{X1}}$  и  $T_{\text{X2}}$  — соответственно температуры холодного теплоносителя в начале и в конце процесса подогрева.

Отданное тепло  $\Delta Q_{\GammaГ}$  равно принятому теплу  $\Delta Q_{\text{PX}}$  и равно переданному в теплообменнике теплу  $Q_P$ . Отданное тепло на диаграмме — это площадь четырехугольника Г1, Г2, Г2о, Г1о, а принятое тепло — площадь четырехугольника Х1, Х2, Х2о, Х1о. Анергия тепла горячего теплоносителя равна площади прямоугольника Г1н, Г2н, Г2о, Г1о, а холодного теплоносителя — площади прямоугольника Х1н, Х2н, Х2о, Х1о. Безвозвратная потеря эксергии в процессе теплообмена  $AE_{xP}$  будет равна площади прямоугольника Г1н, Х1н, Х1о, Г1о, или

$$AE_{xP} = Q_P \times T_H / (2 / (T_{\text{X1}} + T_{\text{X2}}) - 2 / (T_{\Gamma1} + T_{\Gamma2})).$$

- Потери вследствие гидравлических потерь. Отдельное внимание следует уделить гидравлическим потерям. Множество участков проточной части оказывает сопротивление движению рабочего тела. На каждом таком участке рабочим телом совершается работа, в результате которой часть потенциальной или кинетической энергии потока рабочего тела в итоге превращается в тепло. Гидравлические потери принято учитывать коэффициентами восстановления полного давления и выражать в потерях полного давления. Если рабочее тело — идеальный газ, то работа, перешедшая в тепло при преодолении гидравлического сопротивления, пропорциональна температуре, и изменение энтропии не будет зависеть от того, в какой точке цикла проявляется гидравлическое сопротивление. Поэтому, для упрощения анализа, все сопротивления по тракту могут быть объединены в одной, суммарной величине потерь полного давления и отнесены к какой-нибудь точке цикла, например, к выходу из турбины (переход 4 ⇒ 4');
- Потери в процессе отвода тепла. Тепло отработавшего рабочего тела отводится в атмосферу. В открытом цикле отвод тепла производится вместе с рабочим телом и атмосфера в этом случае служит идеальным холодильником. В закрытых циклах тепло отводится посредством теплообменных аппаратов. Если есть промежуточное охлаждение, то часть тепла отводится в каждой ступени промежуточного охлаждения. При любом отводе тепла связанном с этим процессом потери равны эксергии отводимого тепла. Все остальное (анергия) было потеряно в предыдущих процессах. В качестве примера на рисунке 9 показана диаграмма процесса отвода тепла в T–ΔS координатах для простого рекуперативного



**Рисунок 9.** Диаграмма процесса отвода тепла в  $T-\Delta S$  координатах.

цикла. Процесс отвода тепла (линия  $4p-1$ ) замыкает цикл, возвращает рабочее тело в исходную точку 1 (на вход в компрессор). На диаграмме отведенное тепло равно площади четырехугольника 1,  $4p$ ,  $4p_0$ , 0. Эксергия этого тепла равна площади треугольника 1,  $4p$ ,  $4p_H$ . Потери связанные с отводом тепла  $AE_{xOT}$  (площадь треугольника 1,  $4p$ ,  $4p_H$ ) могут быть выражены через температуры следующим образом:

$$AE_{xOT} = Q_{OT}(T_{4P} - T_H)/(T_{4P} + T_H),$$

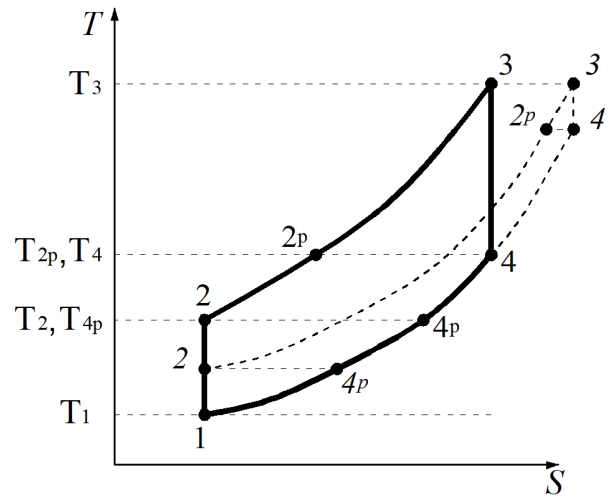
где  $Q_{OT}$  — отведенное тепло;

- **Прочие потери.** К прочим потерям можно отнести потери, связанные с охлаждением горячих деталей проточной части. Кроме этого, работа любой теплосиловой установки связана с рядом дополнительных энергетических потерь, таких как трение в подшипниках, безвозвратные утечки рабочего тела, потери при преобразовании полученной работы в требуемый вид энергии. Анализ этих потерь выходит за рамки вопросов, обсуждаемых в этой статье. Способ оценки этих потерь подробно описан в [10].

### 3. АНАЛИЗ ПУТЕЙ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ РЕКУПЕРАТИВНОГО ЦИКЛА ГТУ СРЕДСТВАМИ ЭКСЕРГЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

#### 3.1. Идеальный рекуперативный цикл

Анализируя термодинамический цикл, весьма полезно представлять предельные возможности совершенствования (некую цель, к которой стремимся). Для этого будем пользоваться понятием идеального термодинамического цикла. Под идеальным рекуперативным циклом будем понимать теоретический случай, когда процессы повышения и понижения давления идеальны, все гидравлические сопротивления равны нулю, степень рекуперации — 100%, рабочее тело — идеальный газ, водяной эквивалент рабочего тела во всех процессах постоянный (постоянная теплоемкость, отсутствуют отборы и подводы рабочего тела). На рисунке 10 показана диаграмма идеального термодинамического цикла с простой рекуперацией тепла.



**Рисунок 10.** Диаграмма идеального термодинамического цикла с простой рекуперацией тепла.

При принятых допущениях температура уходящих газов  $T_{4P}$  будет равна температуре воздуха за компрессором  $T_2$ , а температура воздуха на входе в камеру сгорания  $T_{2P}$  будет равна температуре газа на выходе из турбины  $T_4$ . Средняя температура подвода тепла будет:

$$(T_{2P} + T_3)/2, \text{ или } (T_4 + T_3)/2,$$

а средняя температура отвода тепла будет:

$$(T_{4P} + T_1)/2, \text{ или } (T_1 + T_2)/2.$$

Тогда КПД такого идеального цикла можно будет выразить через температуры:

$$\eta = (T_4 + T_3 - T_1 - T_2)/(T_4 + T_3).$$

Если степень повышения давления будет стремиться к единице, то  $T_2$  будет стремиться к  $T_1$ , а  $T_4$  будет стремиться к  $T_3$ . Тогда мы приходим к тому, что КПД такого идеализированного цикла будет стремиться к циклу Карно:

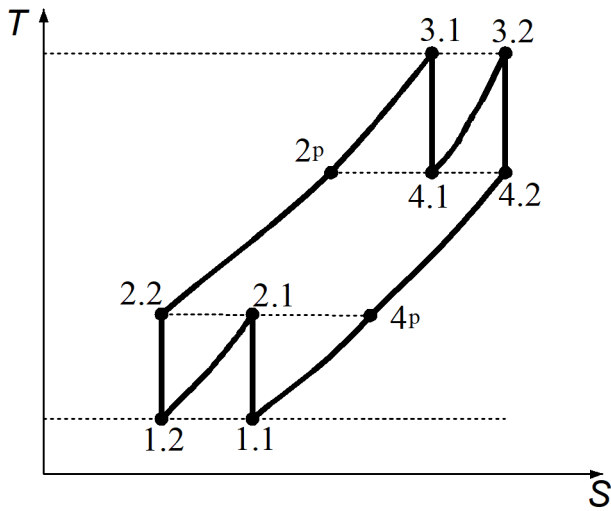
$$\eta = (T_3 - T_1)/T_3.$$

Очевидно, что никакие дополнительные усложнения улучшить идеальный цикл не могут. На рисунке 11 показана диаграмма идеального термодинамического цикла с рекуперацией тепла, промежуточным охлаждением и подогревом. Если в каждой из ступеней степень повышения давления будет стремиться к единице, то также, как и при простой рекуперации мы придем к циклу Карно:

$$\eta = (T_3 - T_1)/T_3.$$

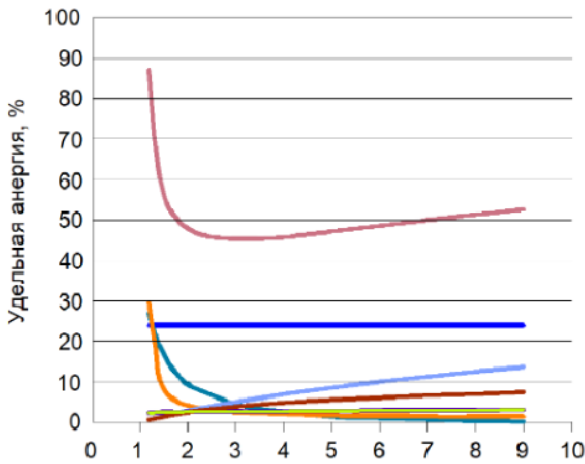
Следовательно, чем ближе реальный цикл к идеальному, тем меньше смысла усложнять термодинамический цикл.

В реальных циклах имеющиеся потери существенно зависят от степени повышения давления. На рисунке 12 показан пример зависимости удельных величин энергии от степени повышения давления для цикла с простой рекуперацией тепла. Наличие потерь снижает



**Рисунок 11.** Диаграмма идеального термодинамического цикла с рекуперацией тепла, промежуточным охлаждением и подогревом.

КПД цикла больше, чем в два раза. Если степень повышения давления стремится к единице, то в какой-то момент КПД может стать нулевым, а дальше принимать и отрицательные значения (энергия будет не генерироваться, а потребляться).



