
**ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ**

**ДИАГНОСТИКА ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМОВ ТЕПЛООБМЕНА
ПРИ КИПЕНИИ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ НА ОСНОВЕ
ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ**

© 2023 г. Ю. Е. Литвинцова^{a, b, *}, Д. М. Кузьменков^a,
К. Ю. Мурадян^a, М. И. Делов^a, К. В. Куценко^a

^aНациональный исследовательский ядерный университет “Московский инженерно-физический институт”,
Каширское шоссе, д. 31, Москва, 115409 Россия

^bНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова, д. 1, Москва, 123182 Россия

*e-mail: ylitvintsova@mail.ru

Поступила в редакцию 16.02.2023 г.

После доработки 24.04.2023 г.

Принята к публикации 01.06.2023 г.

Целью данной работы является разработка метода диагностики переходных режимов теплоотдачи от конвективного режима кипения к пузырьковому и от пузырькового к пленочному кипению на основе анализа флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности с помощью дискретного вейвлет-преобразования, которое обладает рядом преимуществ по сравнению с преобразованием Фурье, традиционно используемым для получения амплитудно-частотных характеристик флуктуаций температуры и диагностирования смены режима теплоотдачи. Разработанный метод был протестирован на экспериментальных данных по теплоотдаче для конвективного режима, пузырькового и пленочного кипения воды и жидкого азота в большом объеме при атмосферном давлении. Показано, что при конвективном режиме теплоотдачи энергия коэффициентов вейвлет-разложения колебаний температуры теплоотдающей поверхности преимущественно локализована в области относительно низких частот. При достижении режима пузырькового кипения распределение энергии коэффициентов по уровням разложения становится более равномерным, отмечается появление высоких частот. Формы распределений энергии коэффициентов разложения колебаний температуры для конвективного режима теплоотдачи и пленочного кипения схожи, однако полная энергия коэффициентов разложения при пленочном кипении больше на порядок. Исходя из полученных результатов сформулированы новые критерии смены режима теплоотдачи, основанные на определении полной энергии коэффициентов разложения колебаний температуры и энтропии Шеннона распределения энергии коэффициентов по уровням разложения. Результаты работы могут быть полезны при создании надежной автоматизированной системы диагностики теплоотдачи, в том числе в режиме реального времени.

Ключевые слова: флуктуации температуры, пузырьковое кипение, пленочное кипение, кризис кипения, диагностика, вейвлет-преобразование, конвективный режим, коэффициенты разложения

DOI: 10.56304/S0040363623110103

В процессе эксплуатации теплообменного оборудования важно уметь диагностировать и прогнозировать наступление переходных режимов теплоотдачи при смене конвективного режима кипения пузырьковым и пузырькового пленочным кипением (кризис теплообмена).

На сегодняшний день в литературе можно найти результаты исследований, посвященных диагностике режимов теплообмена и проведенных с помощью акустических, оптических, термометрических и других методов. Исторически режимы кипения исследовались главным обра-

зом на основе карт режимов теплоотдачи (линия кипения, карта режимов течения и пр.), которые определялись по осредненным температурам теплоотдающей поверхности и жидкости, давлению и расходу теплоносителя. Для проведения диагностики смены режимов теплоотдачи необходимо заранее получить карты режимов для конкретного оборудования с помощью подробных предварительных измерений рабочих параметров в широком диапазоне. Карты режимов позволяют по текущим значениям осредненных параметров диагностировать состояние тепло-

обменного оборудования, однако не могут быть использованы в непроектных ситуациях. Таким образом, нужно также уметь диагностировать и прогнозировать состояние системы в переходных и аварийных ситуациях другими методами: визуализации, лазерной интерферометрии, инфракрасной (ИК) термометрии, анализа спектра звуковых шумов и др.

В работе [1] были получены оптические изображения паровых пузырьков для всех режимов кипения, включая пузырьковый, переходный и пленочный, с использованием высокоскоростных видеокамер. Позднее были выполнены исследования с применением технологий лазерной интерферометрии и ИК-термометрии [2, 3]. Например, в работе [2] предложены методы лазерной интерферометрии и высокоскоростной видеосъемки для исследования динамических характеристик микрослоя жидкости под пузырьком пара этанола в процессе кипения. В работе [4] были использованы нейронные сети для исследования микрохарактеристик кипения: времени роста пузырьков, периода зарождения пузырьков, плотности центров парообразования непосредственно по излучению, регистрируемому высокоскоростной инфракрасной камерой.

Разрабатываются методы прогнозирования смены режимов теплоотдачи с помощью анализа флуктуаций во времени различных физических параметров, присущих всем тепловым системам. В работах [4–7] показано, что существует корреляция между режимами теплоотдачи и акустическими шумами, которые возникают вследствие образования и схлопывания паровых пузырьков. В работе [8] исследовано закипание недогретой до температуры насыщения воды, текущей в тонком канале с различной скоростью. Акустические шумы регистрировали с помощью гидрофона и подвергали разложению с применением дискретного вейвлет-преобразования (ДВП). Сравнение соответствующих значений тепловых потоков при закипании с существующими корреляциями показало хорошее согласование. В работах [9, 10] исследовали акустическую эмиссию звука, возникающую при закипании воды и пленочном режиме кипения в условиях большого объема. В работе [11] спектры Фурье звука при кипении воды, полученные с помощью гидрофона для различных режимов теплообмена, использовали в качестве обучающих данных для решения задачи классификации режимов теплоотдачи с применением методов машинного обучения. Однако диагностика режимов теплоотдачи на основе упомянутых методов связана с большими затратами на организацию доступа к

системе и трудно применима в сложных промышленных установках.

В обзорной статье [12] рассмотрены работы, посвященные использованию методов машинного обучения при решении теплофизических задач в области атомной энергетики, таких как прогнозирование режима течения двухфазного потока, прогнозирование критического теплового потока и коэффициента теплоотдачи. Преимущество данных методов заключается в получении результатов приемлемой точности без построения сложных математических моделей. Однако авторы отмечают, что единый подход к обоснованию и оценке применимости таких методов пока не сформирован.

В работе [13] показана корреляция между низкочастотными спектрами звуковых шумов и флуктуациями перегрева теплоотдающей поверхности при кипении недогретой до температуры насыщения воды при атмосферном давлении. По этой причине представляется возможным разработать альтернативные методы диагностики переходных режимов теплоотдачи, основанные на анализе флуктуаций перегрева теплоотдающей поверхности и корреляций между флуктуациями перегрева теплоотдающей поверхности и других режимных параметров (например, расхода теплоносителя, давления), которые, как правило, измеряются при эксплуатации теплообменного оборудования штатными измерительными средствами. При этом такой анализ не требует знания осредненных значений режимных параметров, которые могут измеряться с большой погрешностью.

Известно, что рабочие параметры, такие как температура поверхности нагревательного элемента, тепловой поток и давление, независимо от режима теплообмена всегда имеют стохастические колебания вблизи среднего значения в стационарном режиме. В работе [14] было отмечено, что при переходе от конвективного режима теплообмена к пузырьковому кипению дисперсия температурных флуктуаций достигает локального максимума. Авторы работ [15–17] показали, что в различных жидкостях перед началом переходного процесса спектр флуктуаций температуры приближается к спектру фликкер-шума.

В работах [18–20] по исследованию переходных процессов в жидком азоте и воде предложены методы диагностики, основанные на аппроксимации спектров Фурье флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности для различных цилиндрических нагревателей. Показано, что момент перехода от конвекции к пузырьковому кипению соответствует локальному максимуму зависимости показателя степенной аппроксимации от теп-

лового потока. При этом численное значение показателя аппроксимации стремится к единице (фликкер-шум). В указанных работах было отмечено, что основными проблемами при создании диагностирующей и прогнозирующей систем являются нахождение диапазона частот для анализа спектра и сложность обработки экспериментальных данных с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) в режиме реального времени.

В работе [21] исследованы колебания давления и температуры в жидком гелии при пленочном режиме кипения с применением непрерывного вейвлет-преобразования (НВП). Авторы отмечают, что НВП предоставляет подробную количественную информацию о переходных процессах во времени, которая не может быть получена в результате анализа спектров Фурье.

Настоящая работа посвящена разработке метода диагностики переходных процессов теплообмена как в воде, так и в жидком азоте на основе вейвлет-преобразования флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности для создания прототипа системы диагностики и прогнозирования переходных режимов теплоотдачи.

ДИАГНОСТИКА СМЕНЫ РЕЖИМА ТЕПЛОТДАЧИ

Ранее опубликованная методика диагностирования закипания теплоносителя и наступления кризиса теплоотдачи основана на проведении БПФ флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности [18]. Было показано, что в переходных процессах амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) флуктуаций температуры соответствует спектру фликкер-шума вида $1/f$ (здесь f – частота сигнала). При аппроксимации АЧХ степенной функцией $1/f^\alpha$ показатель степени α

служит критерием смены режима теплоотдачи. Однако данная методика не является универсальной в силу неопределенности граничных частот аппроксимации. В этой связи возникает необходимость разработать альтернативную методику диагностирования смены режима теплоотдачи.

В последнее время методы спектрального анализа с применением вейвлет-преобразования получили широкое распространение. Это связано с большей информативностью результатов обработки по сравнению с классическим преобразованием Фурье. В отличие от Фурье-анализа, применение вейвлет-преобразования для анализа позволяет исследовать сигнал в частотно-временной области благодаря локализации вейвлета во времени, что делает возможным анализ нестационарных сигналов. Другим преимуществом является меньшая сложность алгоритма вычисления ДВП $O(N)$ против $O[N \lg_2(N)]$ для БПФ, что в конечном итоге влияет на скорость диагностики смены режима теплоотдачи.

Дискретное вейвлет-преобразование может быть реализовано с помощью алгоритма Малла [22]. Результатом применения алгоритма является разложение дискретизированного сигнала $s(\tau)$ (s_1, s_2, \dots, s_N) на коэффициенты аппроксимации $a_j(\tau)$ уровня разложения J и коэффициенты детализации $d_j(\tau)$, $j = 1 - J$ (здесь τ – время) [23]. Максимальный уровень разложения J ограничен условием $N = 2^J$. Коэффициенты аппроксимации представляют собой результат прохождения сигнала через фильтр нижних частот, тогда как каждый набор коэффициентов детализации – результат прохождения сигнала через фильтр полосы пропускания. Алгоритм Малла для ДВП представлен схематически на рис. 1. В соответствии с критерием Найквиста [22] можно выполнить проре-