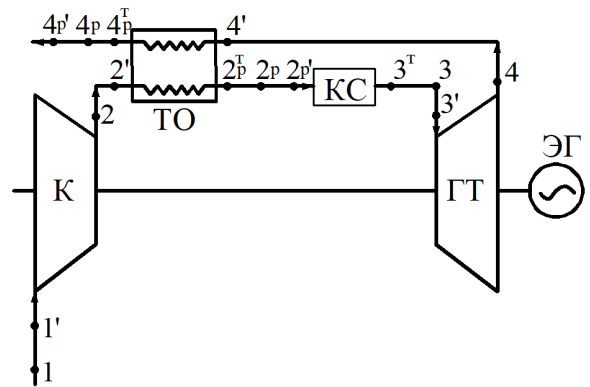
- Сумма удельных энергий
- Ограничение максимальной температуры в цикле
- Гидравлические потери (на 10% потерь коэфф. вост. полного давления)
- Передача тепла в теплообменных аппаратах (на 10% степени рекуперации)
- Процесс подвода тепла
- Отвод тепла в окружающую среду
- Процесс понижения давления (на 10% адиаб. КПД турбины)
- Процесс повышения давления (на 10% адиаб. КПД компрессора)

**Рисунок 12.** Зависимость удельных величин энергии от степени повышения давления.

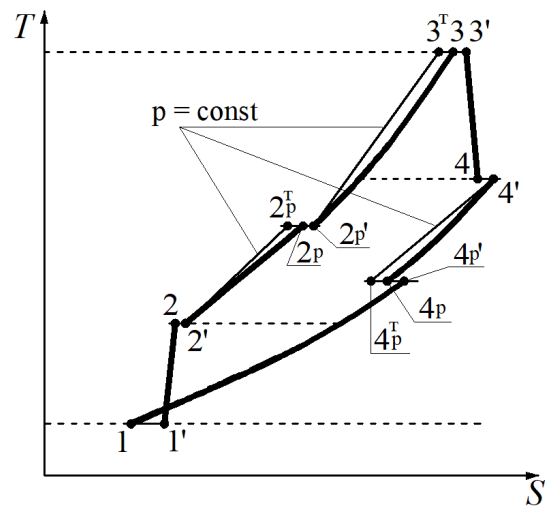
В реальных циклах за счет их усложнения иногда удается поднять КПД.

### 3.2. Реальный рекуперативный цикл

В реальном цикле имеется множество обозначенных выше источников эксергетических потерь. В результате этого реальный КПД цикла значительно ниже, чем теоретически можно было бы получить. Сравним реальный термодинамический цикл с простой рекуперацией тепла и реальный термодинамический цикл с рекуперацией тепла, промежуточным охлаждением и подогревом. На рисунке 13 показана принципиальная схема (а) и диаграмма реального термодинамического цикла с простой рекуперацией тепла (б).



(а)



(б)

**Рисунок 13.** Принципиальная схема (а) и диаграмма реального термодинамического цикла с простой рекуперацией тепла (б).

На схеме показаны характерные точки: на входе в компрессор 1; на выходе из компрессора 2; на входе в рекуператор по холодной стороне 2'; на выходе из рекуператора по холодной стороне без учета гидравлических потерь в рекуператоре  $2_p^T$ ; на выходе из рекуператора по холодной стороне с учетом гидравлических потерь в рекуператоре  $2_p$ ; на входе в камеру сгорания  $2_p'$ ; на выходе из камеры сгорания без учета гидравлических потерь в камере сгорания  $3^T$ ; на выходе из камеры сгорания с учетом гидравлических потерь в камере сгорания 3; на входе в турбину 3'; на выходе из турбины 4; на входе в рекуператор по горячей стороне 4'; на выходе из рекуператора по горячей стороне без учета гидрав-

**Таблица 1.** Сопоставление реальных циклов простой рекуперации и рекуперации с промежуточным охлаждением и подогревом.

Участок цикла		Эксергия		
		1	2	3
Физическое тепло горячего источника, $Q_{ПТ}$		$\sim \Delta T_T$	$\sim (\Delta T_{T1} + \Delta T_{T2}) = 2 \times \Delta T_T$	В 2 раза больше
Подвод тепла	Ограничение максимальной температуры в цикле, $AE_{xT3}$	$T_0/T_3$	$T_0/T_3$	Разницы нет
	Подвод энергии в камере сгорания, $AE_{xПТ}$	$\Delta T_T / \Delta T_T \times f(T^a)$	$(\Delta T_T / 2 \Delta T_T + \Delta T_T / 2 \Delta T_T) \times f(T)$	Разницы нет
Повышение давления в компрессоре, $AE_{xК}$		$\Delta T_K / \Delta T_T \times f(T)$	$(\Delta T_K / 2 \Delta T_T + \Delta T_K / 2 \Delta T_T) \times f(T)$	Разницы нет
Понижение давления в турбине, $AE_{xТ}$		$\Delta T_T / \Delta T_T \times f(T)$	$(\Delta T_T / 2 \Delta T_T + \Delta T_T / 2 \Delta T_T) \times f(T)$	Разницы нет
Передача тепла в рекуператоре, $AE_{xР}$		$Q_P / \Delta T_T \times f(T)$	$Q_P / 2 \Delta T_T \times f(T)$	Выигрыш
Гидравлические потери по тракту <sup>б</sup>	На входе в компрессор	$(1-1') / \Delta T_T$	$(1.1-1.1') / 2 \Delta T_T + (2.1''-1.2) / 2 \Delta T_T$	Разницы нет
	На выходе из компрессора	$(2-2') / \Delta T_T$	$(2.1-2.1') / 2 \Delta T_T + (2.2-2.2') / 2 \Delta T_T$	Разницы нет
	На входе в турбину	$(3-3') / \Delta T_T$	$(3.1-3.1') / 2 \Delta T_T + (3.2-3.2') / 2 \Delta T_T$	Разницы нет
	На выходе из турбины	$(4-4') / \Delta T_T$	$(4.1-4.1') / 2 \Delta T_T + (4.2-4.2') / 2 \Delta T_T$	Разницы нет
	В камере сгорания	$(3^T-3) / \Delta T_T$	$(3.1^T-3.1) / 2 \Delta T_T + (3.2^T-3.2) / 2 \Delta T_T$	Разницы нет
	В промежуточном холодильнике	-	$(2.1''^T-2.1'') / 2 \Delta T_T$	Проигрыш
	В рекуператоре по холодной стороне	$(2^T_P-2_P) / \Delta T_T$	$(2^T_P-2_P) / 2 \Delta T_T$	Выигрыш
В рекуператоре по горячей стороне		$(4^T_P-4_P) / \Delta T_T$	$(4^T_P-4_P) / 2 \Delta T_T$	Выигрыш
Передача тепла в промежуточном холодильнике		-	$\Delta T_K / \Delta T_T * f(T)$	Проигрыш
Отвод тепла во внешнюю среду		$\Delta T_K / \Delta T_T \times f(T)$	$(\Delta T_K / 2 \Delta T_T + \Delta T_K / 2 \Delta T_T) * f(T)$	Разницы нет
Прочие потери		-	-	Разницы нет

<sup>а</sup>Температуры в точках процесса на каждом участке сравниваемых циклов, например, процесс подвода энергии в камере сгорания  $(2_P-3)$ ,  $f(T) = f(T_3, T_{2P})$  для каждого из сравниваемых циклов.

<sup>б</sup>В формулах показаны участки, на которых рассматриваются потери в соответствии с точками, показанными на принципиальных схемах, например,  $(1-1')$  — энергия на участке  $1-1'$ .

лических потерь в рекуператоре  $4_P^T$ ; на выходе из рекуператора по горячей стороне с учетом гидравлических потерь в рекуператоре  $4_P$ ; на выходе из установки  $4_P'$ . Эти же точки иллюстрируют процессы на диаграмме цикла. На рисунке 14 показана схема (а) и диаграмма реального термодинамического цикла с рекуперацией тепла, промежуточным охлаждением и подогревом (б). Здесь, так же как и в предыдущем случае, показаны точки, только через точку дан номер соответствующей части установки. Например, на входе в первый компрессор точка 1.1. Так как, за первым компрессором в этой схеме предусмотрен промежуточный холодильник, который вносит дополнительные гидравлические потери, даны дополнительные точки, указывающие на места дополнительных потерь. Точка  $2.1''^T$  — на выходе из промежуточного холодильника без учета гидравлических потерь в промежуточном холодильнике. Точка  $2.1'$  — на выходе из промежуточного холодильника с учетом гидравлических потерь в промежуточном холодильнике.

Для сопоставительного анализа этих двух циклов примем несколько допущений. Во-первых, примем, что степени повышения давления в обеих ступенях повышения давления равны. А во-вторых, примем в цикле с простой рекуперацией степень повышения давления равной степени повышения давления только одной ступени цикла с рекуперацией тепла, промежуточным охлаждением и подогревом. Между факторами, сни-

жающими КПД цикла, есть взаимное влияние, но это влияние можно отнести к величинам второго порядка малости. Поэтому можно принимать за базу идеальный цикл и просто вычитать вносимые потери. Для сопоставительного анализа, предположение, что рабочее тело — идеальный газ, водяной эквивалент рабочего тела во всех процессах постоянный, вполне приемлемо. Реальное отличие рабочего тела от идеального газа в равной степени сказываются на сравниваемых циклах.

В таблице 1 приведено сопоставление реальных циклов простой рекуперации и рекуперации с промежуточным охлаждением и подогревом. Эта таблица требует небольших пояснений. Влияние каждого источника эксергетических потерь рассматривается как отклонение от идеального цикла только от этого источника. Учитывая то допущение, что эквивалент рабочего тела во всех процессах постоянный и то, что для сравнения используются удельные величины (отнесенные к теплу, подведенному к циклу) в приведенных формулах водяной эквивалент сократился (он присутствует в физической энергии и в подведенном тепле). Для идеального цикла разница температур  $T_3-T_{2P}$  (подведенное тепло) равна разнице температур  $T_3-T_4$  и равна  $\Delta T$ .