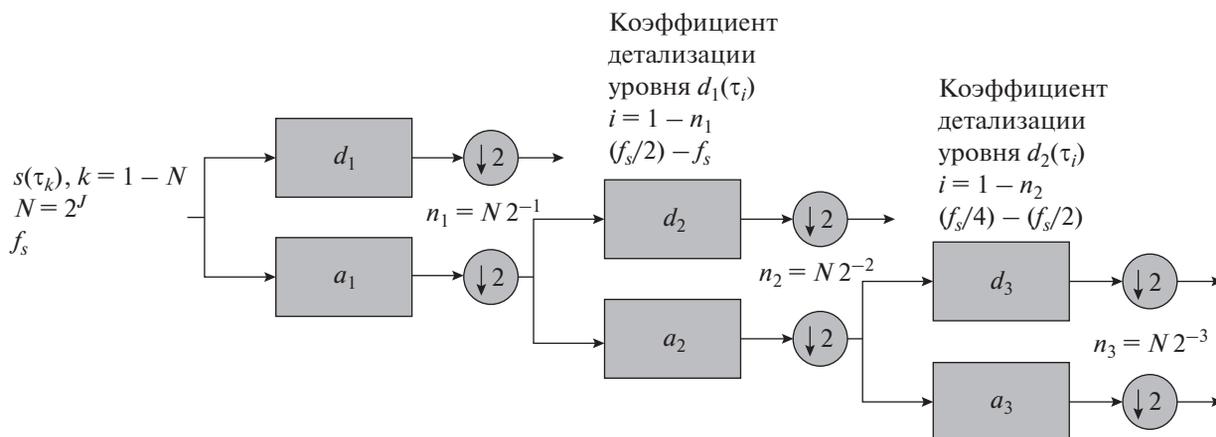


Рис. 1. Схематическое представление реализации дискретного вейвлет-преобразования

живание (понижение дискретизации) в 2 раза, получая для последующих уровней разложения половину объема выборки предыдущего уровня ($n_j = n_{j-1}/2$, где n_j – объем выборки на уровне разложения j).

Если f_s – частота дискретизации сигнала $s(\tau)$, коэффициенты детализации $d_j(\tau)$ содержат информацию о частотных компонентах сигнала из интервала $f_s 2^{-j}, \dots, f_s 2^{-j+1}$. Коэффициенты аппроксимации a_j включают в себя низкочастотные составляющие сигнала, принадлежащие интервалу $0, \dots, f_s 2^{-j}$.

Стоит отметить, что для вейвлет-преобразования существует аналог теоремы Парсевала [24], устанавливающей равенство между энергией сигнала и энергией его спектра, что позволяет по энергии коэффициентов разложения определить энергию температурных флуктуаций теплоотдающей поверхности.

Так, полная энергия температурных флуктуаций теплоотдающей поверхности E_{total} может быть определена с помощью энергии коэффициентов аппроксимации и детализации по формуле

$$E_{total} = E_J^a + \sum_{j=1}^J E_j^d,$$

где

$$E_J^a = \frac{1}{n_J} \sum_{i=1}^{n_J} |a_J(i)|^2$$

– энергия коэффициентов аппроксимации;

$$E_j^d = \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} |d_j(i)|^2$$

– энергия коэффициентов детализации на уровне разложения j ; i – порядковый номер коэффициента на данном уровне разложения j , отвечающий моменту времени $\tau_i = i / (2^j f_s)$.

Для сравнения распределений энергии флуктуаций температуры по уровням разложения (частотным диапазонам) и выявления доминантных частот в различных режимах теплоотдачи необходимо вычислить относительные значения энергии каждого уровня разложения по следующим формулам:

$$p_J^a = E_J^a / E_{total}; \tag{1}$$

$$p_j^d = E_j^d / E_{total};$$

$$j = 1 - J. \tag{2}$$

Охарактеризовать полученное распределение энергии флуктуаций температуры можно с помощью энтропии Шеннона S [25] – меры степени упорядоченности сигнала, предоставляющей полезную информацию о лежащем в его основе динамическом процессе:

$$S = -p_J^a \ln(p_J^a) - \sum_{j=1}^J p_j^d \ln(p_j^d). \tag{3}$$

Упорядоченный процесс можно рассматривать как периодический сигнал с определенной частотой. Вейвлет-разложение такого сигнала будет в значительной степени разрешено на одном из уровней разложения, для которого относительная энергия сигнала будет почти равна единице и, как следствие, общее значение энтропии Шеннона энергии вейвлет-коэффициентов будет близким к нулю. Сигнал, сгенерированный полностью случайным процессом, будет иметь вейвлет-разложение с существенным вкладом от всех частотных диапазонов. При равномерном распределении энергии по всем уровням энтропия Шеннона достигает максимального значения.

Охарактеризовать форму распределения энергии флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности с учетом полной энергии можно, введя в рассмотрение отношение полной энергии E_{total} к энтропии Шеннона энергии флуктуаций температуры S по выражению

$$R = E_{total} / S. \tag{4}$$

Так, величина R показывает, насколько велика полная энергия флуктуаций температуры и насколько она сосредоточена в каком-либо диапазоне, одновременно.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

Описание экспериментальных установок для изучения процессов теплообмена в воде и жидком азоте в условиях насыщения при атмосферном давлении представлено в работах [18, 19]. Перед выполнением исследований теплоотдачи в воде проводили дегазацию путем длительного поддержания воды в состоянии насыщения. В качестве рабочих участков использовали платиновые проволоки марки “Экстра” диаметром 100 мкм и длиной 25–30 мм. Подвод тепла осуществляли джоулевым разогревом проволоки при пропускании через нее постоянного тока от источника питания. Проволока одновременно служила нагревателем и термометром сопротивления. Чувствительность удельного электрического сопротивления

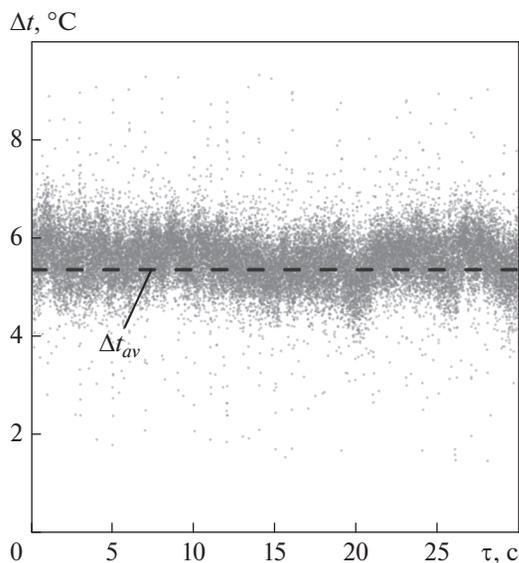


Рис. 2. Зависимость мгновенного перегрева рабочего участка для жидкого азота от времени при атмосферном давлении

платины ρ_3 к температуре $d\rho_3/dt$ составила $(4.3 \pm 0.1) \times 10^{-10}$ Ом · м/К.