Из приведенного в таблице 1 сравнения видно, что промежуточное охлаждение с промежуточным подогревом позволяют в лучшем случае уменьшить в два раза удельную энергию, генерируемую в рекуператоре (в два



**Таблица 2.** Исходные данные для эксергетического анализа ГТУ Capstone C30 и ГТГМ03 <sup>а</sup>.

Характеристика	Численное значение	
	Capstone C30	ГТГМ03
Температура окружающей среды, К	288	288
Температура на выходе из компрессора, К	453	481
Мощность компрессора, кВт	52	39
Адиабатический КПД компрессора	0.77	<b>0.79</b>
Степень рекуперации тепла отработанных газов	0.87	<b>0.92</b>
Исходная тепловая мощность (энергия топлива), кВт	111.8	81.1
Температура на входе в турбину, К	1100	<b>1200</b>
Температура на выходе из турбины, К	864	898
Мощность турбины, кВт	85.6	71.8
Адиабатический КПД турбины	0.87	<b>0.89</b>
Суммарные потери полного давления по тракту ГТД, %	13	<b>11.7</b>
Суммарный отбор воздуха на охлаждение турбины, %	0.5	0.5
Утечки рабочего тела из цикла, %	1.0	<b>0.5</b>
КПД преобразования механической энергии в электрическую (электрогенератор + инвертор)	0.91	0.91
Электрическая мощность (брутто), кВт	30	30

<sup>а</sup>Жирным шрифтом выделены величины ГТГМ03, улучшенные по сравнению с Capstone C30.

**Таблица 3.** Результаты эксергетического анализа ГТУ Capstone C30 и ГТГМ03<sup>а</sup>, %.

Процесс	Тепло		Эксергия		Анергия		
	Capstone	ГТГМ03	Capstone	ГТГМ03	Capstone	ГТГМ03	
Повышение давления в компрессоре	10.70	10.0	2.80	2.9	7.90	7.1	
Подвод тепла	Ограничение максимальной температуры в цикле	100	100	73.8	76.0	26.2	24.0
	Подвод энергии в камере сгорания	100	100	71.2	73.3	2.6	2.5
Понижение давления в турбине	11.62	10.8	8.67	8.6	2.95	2.2	
Гидравлические суммарные потери по тракту в том числе:	по холодной стороне в рекуператоре	8.85	7.5	6.49	5.6	2.36	1.9
	по горячей стороне в рекуператоре	1.36	1.3	1.0	1.0	0.36	0.3
	в том числе: по горячей стороне в рекуператоре	2.73	2.6	2.0	2.0	0.73	0.6
Передача тепла в рекуператоре	101.9	96.5	-	-	8.61	5.7	
Отвод тепла во внешнюю среду	<b>69.5</b>	<b>60.3</b>	17.90	16.9	17.90	16.9	
Прочие потери	<b>3.63</b>	<b>3.4</b>	-	-	3.63	3.4	
Суммарные безвозвратные потери	<b>73.10</b>	<b>63.7</b>	-	-	73.10	63.7	
КПД цикла	26.90	36.3	-	-	26.90	36.3	

<sup>а</sup> Жирным шрифтом выделены безвозвратные потери тепла

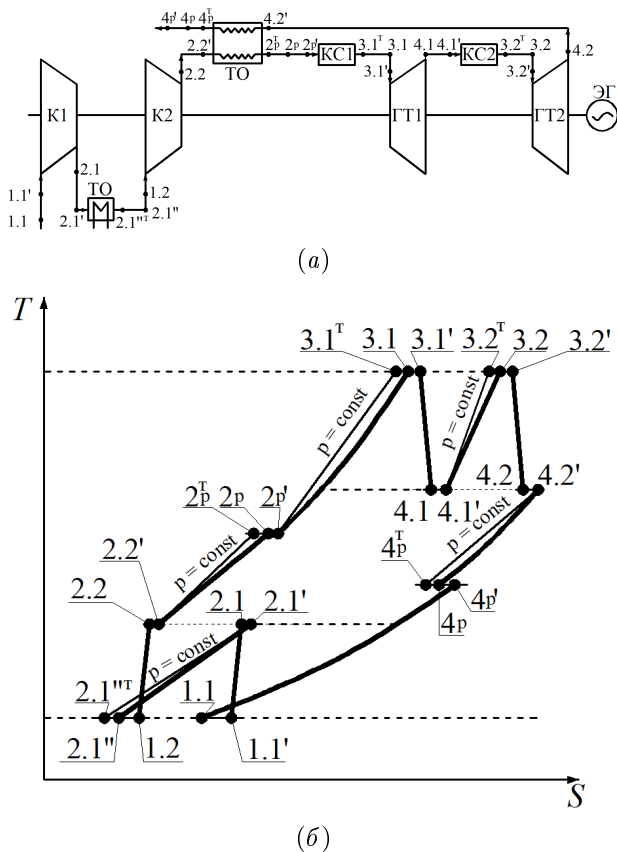
раза увеличивается тепло, к которому относится удельная величина). Поэтому такие усложнения имеет смысл рассматривать тогда, когда ограничены возможности по повышению эффективности рекуператора.

### 3.3. Эксергетический анализ путей совершенствования рекуперативного цикла ГТУ на примере Capstone C30

При создании энергетической установки разработчик вынужден принимать решения при большом количестве ограничительных требований, от которых во многом зависит будущая конструкция и ее термодинамическая эффективность. Эти требования обусловлены назначением создаваемой установки, располагаемыми технологическими возможностями, экономиче-

ской целесообразностью и многими другими факторами. В каждом конкретном случае будут свои возможности по совершенствованию установки, но общие тенденции будут одинаковыми. Рассмотреть их можно на конкретном примере. В качестве примера рассмотрим ГТУ Capstone C30, как одну из наиболее коммерчески успешных установок, и перспективную ГТГМ03. Исходные данные по этим установкам взяты из литературных источников (по Capstone C30 [10] и по ГТГМ03 [11]). Принятые исходные данные приведены в таблице 2.

Приведенные в таблице 2 данные позволяют определить энтропию в каждой узловой точке цикла и построить  $T-\Delta S$  диаграмму. На рисунке 15 показаны диаграммы в  $T-\Delta S$  координатах для цикла ГТУ Capstone C30 (*a, б*), на рисунке 16 — для ГТГМ03 (*a, б*). Здесь

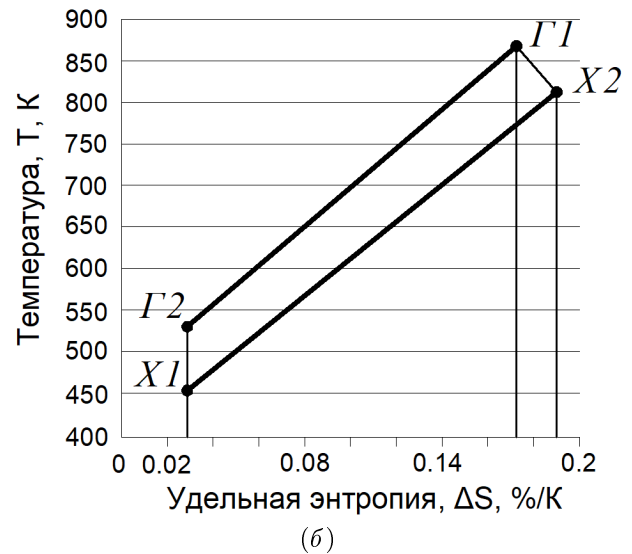
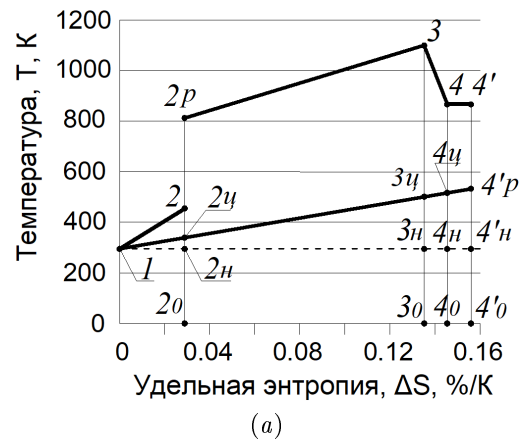


**Рисунок 14.** Принципиальная схема (а) и диаграмма реального термодинамического цикла с рекуперацией тепла, промежуточным охлаждением и подогревом (б).

следует дать важное методическое пояснение. В представленном анализе используется величина изменения энтропии относительно принимаемой точки отсчета. В каждом конкретном процессе может быть принята своя точка отсчета с тем, чтобы наиболее наглядным образом показать термодинамическую суть процессов. В рассматриваемых примерах для процесса повышения давления энтропия на входе в компрессор принята равной нулю (точка 1). Процесс подвода тепла начинается с энтропии на выходе из компрессора (точка 2<sub>р</sub>). Процесс понижения давления начинается из конца процесса подвода тепла (точка 3). Все гидравлические сопротивления объединены в одну величину и начало процесса гидравлических потерь совмещено с концом процесса понижения давления (точка 4). Процесс передачи тепла в рекуператоре показан на рисунке 16 (а, б).

В таблице 3 сопоставлены результаты эксергетического анализа циклов ГТУ Capstone С30 и ГТГМ03.

Из результатов, приведенных в таблице 3, видно, что мероприятия по повышению КПД ГТГМ03 дают следующие результаты: повышение степени рекуперации на 5% дает повышение КПД цикла на 2.9% (абсолютных); повышение температуры рабочего тела перед турбиной на 100 К дает повышение КПД цикла на 2.2% (абсолютных); повышение адиабатического КПД компрессора и турбины по 2% дает соответственно повышение КПД цикла на 0.8 и 0.75% (абсолютных); уменьшение гидравлических потерь на 1.3% дает повышение КПД цикла на 0.5% (абсолютных). Еще чуть больше 1% дают все остальные мероприятия, такие



**Рисунок 15.** Диаграммы в Т-ΔS координатах для цикла ГТУ Capstone С30 (а), процесс передачи тепла в рекуператоре (б).

как некоторое увеличение степени повышения давления, уменьшение утечек рабочего тела из цикла, уменьшение прочих потерь.

ГТУ Capstone С30 и ГТГМ03 относятся к классу микротурбинных энергетических установок. На эффективность элементов таких установок оказывает существенное влияние масштабный фактор. Так, ограничение по допустимой температуре, существенно ниже достигнутых температур в больших ГТУ. Имеется много резервов для повышения адиабатического КПД компрессора и турбины. Поэтому можно продолжать двигаться в направлении совершенствования основных составных элементов. С учетом всех резервов в целом, уже при достигнутом сегодня техническом уровне ведутся успешные работы по повышению КПД такого класса машин до 37–42% [11].