Используя падение напряжения U_0 на образцовом сопротивлении, рассчитывали значение электрического тока $I(\tau)$, протекающего через рабочий участок, по формуле

$$I(\tau) = U_0(\tau) / r_{обр}, \quad (5)$$

где $r_{обр} = 0.01$ Ом – образцовое сопротивление.

Мгновенный тепловой поток $q(\tau)$ вычисляли по выражению

$$q(\tau) = U(\tau)I(\tau) / (\pi dl), \quad (6)$$

где $U(\tau)$ – напряжение на рабочем участке; d, l – диаметр и длина рабочего участка.

Мгновенный перегрев поверхности рабочего участка Δt относительно температуры объема жидкости рассчитывали по формуле

$$\Delta t(\tau) = \left[\frac{U(\tau) \pi d^2}{I(\tau) l 4} - \rho_{3,ж} \right] \left(\frac{d\rho_3}{dt} \right)^{-1} - \frac{q(\tau) d}{8\lambda}, \quad (7)$$

где $\rho_{3,ж}$ – удельное электрическое сопротивление рабочего участка при температуре жидкости; λ – коэффициент теплопроводности материала рабочего участка.

На рис. 2 представлена типичная зависимость от времени мгновенных значений перегрева рабочего участка $\Delta t(\tau)$ в режиме стабилизации источника по напряжению для жидкого азота. Как видно, эта величина испытывает хаотические колебания около осредненных по времени значений Δt_{av} (штриховая линия).

Средние значения Δt_{av} и q_{av} являются параметрами, характеризующими стационарную кривую кипения. Линии кипения при давлении 0.1 МПа для воды и жидкого азота при кипении в большом объеме в условиях насыщения, построенные по усредненным значениям перегрева и теплового потока, представлены на рис. 3. Закипание воды (см. рис. 3, а) происходит в точках 4–9, в даль-

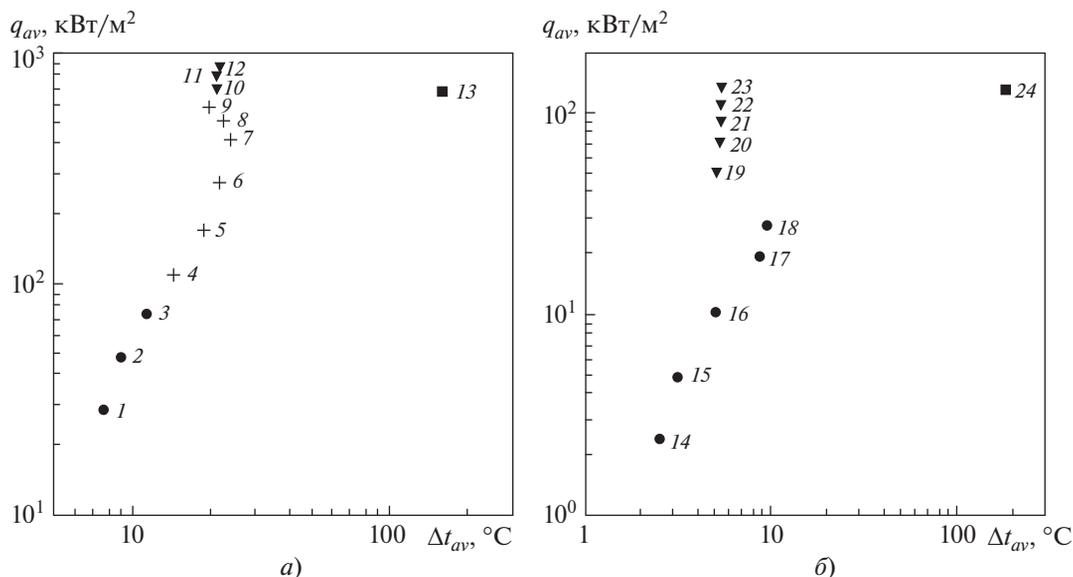


Рис. 3. Зависимость среднего значения теплового потока от среднего перегрева при кипении воды (а) и жидкого азота (б). 1–3, 14–18 – конвекция; 4–9 – переходный режим; 10–12, 19–23 – пузырьковое кипение; 13, 24 – пленочное кипение