#### 4. ВЫВОДЫ

- Использованная методика эксергетического анализа энергоустановок позволяет достаточно просто и наглядно разложить все составляющие потерь эффективности термодинамического цикла. Таким образом, можно эффективно выстраивать стратегию создания новых энергетических установок.

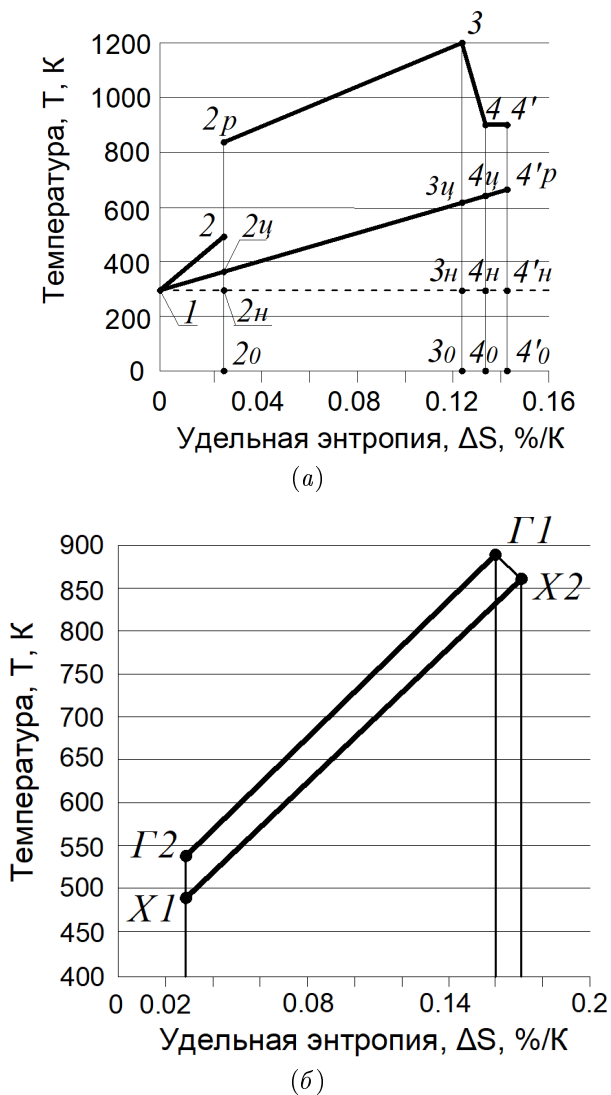


Рисунок 16. Диаграммы в  $T-\Delta S$  координатах для цикла ГТГМ03 (а), процесс передачи тепла в рекуператоре (б).

- Показано, что чем ближе реальный цикл с простой рекуперацией тепла к идеальному, тем меньше смысла заниматься дальнейшим его усложнением. При уже достигнутых показателях эффективности основных частей энергетических установок, в первую очередь, при высокой степени рекуперации (более 90%) от дополнительного усложнения цикла (введения ступеней промежуточного охлаждения и подогрева) теоретически можно получить не более 2–3% повышения КПД. Реально эта величина может быть существенно меньше.
- Показано, что наиболее действенными мероприятиями, направленными на повышение КПД термодинамического цикла являются: повышение начальной температуры цикла, увеличение степени рекуперации, совершенствование процессов повышения и понижения давления и снижение гидравли-

ческих сопротивлений элементов проточной части. Так, на примере сопоставления энергетических установок ГТУ Capstone C30 и ГТГМ03 показано, что такие мероприятия дали увеличение КПД более, чем на 9%.

- Благодаря тому, что ГТУ Capstone C30 и ГТГМ03 относятся к классу микротурбинных энергетических установок и, что на КПД таких установок оказывает существенное влияние масштабный фактор, имеется больше резервов повышения КПД, чем в больших двигателях. Вследствие масштабного фактора достигнутые температуры на входе в турбину значительно меньше, чем в мощных газовых турбинах, эффективность процессов повышения и понижения давления в мощных газовых турбинах также существенно выше. Если учитывать все резервы в целом, то уже при достигнутом сегодня техническом уровне ведутся успешные работы по повышению КПД такого класса машин до 37–42%.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 2023 Capstone Green Energy Corporation <https://www.capstonegreenenergy.com/> [Online; accessed 21-November-2023]
2. Уваров В В 1970 *Газовые турбины и газотурбинные установки: Учебное пособие для студентов машиностроительных вузов и факультетов* (М.: Высшая школа)
3. 2023 Газотурбинная установка Mercury<sup>TM</sup>50 компании Solar Turbines Incorporated [https://www.solarturbines.com/en\\_US/products/power-generation-packages/mercury-50.html#tabs-c126a12c80-item-d3a8350999-tab](https://www.solarturbines.com/en_US/products/power-generation-packages/mercury-50.html#tabs-c126a12c80-item-d3a8350999-tab) [Online; accessed 21-November-2023]
4. Colin R The WR-21 intercooled recuperated gas turbine engine – integration into future warships *Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2003* (Tokyo) p 1
5. Touchton G, Belokon A, Senkevych M and Belyaev V A novel gas turbine product line for onsite generation and combined heat and power between 400 kW<sub>e</sub> and 1.6 MW<sub>e</sub> *Turbo Expo 2004: Power for Land, Sea, and Air*
6. Pham H S, Alpy N, Ferrasse J H, Boutin O, Quenaut J, Tothill M, Haubensack D and Saez M 2015 *Energy* **87** 412–424
7. Marchionni M, Bianchi G and Tassou S 2018 *Energy* **148** 1140–1152
8. Смирнов Д К и Богатова Т Ф 2018 Анализ методов повышения эффективности работы ГТУ *Труды третьей научно-технической конференции молодых ученых Уральского энергетического института* (Екатеринбург: УрФУ) с. 16–19
9. Bontempo R and Manna M 2019 *Energy Conversion and Management* **195** 1255–1279
10. Косой А С, Косой А А, Попель О С, Зейгарник Ю А, Синкевич М В и Филиппов С П 2023 *Теплоэнергетика* **7** 1–22
11. Косой А С, Попель О С, Бесчастных В Н, Зейгарник Ю А и Синкевич М В 2017 *Теплоэнергетика* **10** 1–8

# Технология торрефикации для получения качественного твердого топлива из биомассы

В. М. Зайченко и А. Л. Шевченко

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: shev@jiht.ru

Статья поступила в редакцию 10 августа 2023 г.

**Аннотация.** В работе показано, что энергетическая утилизация биоотходов является одним из возможных путей решения проблемы глобального потепления за счет сокращения выбросов углекислого газа, очистки земной поверхности от накопившихся отходов и обеспечения тепловой и электрической энергией регионов страны. Одним из перспективных способов получения высококачественного твердого биотоплива является торрефикация — низкотемпературный пиролиз. В результате такой термической обработки биомассы улучшаются ее топливные свойства: повышается теплотворная способность, насыпная плотность и гидрофобность, улучшается размоление пеллет для использования в стандартных пылеугольных котлах. Кроме того, биомасса является  $\text{CO}_2$ -нейтральным топливом. При сжигании растительной биомассы выделяется ровно столько углекислого газа, сколько было поглощено растениями в период роста. Замена традиционного каменного угля торрефицированным биотопливом позволит решить важные экономические и экологические задачи: сократить выбросы парниковых газов, очистить землю от отходов, повысить экономическую эффективность производства энергии. В ОИВТ РАН разработана энергоэффективная технология торрефикации, использующая внутреннюю энергию контролируемой экзотермической реакции и отходящих из газопоршневого электроагрегата газов в качестве бескислородного теплоносителя. Распределенное энергоснабжение на местных топливно-энергетических ресурсах с использованием когенерационных схем с одновременной выработкой тепловой и электрической энергии является более выгодным по сравнению с централизованным, поскольку тепловую энергию нельзя передавать на большие расстояния. В статье показано, что экономические показатели биоэнергетических систем с применением предложенной технологии торрефикации подтверждают безусловную эффективность внедрения данной технологии в систему децентрализованного энергоснабжения. <https://doi.org/10.33849/2023407>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Использование биомассы в качестве топлива в настоящее время приобретает все большую актуальность. Под биомассой понимаются местные топливно-энергетические ресурсы, к которым относятся торф, древесные и сельскохозяйственные отходы, отходы жизнедеятельности различных видов. Согласно существующим оценкам, энергетическое использование имеющихся в нашей стране отходов биомассы позволит обеспечить порядка 80% потребности нашего государства в топливе. При использовании биомассы в качестве топлива не нарушается природный баланс  $\text{CO}_2$ . Растения поглощают  $\text{CO}_2$  в период роста, то же самое количество двуокиси углерода выделяется при сжигании биомассы. Дисбаланс  $\text{CO}_2$  возникает, когда на поверхность земли извлекается ископаемое топливо, которое изначально находилось в толще земли и, при этом механизма нейтрализации двуокиси углерода, которая в этом топливе содержится, в природе не существует.

## 2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ УТИЛИЗАЦИЯ ОТХОДОВ БИОМАССЫ

В качестве примера, показывающего перспективность использования энергетической утилизации биоотходов, можно привести следующие данные. В 2022 году в России собрано порядка 150 млн т зерновых [1]. Это значит, что образовалось примерно 250 млн т соломы. По существующим нормам не более 40% соломы может быть использовано в качестве корма для скота и сожжено для получения удобрений. Остальное необходимо утилизировать. Оптимальным решением данной

задачи является использование в энергетике топлива, получаемого из данного вида отходов. Причем, сбор урожая и образование соломы происходит в конце лета, а максимальный спрос на топливо возникает зимой. То есть необходимо обеспечить сохранность собранной соломы в качестве топлива несколько месяцев без снижения его потребительских свойств. Эту задачу успешно решает торрефикация за счет придания биотопливу гидрофобных свойств.

В России в 2022 году собрано более 16 млн т подсолнечника [2]. Утилизация шелухи подсолнечника (около 2 млн т) тоже большая проблема. Также, в России производится миллионы тонн осадков сточных вод. В качестве удобрений в сельскохозяйственном производстве используется не более 7%. Основной метод утилизации — сохранение осадков на иловых картах или захоронение. В принципе, навоз — это тоже большая проблема настоящего времени. Сейчас уже не нужны органические удобрения в том количестве, в котором производились ранее. На уровне 1914–1915 годов все отходы жизнедеятельности домашних животных и птиц (в России) вносились в пахотные земли в виде удобрения. Тогда не было излишков. Это было при урожайности на уровне 15–16 центнеров зерновых с гектара. И существовал паритет между площадью пахотных земель, урожайностью и количеством отходов, которые путем использования в качестве удобрения утилизировались. Но с тех пор многое изменилось. Урожайность возросла до 40–60 ц/га. Значительно возросло потребление мяса на человека, соответственно, увеличилось количество производителей навоза и, самое главное, создана химическая индустрия, которая занимается производ-

ством минеральных удобрений. Эти минеральные удобрения дешевле и более удобны в использовании. Баланса (паритета) между пахотными землями, урожайностью и количеством производимой органики нет. Навоз должен быть утилизирован какими-то другими методами. Идет активный поиск новых технических решений по утилизации отходов жизнедеятельности.

Таких примеров можно привести много. На сегодняшний день актуальной и перспективной задачей является разработка технологии получения квалифицированных топлив при переработке различных видов отходов биомассы. Одним из перспективных решений данной проблемы является торрефикация [3, 4].

### 3. ТОРРЕФИКАЦИЯ

Торрефикация — нагрев в безокислительной среде перерабатываемого сырья до температур 250–300 °С. При торрефикации повышается теплотворная способность биотоплива. Например, для гранулированного топлива из древесных отходов с исходной теплотворной способностью 14–17 МДж/кг при торрефикации теплотворная способность возрастает до 19–24 МДж/кг. В результате термической обработки биотопливо становится гидрофобным, повышается его устойчивость к атмосферным и биологическим воздействиям. Это позволяет избежать применения специальных мер с целью предотвращения взаимодействия полученного продукта — торрефиката — с окружающей средой, при котором содержание влаги в топливе увеличивается и снижается качество биотоплива. Для использования биомассы в качестве топлива необходима ее предварительная подготовка. На сегодняшний день широко применяется процесс пеллетизации для получения гранул биотоплива. Пеллеты обладают рядом преимуществ, таких как удобство транспортировки и использования в специальных пеллетных котлах с автоматической подачей топлива. Однако, при воздействии влажности из окружающей среды, обычные пеллеты намокают, рассыпаются, теряют свою энергетическую ценность и перестают быть эффективным топливом. В результате торрефикации пеллеты приобретают свойство гидрофобности — сохраняют форму и калорийность, даже погруженные на длительное время в воду. За счет выхода летучих в процессе торрефикации повышается теплотворная способность, насыпная плотность и прочность. По своим характеристикам торрефикат приближается к свойствам каменного угля, а по некоторым параметрам, например зольности, превосходит ископаемое топливо. Торрефикат можно сжигать вместе с углем или даже заменив последний [5, 6]. Сравнение свойств различных видов твердого топлива представлено в таблице 1 [7].

Существует две основные схемы процесса торрефикации — прямой и непрямой нагрев. В схеме с прямым нагревом тепло передается через стенку реактора [8]. Все газовые продукты торрефикации направляются в камеру сгорания, из которой продукты сгорания направляются в теплообменный аппарат и нагревают промежуточный теплоноситель. В качестве промежуточного теплоносителя могут использоваться как высокотемпературное масло, так и перегретый пар. Более энергетически (и экономически) эффективной является схема с прямым нагревом, когда обрабатываемая биомасса непосредственно контактирует с бескислородным

нейтральным теплоносителем [7]. Использование в качестве нейтрального теплоносителя непосредственно продуктов сгорания накладывает определенные ограничения на организацию процесса сжигания топлива — концентрация кислорода в таком теплоносителе не должна превышать 3–4%, иначе возможно возгорание биосырья в процессе торрефикации. Исследования показали, что небольшое содержание кислорода в греющем теплоносителе допустимо, и даже улучшает энергетические характеристики процесса [9, 10]. Исследования по созданию эффективных технологий торрефикации активно проводились в зарубежных странах в течение примерно 30 лет. В последнее время наблюдается спад интереса к созданию технологий торрефикации. Связано это с тем, что в разрабатываемых технологиях преимущества, получаемые топливом из биомассы при торрефикации, не окупаются теми затратами, которые необходимы для его получения.

В принципе, ситуация, когда новые технические решения в энергетике не окупаются, для нашей страны, является в определенной степени традиционной [11]. В последние годы энергетика нашей страны не является рентабельной. Утрачена экономическая окупаемость сооружения энергетических объектов в приемлемые сроки. Введены специальные формы государственной поддержки строительства новых энергетических установок с использованием, так называемых, “договоров о предоставлении мощности” (ДПМ). Для того, чтобы для инвесторов, вложивших средства в строительство генерирующих энергетических объектов, сроки возврата инвестиций не превышали 15 лет, в стране осуществляется доплата из государственного бюджета. Таким образом, энергетика, которая ранее была в России одним из основных источников пополнения государственного бюджета, попала в число дотируемых отраслей экономики наряду с образованием, культурой, задачами обороны.

В ОИВТ РАН на базе результатов фундаментальных исследований природы экзотермических эффектов, возникающих в биомассе при нагреве в определенном диапазоне температур, сформулированы новые принципы организации процесса торрефикации, обеспечивающие снижение энергозатрат в 3–5 раз, по сравнению с существующими в мире технологиями [12]. Такой эффект достигается за счет использования внутренней энергии управляемой экзотермической реакции, что позволяет существенно снизить уровень подводимой тепловой энергии извне. Еще одним “ноу-хау”, повышающим энергоэффективность торрефикации, является использование в качестве бескислородного греющего теплоносителя отходящих газов от газопоршневого электроагрегата [13–18]. В этой схеме получаемый теплоноситель обладает необходимыми для организации процесса торрефикации свойствами — низкий температурный потенциал (600 °С вместо 2000 °С после обычной камеры сгорания), практически нулевую концентрацию кислорода, уровень давления, обеспечивающий прокачку сквозь слой обрабатываемой гранулированной биомассы. В работе [19] было проведено сравнение технологии торрефикации в псевдооживленном слое с технологией ОИВТ РАН с управляемой экзотермической реакцией. Показано, что последняя имеет в несколько раз более высокую энергоэффективность.

Таблица 1. Сравнительные характеристики различных видов топлива.

Характеристика	Щепа	Пеллеты	Торрефицированные пеллеты	Древесный уголь	Каменный уголь
Влажность, %	30–45	8–10	2–5%	1–5	10–20
Теплота сгорания, МДж/кг	9–12	15–16	20–24	30–32	23–28
Выход летучих, %	70–75	70–75	55–65	10–12	15–30
Фиксированный углерод, %	20–25	20–25	28–35	85–87	50–55
Насыпная плотность, кг/л	0.20–0.25	0.55–0.75	0.75–0.85	0.20	0.8–0.85
Объемная плотность энергии, ГДж/м <sup>3</sup>	2–3	7.5–10.4	15.0–18.7	6–6.4	18.4–23.8
Зольность, %	0.7–1.2	0.9–1.4	< 3	< 5	10–40
Содержание пыли	среднее	допустимое	допустимое	высокое	допустимое
Гигроскопичность	высокая	пониженная	низкая	низкая	низкая
Склонность к биологической деградации	высокая	пониженная	нет	нет	нет
Требования к размолу	повышенные	повышенные	обычные	обычные	обычные
Требования к хранению	высокие	средние	низкие	низкие	низкие
Стоимость транспортировки	высокая	умеренная	низкая	низкая	низкая

На рисунке 1 представлено сравнение по энергетическому балансу получения одного килограмма торрефиката для трех различных схем торрефикации:

1. Классическая схема с прямым сжиганием природного газа. Высокий тепловой потенциал продуктов сгорания (2000 °С) снижается до рабочей температуры торрефикации 250 °С путем отвода тепловой энергии. Непосредственно для торрефикации используется узкий температурный диапазон 250–150 °С.
2. Когенерационная схема с использованием в качестве теплоносителя выхлопных газов, отходящих от газопоршневого электрогенератора в реакторе торрефикации, с температурой ниже температуры начала развития экзотермических реакций. В этом случае высокий тепловой потенциал при сгорании природного газа используется (до 30%) для получения электроэнергии.
3. Когенерационная схема аналогична схеме 2 с использованием тепла управляемой экзотермической реакции. За счет выделяемой энергии экзотермической реакции в несколько раз снижаются энергозатраты на производство торрефиката и повышается производительность установки.

Использование разработок ОИВТ РАН позволяет экономически оправданно получать высококачественное торрефицированное топливо из биомассы. Это было подтверждено в ходе многочисленных экспериментов на установках института. Использование биомассы в виде топлива наиболее экономически выгодно для распределенной энергетики. По своим экономическим показателям распределенное энергоснабжение на местных топливно-энергетических ресурсах является более выгодным с экономической точки зрения по отношению к централизованным энергосистемам. Экономическая целесообразность определяется возможностью использования когенерационных схем, т.е. одновременной выработки тепловой и электрической энергии. Тепловую энергию нельзя передавать на большие расстояния. В силу этих причин источник энергии при когенерационной выработке должен быть расположен в непосредственной близости от потребителя. Переход на распределенное энергоснабжение является общемировой практикой. Применительно к условиям нашего го-

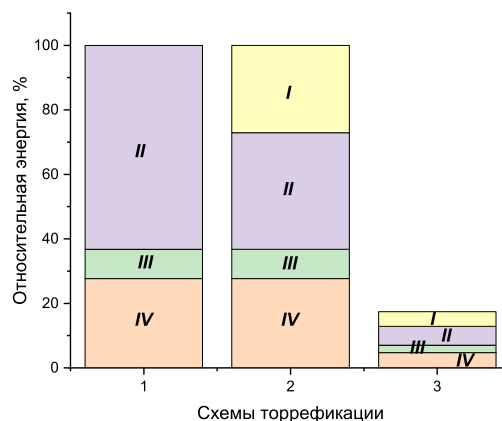


Рисунок 1. Распределение энергии при получении 1 кг торрефицированного продукта в трех различных схемах торрефикации.