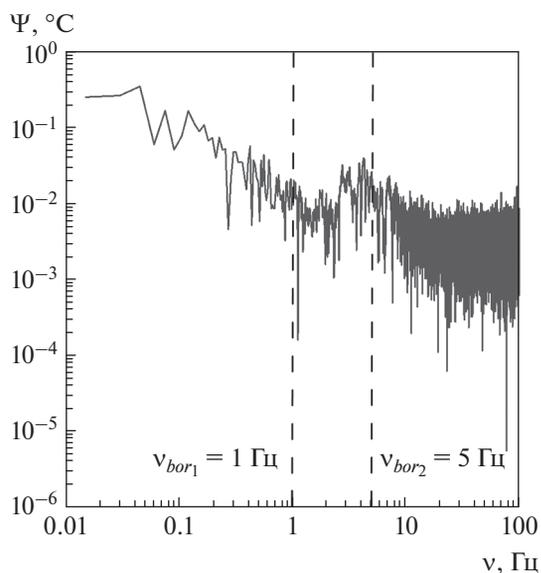


Рис. 4. Фурье-спектры с граничными частотами ν_{bor}

нейшем перегрев теплоотдающей поверхности меняется довольно слабо, а режим теплоотдачи соответствует развитому пузырьковому кипению. Линия кипения жидкого азота отличается режимом переходом к пузырьковому режиму кипения. Пленочное кипение в обоих случаях сопровождается режимом увеличением перепада температуры теплоотдающей поверхности.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В работах [18, 19] для каждой серии экспериментальных данных строили амплитудно-частотные характеристики с помощью БПФ для массива экспериментальных точек $\Delta t(\tau)$. Полученные в различных режимах теплоотдачи амплитудно-частотные характеристики аппроксимировались функцией вида $\Psi \sim \nu^{-\alpha}$. Как показали эксперименты, при частотах, больших некоторой граничной частоты ν_{bor} (от 1 до 10 Гц), амплитудно-частотная характеристика $\Psi(\nu)$ соответствует спектру белого шума, и в дальнейшем ее не анализировали. Однако единый подход к определению граничной частоты в работах не сформулирован. На рис. 4 представлены типичные Фурье-спектры с граничными частотами аппроксимации ν_{bor} .

На рис. 5, 6 представлены зависимости показателя степени аппроксимации α от среднего значения теплового потока q_{av} для воды и жидкого азота, полученные в результате повторной обработки серий экспериментальных данных работ [18, 19].

В точках 2–5 на рис. 5 зависимость $\alpha(q_{av})$ имеет локальный максимум, при этом $\alpha \approx 1$, что соответствует фликкер-шуму и свидетельствует о коренной перестройке теплового пограничного слоя. Для жидкого азота картина схожа, и с изменением граничной частоты аппроксимации зависимости $\alpha(q_{av})$ изменяются как в численном, так и в качественном выражении. Показатель степени аппроксимации Фурье-спектра степенной функцией действительно может служить критерием закипания теплоносителя. При этом в [19] также демонстрируется применимость метода для условий вынужденного движения воды с подогревом. Однако необходимость определения граничной частоты аппроксимации для конкретных условий эксперимента не делает данный метод универсальным, поскольку незначительные изменения граничной частоты приводят к искажениям результатов.

Данного недостатка лишены результаты диагностики с применением вейвлет-преобразования. Для проведения анализа флуктуаций теплоотдающей поверхности с помощью алгоритма ДВП согласно методике выбора оптимального вейвлета [25] был использован материнский вейвлет “bior2.2” [26]. Для каждой серии экспериментальных данных о перегревах теплоотдающей поверхности $\Delta t(\tau)$ строили распределение энергии температурных флуктуаций по уровням разложения, рассчитанное по формулам (1), (2).

Типичные распределения энергии сигнала температурных флуктуаций для конвективного режима, пузырькового и пленочного режимов кипения для воды и жидкого азота представлены на рис. 7. Далее приведены значения частоты f , соответствующие коэффициентам разложения cD1–cD12, cA12:

Коэффициент разложения	f , Гц
cD1.....	1 000–500
cD2.....	500–250
cD3.....	250–125
cD4.....	125.0–72.5
cD5.....	72.50–36.25
cD6.....	36.25–18.13
cD7.....	18.13–9.06
cD8.....	9.06–4.53
cD9.....	4.53–2.27
cD10.....	2.27–1.13
cD11.....	1.13–0.57
cD12.....	0.57–0.28
cA12.....	0.28–0.14

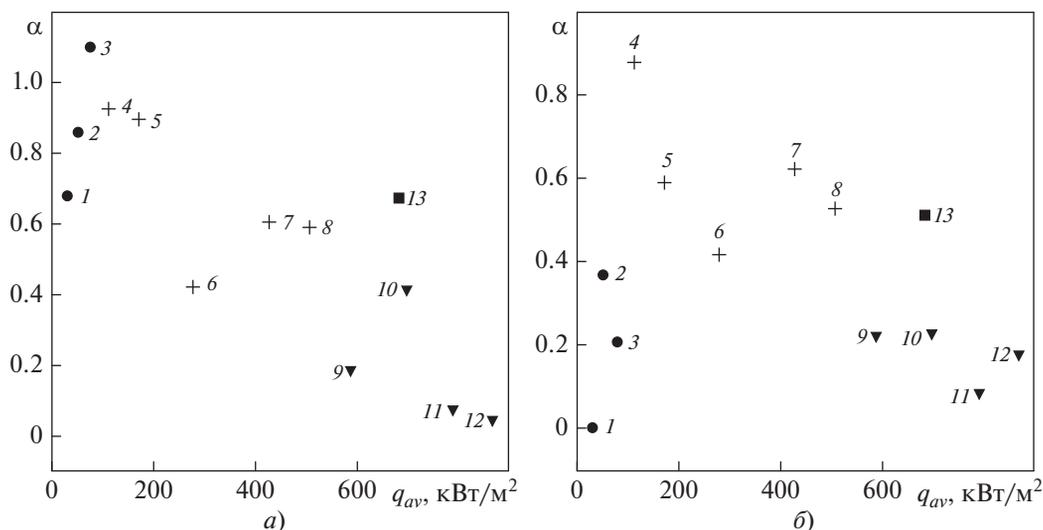


Рис. 5. Зависимость показателя степени аппроксимации от среднего значения теплового потока для воды при аппроксимации до 1 (а) и до 5 Гц (б).