1 — Классическая схема; 2 — Когенерационная схема; 3 — Схема с управляемой экзотермической реакцией.

I — электроэнергия; II — тепловая энергия; III — энергия на торрефикацию; IV — выбросы.

сударства, как уже указывалось выше, значительной ресурсной базой для местного энергоснабжения является биомасса. Местные топливно-энергетические ресурсы нерационально транспортировать на большие расстояния. Оценки показывают, что при перевозке местных топливно-энергетических ресурсов на расстояние более 100 км затраты на перевозку нивелируют выгоды от использования распределенных (местных) энергетических систем.

#### 4. ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Первым шагом на пути практического внедрения разрабатываемых схем торрефикации биомассы предполагается создание крупномасштабной опытно-промышленной установки торрефикации, с производительностью по торрефицированному продукту порядка 1000 кг в час (7.5 тыс. т/год) и параллельной выработкой

тепловой и электрической энергии. Получение торрефиката по разрабатываемой технологии обеспечит высокие технико-экономические показатели энергокомплекса:

- установленная электрическая мощность, МВт — 1.2
- установленная тепловая мощность, Гкал/ч — 1.4
- требуемый полный объем инвестиций, млн руб. — 80.0
- чистый доход за расчетный период (NV), млн руб. — 450
- чистый дисконтированный доход (NPV), млн руб. — 140
- внутренняя норма доходности (IRR), % — 29.2
- срок окупаемости затрат (PP), лет — 4.6
- дисконтированный срок возврата инвестиций, лет — 5.7
- себестоимость отпускаемой электроэнергии, тыс.руб./МВтч — 2.77
- себестоимость отпускаемой тепловой энергии, тыс.руб./Гкал — 1.36

Согласно выполненным оценкам сто подобных энергоустановок могут обеспечить электрическую мощность 120 МВт и тепловую — 140 Гкал/ч, достаточные для энергоснабжения жилого района с населением 40–50 тыс. человек. При этом количество утилизируемых органических отходов биомассы составит 220–250 тыс. т в год при соответствующем сокращении потребления ископаемого угля. Проведение на первой стадии исследований опытно-промышленных испытаний разрабатываемой схемы позволит разработать техническую документацию, необходимую для организации серийного промышленного производства специального оборудования для реализации нового типа биоэнергоустановок.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена новая схема переработки биомассы с использованием процесса торрефикации. Данная схема имеет более высокие показатели технико-экономической эффективности по сравнению с технологиями, которые используются в настоящее время. В существующей практике данная схема аналогов не имеет. Эффективность создания биоТЭС при использовании технологии торрефикации, предложенной ОИВТ РАН, определяется тем, что чистый доход за расчетный период ее эксплуатации (20 лет) составляет 450 млн руб., т.е. в 5.6 раза больше стоимости вложенных инвестиций — 80 млн руб. Чистый дисконтированный доход за этот период, определяющий срок возврата инвестиций, составляет 140 млн руб., т.е. превышает сумму инвестиций в 1.8 раза. Без использования торрефикации, увеличивающей теплотворную способность биотоплива в 1.4 раза, все финансово-коммерческие показатели биоТЭС, будут, соответственно ниже. Кроме того, торрефикация, благодаря приобретению свойств гидрофобности, снимает проблему длительного хранения биотоплива, что весьма важно, т.к. многие виды биотоплива обладают свойством сезонности. Представленные экономические расчеты получены для некоторых обобщенных условий — наличие постоянных потребителей энергии и тор-

рефицированного продукта, регулярная поставка сырья (биоотходов), ценовая политика по средним ценам сегодняшнего дня. Для каждого района местные условия могут заметно отличаться и акцент на производимый биоэнергокомплексом продукт может быть смещен на тот или иной вид с выбором оптимальной структуры такой энергоустановки. Однако, представленные результаты показывают безусловную эффективность внедрения биоТЭС в системе распределенного энергоснабжения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://specagro.ru/news/202301/urozhay-zerna-v-rossii-v-2022-godu-sostavil-1538-mln-t>
2. <https://specagro.ru/news/202303/rosstat-podvel-okonchatelnye-itogi-sbora-selkhozkulturn-v-rf-v-2022-godu>
3. Валинеева А А, Масловский В А, Попов С К и Сви-стуннов И Н 2021 *Вестник Московского энергетического института. Вестник МЭИ* 22–36
4. Зайченко В М, Ларина О М, Лицинер И И и Малова О В 2020 *Теплофизика высоких температур* 58 723–731
5. Bergman P C A, Boersma A R, Zwart R W R and Kiel J H A 2005 Torrefaction for biomass co-firing in existing coal-fired power stations *ECN Report*
6. Любов В К и Ивуть А Е 2016 *Вестник Череповецкого государственного университета* 74 16–20
7. Kleinschmidt C P 2011 *Overview of international developments in torrefaction* (Torrefaction Workshop)
8. Demenchenok T 2015 *Integration of biofuel production. How pyrolysis and torrefaction can be integrated: Master's thesis. Lappeenranta University of Technology, LUT School of Energy Systems* (Department of Bioenergy Technology)
9. Кох-Татаренко В С, Кузьмин С Н, Небыаев А В, Исьёмин Р Л, Михалёв А В и Милованов О Ю 2022 *Теплоэнергетика* 23–32
10. Shevchenko A L, Petrov A E, Sytchev G A and Zaichenko V M 2019 *Journal of Physics: Conference Series. The conference proceedings* 012091
11. Зайченко В М, Чернявский А А и Шевченко А Л 2021 *Энергетическая политика* 16–29
12. Shevchenko A L, Sytchev G A and Zaichenko V M 2020 *International Multi-Conference on Industrial Engineering and Modern Technologies, FarEastCon 2020* 9271198
13. Бессмертных А В, Зайченко В М, Косов В Ф и Синельщиков В А 2010 Способ пиролизной переработки биомассы с получением высококалорийных газообразного и жидкого топлив и углеродных материалов *Патент РФ* 2380395
14. Зайченко В М и Лавренов В А 2019 Установка пиролизной переработки твердых углеродсодержащих материалов *Патент РФ* 2698829
15. Бессмертных А В 2013 Комплекс энерготехнологический многофункциональный переработки биомассы *Патент РФ* 136799
16. Зайченко В М, Косов В Ф, Кузьмина Ю С, Марков А В и Морозов А В 2013 Энергетический комплекс с торрефикатором биомассы *Патент РФ* 136801
17. Зайченко В М, Косов В Ф, Кузьмина Ю С и Сычев В А 2016 Установка торрефикации гранулированной биомассы *Патент РФ* 161775
18. Зайченко В М, Ларина О М, Марков А В и Морозов А В 2017 Устройство для термической конверсии биомассы *Патент РФ* 175131
19. Директор Л Б, Зайченко В М, Исьёмин Р Л, Чернявский А А и Шевченко А Л 2020 *Теплоэнергетика* 60–69

# Исследование $p, \rho, T, x$ -зависимостей и энергетических характеристик системы вода–1-пропанол

Б. К. Османова, Э. А. Базаев, А. Р. Базаев и А. Б. Алхасов

Институт проблем геотермии и возобновляемой энергетики – филиал ОИВТ РАН,  
ул. Шамиля д.39а, Махачкала, Дагестан 367030, Россия

E-mail: badji@mail.ru

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2023 г.

**Аннотация.** Приведены новые  $p, \rho, T, x$ -зависимости системы вода–1-пропанол, содержащей 0.1 мольной доли 1-пропанола в однофазной (жидкой, паровой) области, на линии кривой равновесия фаз жидкость–пар, в критической и сверхкритической областях в диапазоне по: температуре 403.15–673.15 К, плотности 31–712 кг/м<sup>3</sup> и давлению до 55 МПа, описанные термическим уравнением вириального вида со средней относительной погрешностью 1.2%. Проведен сравнительный расчет цикла Ренкина для паротурбинной установки на воде и на смеси вода–1-пропанол для различных составов  $x$  в одинаковых термобарических условиях и установлено, что термический и эффективный КПД цикла Ренкина для смеси, содержащей  $x = 0.1$  мольные доли 1-пропанола, принимают максимальные значения. <https://doi.org/10.33849/2023408>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

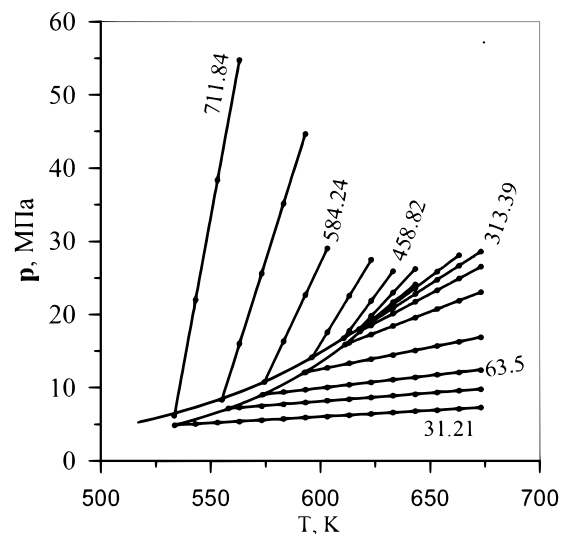
Эффективность энергетических установок, в частности преобразователей тепловой энергии в электрическую, зависит не только от конструкции их тепломеханического оборудования и выбора термодинамического цикла, но и от полноты использования данных о теплофизических свойствах рабочего вещества (тела) в широком диапазоне параметров состояния [1]. Теплофизические свойства воды, основного рабочего тела паротурбинных установок (ПТУ), исследованы подробно и для инженерных расчетов рекомендована Международная система уравнений воды и водяного пара [2]. Как правило, диапазон рабочих температур обычных ПТУ находится в критической области, определяемой критической точкой термодинамической поверхности. Критическая область индивидуального рабочего вещества неизменна и определяется его критическими параметрами, например, воды  $T_k = 647.096$ ,  $p_k = 22.06$ ,  $\rho_k = 321.96$  кг/м<sup>3</sup>. А критическая область смеси, образованной смешением жидкостей, зависит от ее состава, характеризующегося значением мольной доли 1-пропанола и определяется критической линией на термодинамической поверхности [3].