1–3 – конвекция; 4–8 – переходный режим; 9–12 – пузырьковое кипение; 13 – пленочное кипение

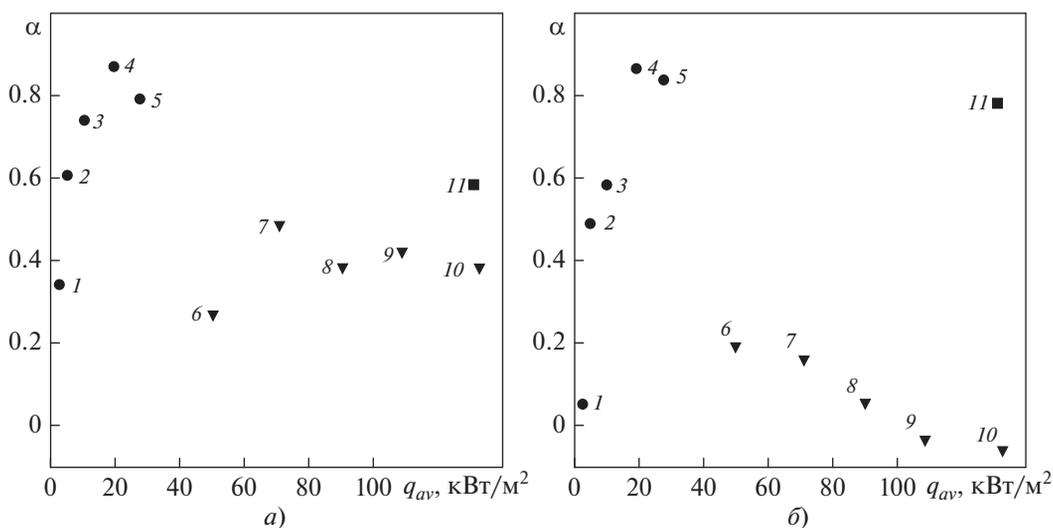


Рис. 6. Зависимость показателя степени аппроксимации от среднего значения теплового потока для жидкого азота при аппроксимации до 1 (а) и до 5 Гц (б).

1–5 – конвекция; 6–10 – пузырьковое кипение; 11 – пленочное кипение

На рис. 7 отмечаются особенности распределений энергии флуктуаций температуры в зависимости от режима теплоотдачи. Конвективный и пленочный режимы кипения характеризуется преобладанием энергии высоких уровней разложения, что соответствует низкочастотным составляющим флуктуаций температуры. Распределение энергии температурных флуктуаций в режиме развитого кипения более равномерно, наблюдается появление высокочастотных компонент.

Зависимости полной энергии флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности от подведенного теплового потока для воды и жидкого азота представлены на рис. 8. На рисунке видно, что полная энергия флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности имеет локальный максимум в точках 4 (см. рис. 8, а) и 18 (см. рис. 8, б). Согласно кривым кипения, в этих точках наблюдается увеличение коэффициента теплоотдачи, что говорит об активации центров парообразования на

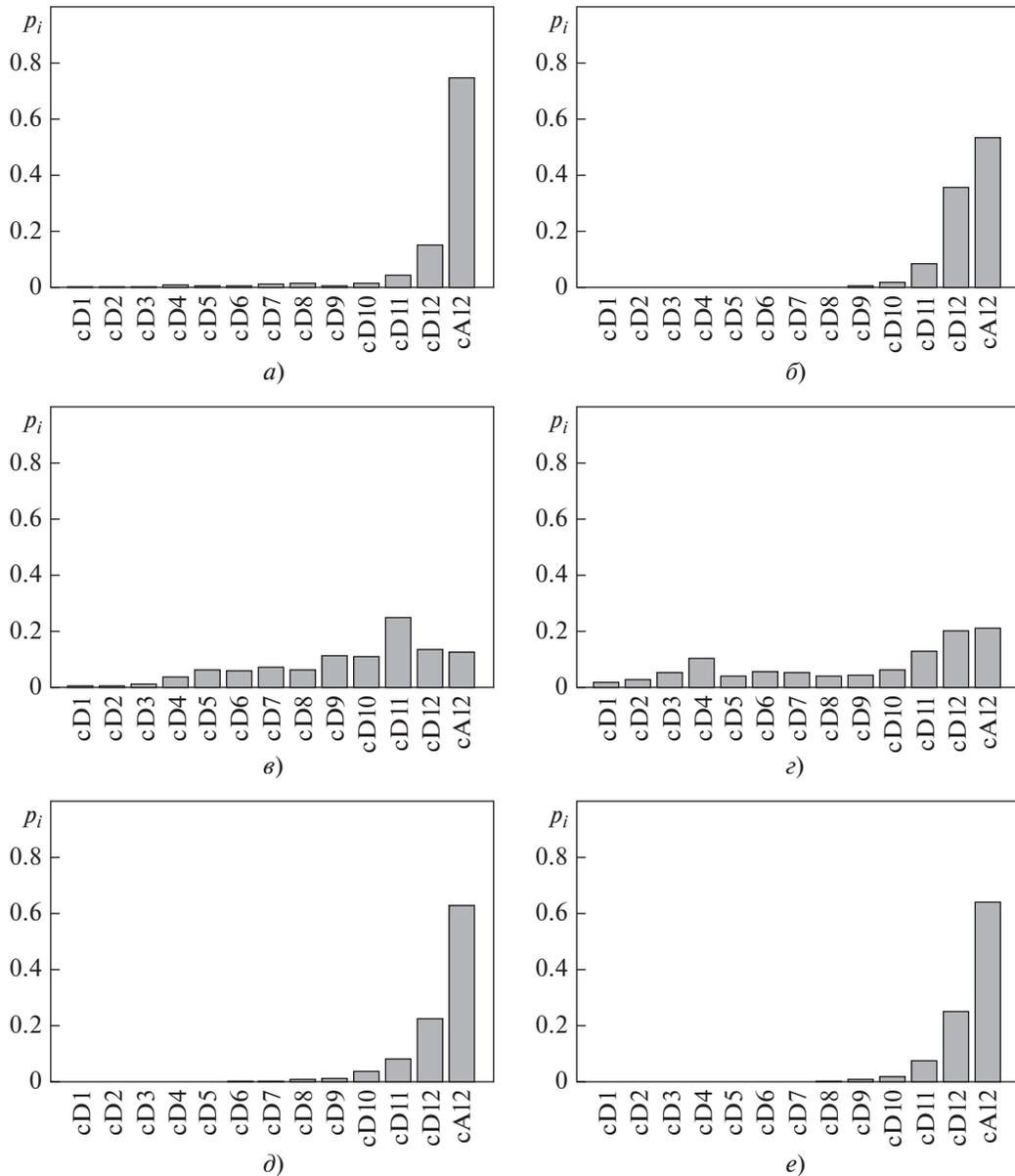


Рис. 7. Распределения энергии температурных флуктуаций по уровням разложения.
а, б – конвекция для воды (точка 3 на рис. 3, *а*) и жидкого азота (точка 17 на рис. 3, *б*); *в, г* – пузырьковое кипение для воды (точка 11 на рис. 3, *а*) и жидкого азота (точка 20 на рис. 3, *б*); *д, е* – пленочное кипение для воды (точка 13 на рис. 3, *а*) и жидкого азота (точка 24 на рис. 3, *б*)

теплоотдающей поверхности. Область переходного режима от конвекции к пузырьковому кипению сопровождается уменьшением E_{total} . При этом область переходного режима в воде наблюдается в более широком диапазоне q и dt по сравнению с жидким азотом, что согласуется с линиями кипения (см. рис. 3). В режиме развитого кипения полная энергия флуктуаций температуры слабо зависит от q вплоть до наступления кризиса теплоотдачи. Переход к пленочному кипению сопровождается резким ростом полной энергии флуктуаций температуры теплоотдающей

поверхности. Таким образом, полная энергия температурных флуктуаций, полученная с помощью ДВП, может служить критерием смены режимов теплоотдачи.

Зависимости энтропии Шеннона распределения энергии температурных флуктуаций от подведенного теплового потока для воды и жидкого азота представлены на рис. 9. Результаты расчета показывают, что энтропия Шеннона уменьшается по мере приближения к переходному процессу от конвекции к кипению. При кипении воды в большом объеме переходный режим сопровожда-

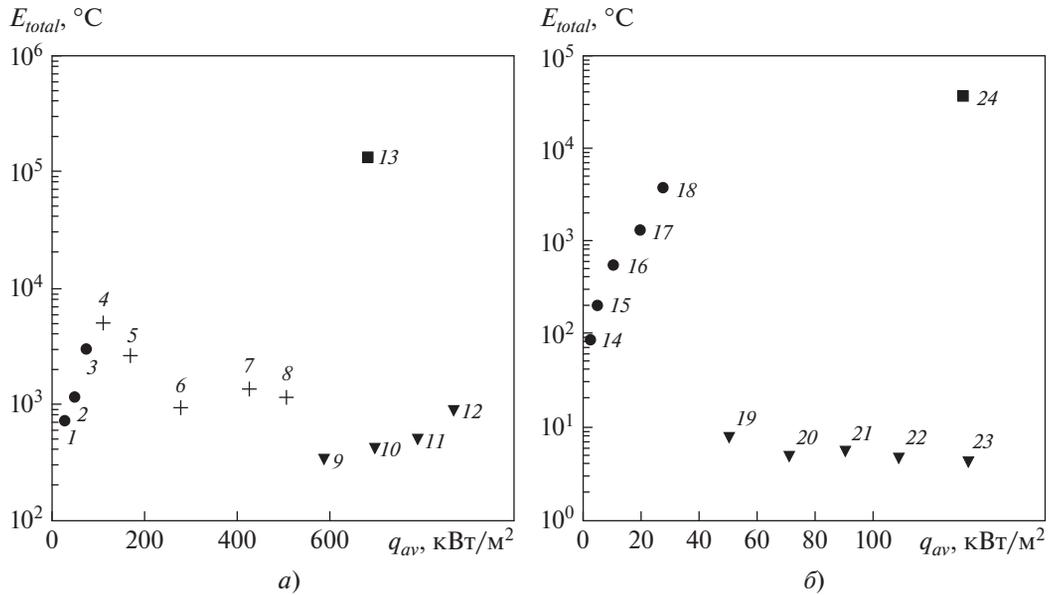


Рис. 8. Зависимость полной энергии флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности от подведенного теплового потока для воды (а) и азота (б).
1–3, 14–18 – конвекция; 4–8 – переходный режим; 9–12, 19–23 – пузырьковое кипение; 13, 24 – пленочное кипение