В работе [4] обоснована эффективность использования водоаммиачной смеси в качестве рабочего вещества преобразователей тепловой энергии в электрическую. Как утверждают авторы, преимущество смесевых рабочих веществ по сравнению с индивидуальными состоит в возможности изменить диапазон рабочих температур энергоустановок путем подбора их взаимно растворяющихся компонентов с различными критическими температурами и изменением состава. Это позволяет, во-первых, использовать серийные энергоустановки для преобразования тепловой энергии источников с различными температурами, и во-вторых, унифицировать часть тепломеханического оборудования преобразователей, что экономически целесообразно.

## 2. ОПИСАНИЕ РАБОТЫ

### 2.1. Экспериментальные $p, \rho, T, x$ -измерения

В работе [5] на основе экспериментальных  $p, \rho, T, x$ -зависимостей системы вода–1-пропанол для  $x = 0.2$ , 0.5, 0.8 нами было показано, что эффективный КПД



**Рисунок 1.** Изохоры зависимости давления от температуры смеси вода–1-пропанол при  $x = 0.1$ .

**Таблица 1.** Значение критических параметров смеси вода–1-пропанол.

$T_k$ , К	$p_k$ , МПа	$\rho_k$ , кг/м <sup>3</sup>	
0.0	647.096	22.046	321.96
0.1	620.05	18.37	313.39
0.2	598.15	15.10	306.50
0.5	557.15	9.50	291.00
0.8	542.15	6.47	280.00
1.0	536.85	5.23	273.22

ПТУ на смеси вода–1-пропанол при  $x = 0.2$  максимален и составляет 21% (на воде 18.7%). С целью уточнения этого результата в данной работе нами проведены  $p, T$  и  $p, \rho, T, x$ -измерения этой смеси для  $x = 0.1$  (рисунки 1, 2).

Из таблицы 1 и рисунков 3–5 видно, что изменением состава смеси можно регулировать ее критические параметры и подбирать оптимальный диапазон рабочих температур энергоустановки.



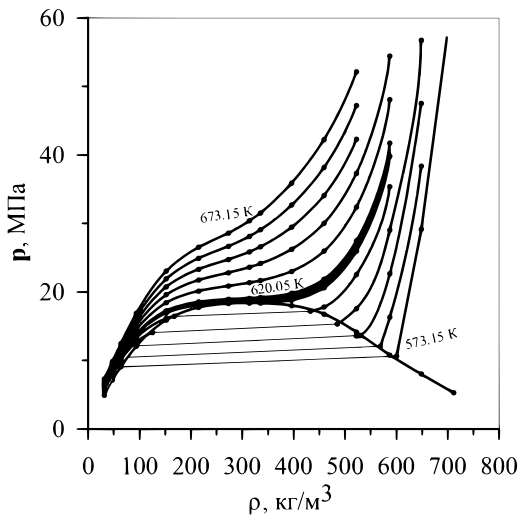


Рисунок 2. Изотермы зависимости давления от плотности смеси вода-1-пропанол при  $x = 0.1$ .

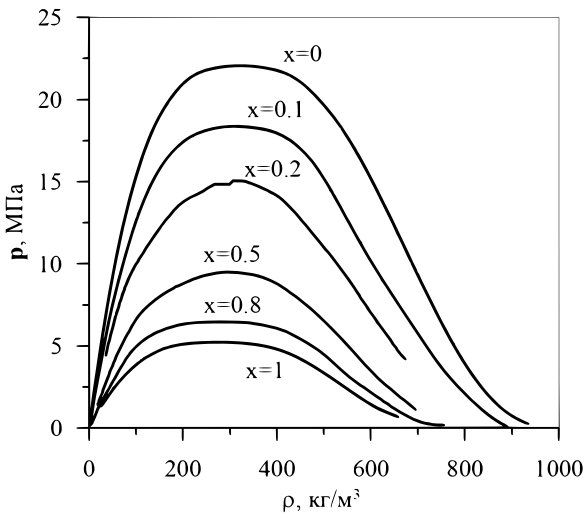


Рисунок 3. Зависимость давления от плотности системы вода-1-пропанол на линии сосуществования фаз для различных значений состава.

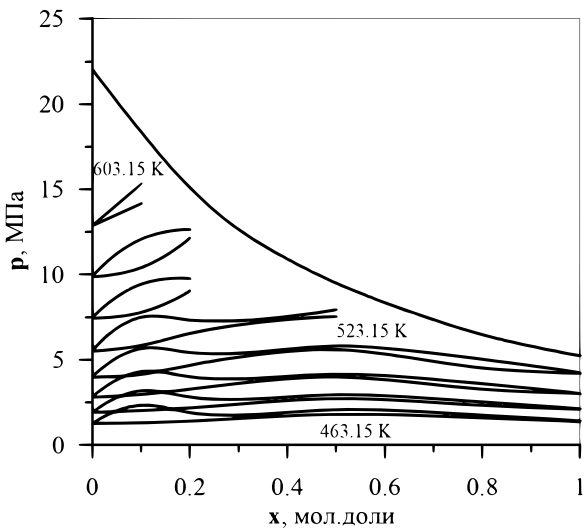


Рисунок 4. Фазовая диаграмма изотерм зависимости давления от состава системы.

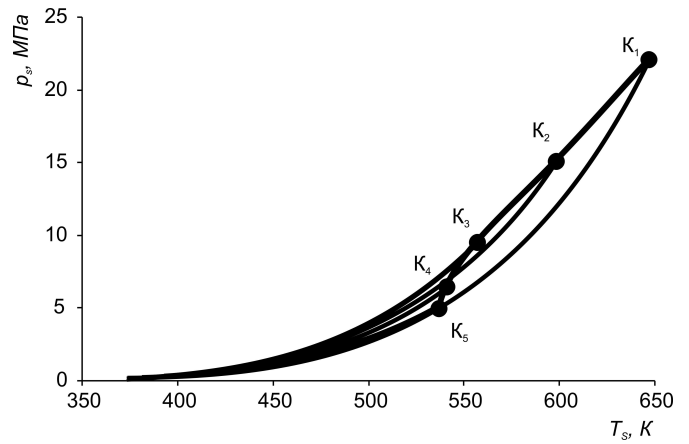


Рисунок 5. Критическая кривая систем вода-1-пропанол.

Таблица 2. Коэффициенты уравнения (2) для смеси вода-1-пропанол,  $x = 0.1$

$a_{10}=4.145878882073635$	$a_{11}=-6.514066127627685$
$a_{12}=0.852098672593587$	$a_{20}=-3.9760150894361046$
$a_{21}=5.236204980617351$	$a_{22}=-0.3403921950316989$
$a_{30}=0.731379646970635$	$a_{31}=-0.4872544024484926$
$a_{32}=-0.07777441939988179$	
$a_{40}=0.8365239557861639$	$a_{41}=-1.3876797635846367$
$a_{50}=-0.3642302248361685$	$a_{51}=0.6373404835574512$
$a_{60}=-0.03180976629916075$	$a_{61}=-0.07116716006374398$

2.2. Описание экспериментальных  $p, \rho, T, x$ -зависимостей полиномиальным уравнением состояния

Зависимость давления от плотности и температуры  $p = f(\rho, T)_x$  описана термическим уравнением вириального вида — разложением фактора сжимаемости  $Z = (p/RT\rho_m)_x$  в ряды по степеням приведенной плотности и приведенной температуры:

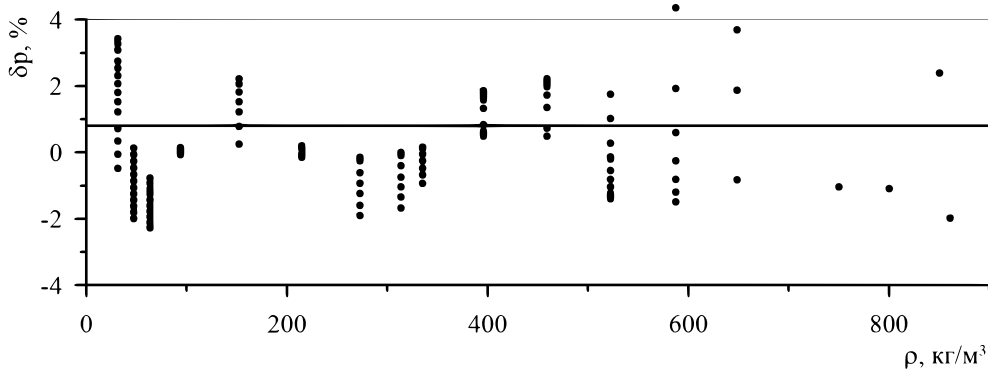
$$Z = p/RT\rho_m = 1 + \sum_{i=1}^m \sum_{j=0}^{n_i} a_{ij} \varpi^i / \tau_j, \quad (1)$$

откуда

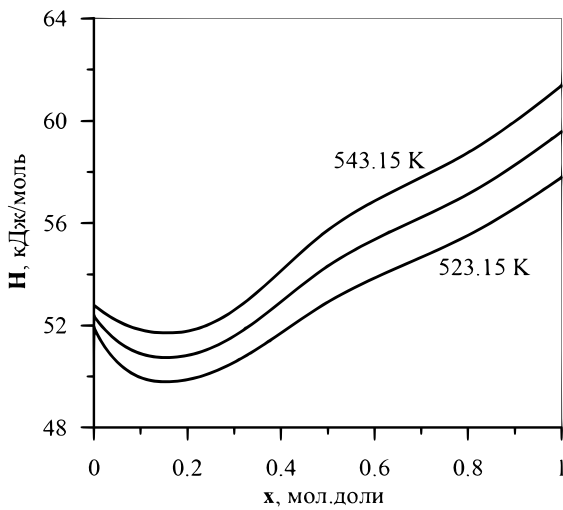
$$p = RT\rho_m \left[ 1 + \sum_{i=1}^m \sum_{j=0}^{n_i} a_{ij} \varpi^i / \tau_j \right], \quad (2)$$

где  $\rho_m$  — молярная плотность (моль/м<sup>3</sup>);  $\varpi = \rho/\rho_k$ ,  $\tau = T/T_k$  — приведенная плотность и приведенная температура соответственно;  $\rho_k, T_k$  — критическая плотность и критическая температура;  $R = 8.314$  Дж/(моль·К) — универсальная (молярная) газовая постоянная. Коэффициенты уравнения, определенные обобщенным методом наименьших квадратов [6], приведены в таблице 2. Среднее относительное отклонение рассчитанных значений давления по уравнению (2) от экспериментальных составляет 1.2% (рисунок 6).

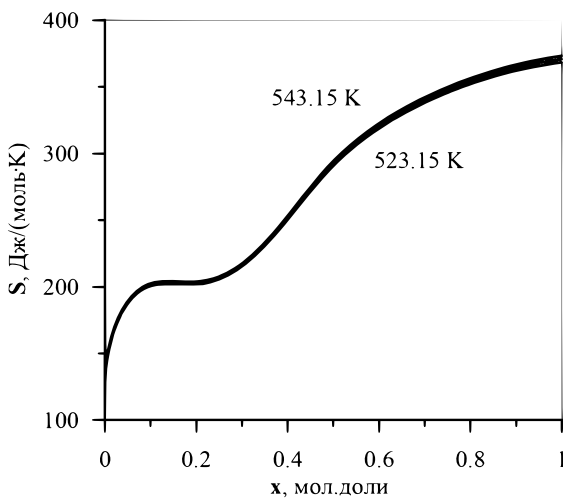
С помощью уравнения (2) получены необходимые для расчета энергетических характеристик системы вода-1-пропанол значения энтальпии и энтропии



**Рисунок 6.** Относительное отклонение расчетных величин давления от экспериментальных для смеси вода–1-пропанол для  $x = 0.1$ .



**Рисунок 7.** Изотермы зависимости энтропии от состава смеси вода–1-пропанол  $\rho_k = 10 \text{ кг/м}^3$ .



**Рисунок 8.** Изотермы зависимости энтальпии от состава смеси вода–1-пропанол  $\rho_k = 10 \text{ кг/м}^3$ .

в жидкой и паровой фазах, на линии сосуществования фаз, в околкритическом и сверхкритическом состояниях (рисунки 7, 8).

**Таблица 3.** Значения КПД для цикла с водой и со смесью вода–1-пропанол.

Рабочее вещество	$x = 0$	$x = 0.1$	$x = 0.2$	$x = 0.5$	$x = 0.8$
Термическое КПД	24.4	34.7	27.6	22.9	20.9
Внутреннее КПД	21.3	30.2	23.9	19.7	17.8
Эффективный КПД	18.7	26.5	21	17.2	15.7

### 2.3. Энергетическая эффективность смеси вода–1-пропанол

Проведен сравнительный расчет циклов на воде и на смесях вода–1-пропанол по методике из работы [7] в одинаковых условиях (давление и температура пара на входе в турбину  $p_1 = 16 \text{ МПа}$  и  $T_1 = 623.15 \text{ К}$ ; температура пара в конденсаторе  $T_2 = 403.15 \text{ К}$ ; КПД парового котла  $\eta = 0.91$ ; внутренний относительный КПД турбины  $\eta_{oi} = 0.88$ ; внутренний относительный КПД насоса  $\eta_{oi}^H = 0.85$ ; механический КПД  $\eta^M = 0.99$ ; КПД электрического генератора  $\eta^G = 0.98$ ).

Как видно из рисунка 9, при одинаковых термобарических условиях (623.15 К и 16 МПа) водяной пар насыщенный, а смеси воды с 1-пропанолом находятся в сверхкритической области (таблица 2). Результаты расчета приведены в таблице 3 и на рисунке 10.

Термический и эффективный КПД ПТУ на смеси вода–1-пропанол растут с ростом концентрации 1-пропанола, и достигают максимума при  $x = 0.1$ , при дальнейшем росте концентрации КПД плавно уменьшаются. Возможно, это связано с тем, что критическая кривая системы вода–1-пропанол имеет выпуклую форму (см. рисунок 5), что в свою очередь можно объяснить структурными особенностями данной системы.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, замещение воды смесью вода–1-пропанол со значением  $x$  до 0.1 в циклах ПТУ позволяет:

1. изменением состава понизить диапазон рабочих температур установки, что оправдано с точки зрения энергосбережения;
2. увеличить термический и эффективный КПД;
3. унифицировать часть тепломеханического оборудования энергоустановок, что экономически целесообразно.

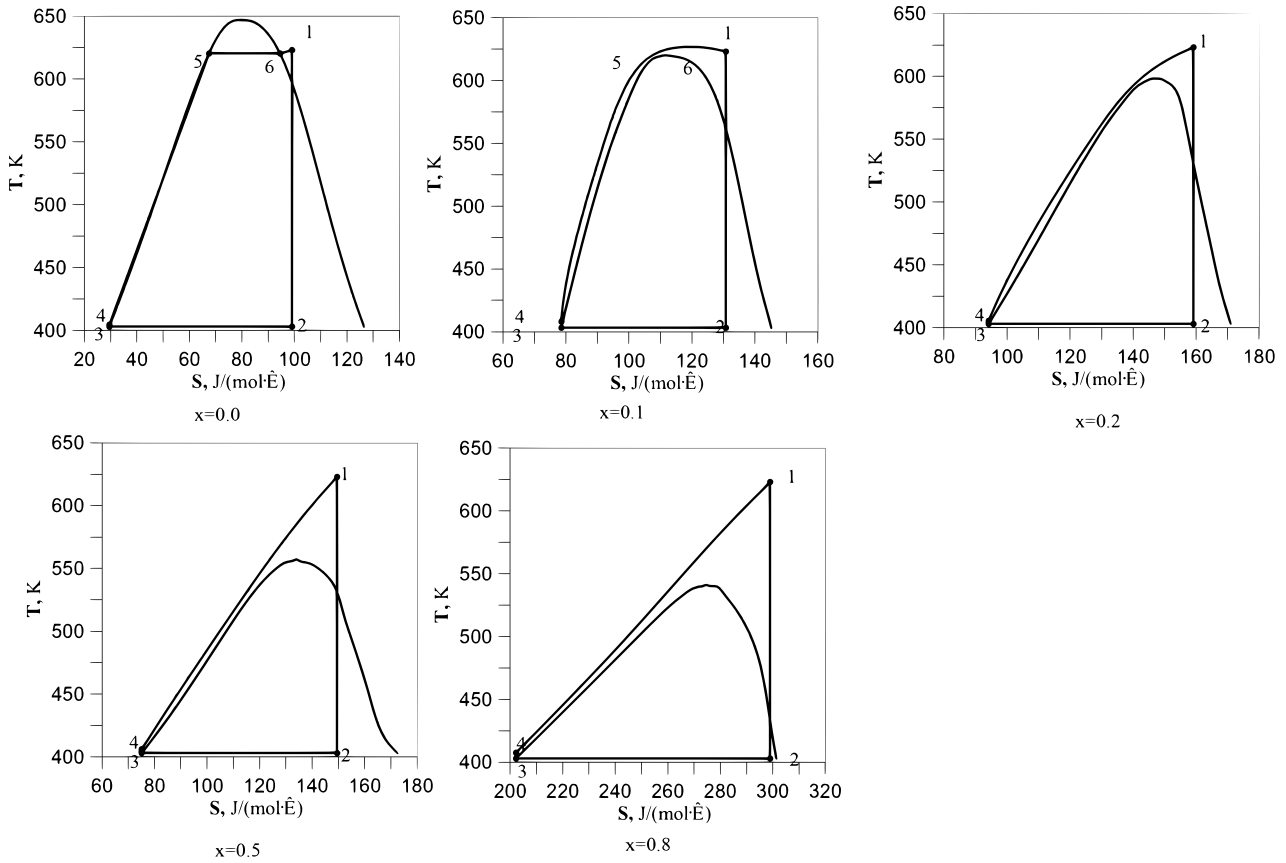


Рисунок 9. T-S диаграмма цикла паротурбинной установки, совершаемого водой и смесями вода-1-пропанол.

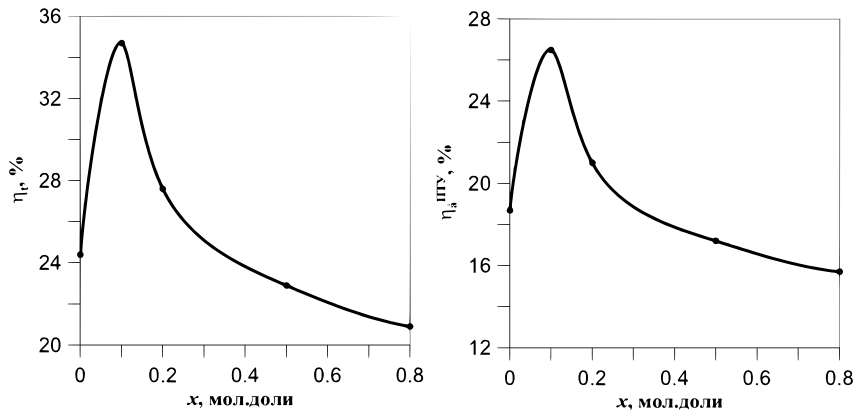


Рисунок 10. Зависимость термического КПД и эффективного КПД ПТУ от состава смеси вода-1-пропанол.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Новиков И И 1975 *Уравнения состояния газов и жидкостей* (Москва: Наука)
2. Dooley R B 1997 *Iapws industrial formulation 1997 for the thermodynamic properties of water and steam Preprint* (Electric Power Research Institute. Palo Alto. CA 94304. USA.)
3. Osmanova B K, Bazaev A R and Bazaev E A 2019 *Journal of Physics: Conf.Series* **99** 1385–1393
4. Васильев В А, Крайнов А В и Говорков И Г 1996 *Теплоэнергетика* **5** 27–32
5. Alhasov A B, Bazaev A R, Bazaev E A and Osmanova B K 2017 *Journal of Physics Conference Series* **1** 891–896
6. Бахвалов Н С, Жидков Н П и Кобельков Г М 1975 *Численные методы* (Москва: Наука)
7. Александров А А 2006 *Термодинамические основы циклов теплоэнергетических установок* (Москва: Издательский дом МЭИ)