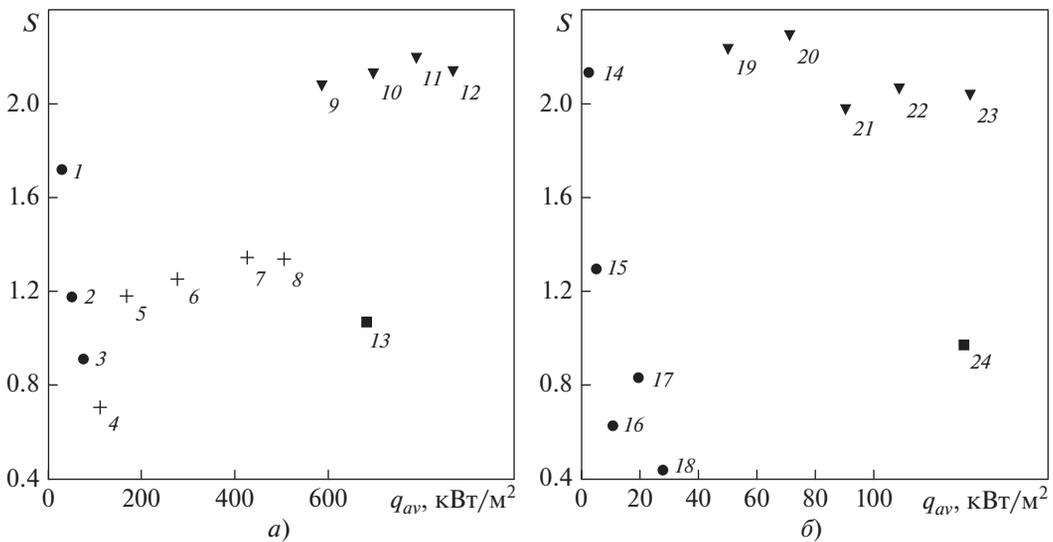


Рис. 9. Зависимость энтропии Шеннона распределения энергии температурных флуктуаций от теплового потока для воды (а) и азота (б).
Обозначения см. рис. 8

ется слабым ростом энтропии Шеннона с увеличением теплового потока (перегрева), что говорит о перераспределении энергии по частотным диапазонам. Развитое кипение характеризуется практически постоянным и относительно высоким значением энтропии Шеннона, энергия максимально равномерно распределена по диапазонам. Переход к пленочному кипению сопровождается падением S , что означает локализацию энергии флуктуаций в узком диапазоне частот. Следова-

тельно, энтропию Шеннона распределения энергии температурных флуктуаций, полученной с помощью ДВП, также можно рассматривать как критерий смены режима теплоотдачи.

Зависимость отношения полной энергии температурных флуктуаций к энтропии Шеннона распределения энергии температурных флуктуаций R , характеризующей форму распределения энергии температурных флуктуаций с учетом полной энергии для различных режимов теплоот-

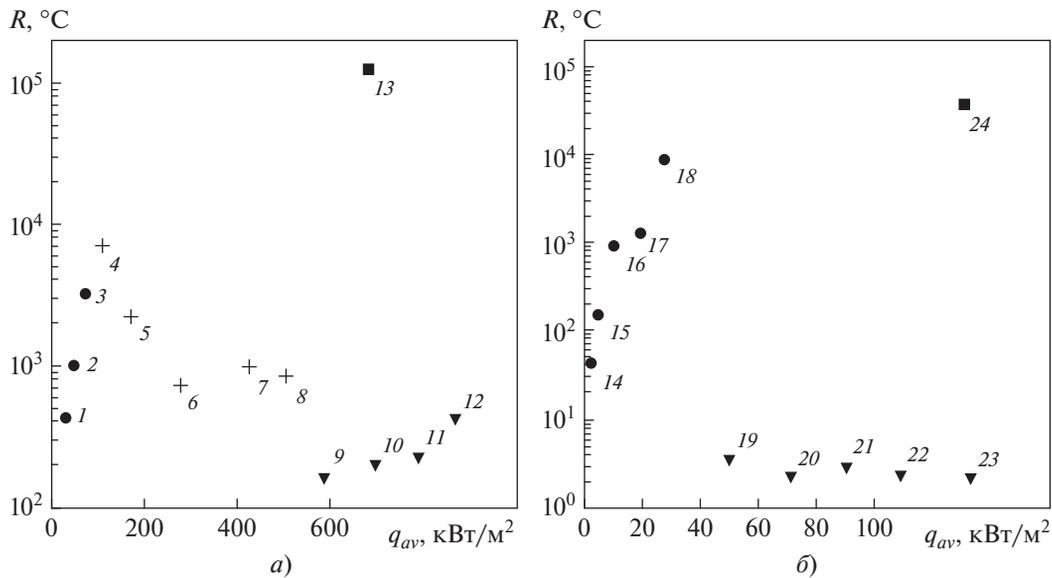


Рис. 10. Зависимость отношения полной энергии температурных флуктуаций к энтропии Шеннона распределения энергии температурных флуктуаций R от теплового потока для воды (а) и азота (б). Обозначения см. рис. 8

дачи, от теплового потока представлена на рис. 10. Как видно на рисунке, зависимость R от q качественно совпадает с зависимостью E_{total} от q и также может рассматриваться в качестве критерия смены режимов теплоотдачи.

Принимая во внимание, что результаты диагностики переходных процессов на основе применения Фурье-преобразования, приведенные в работах [18–20] для различных условий проведения экспериментов (род теплоносителя, толщина и материал рабочего участка, недогрев теплоносителя до температуры насыщения, кипение в большом объеме или при вынужденном движении), качественно схожи между собой, а показатели степени аппроксимации спектра характеризует распределение частот, можно полагать, что представленный в настоящей статье метод и разработанные критерии применимы и для других условий проведения эксперимента, на подтверждение чего будут направлены дальнейшие исследования.

ВЫВОДЫ

1. Разработанный метод дискретного вейвлет-преобразования флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности может быть использован для диагностики и прогнозирования переходных режимов теплоотдачи от конвекции к пузырьковому кипению и от пузырькового кипения к пленочному кипению в большом объеме в условиях насыщения при атмосферном давлении.

2. Преимущество разработанного метода перед методом Фурье-диагностики состоит в отсутствии необходимости определять граничную частоту при аппроксимации Фурье-спектров.

3. Разработанный метод позволит диагностировать закипание и переход к пленочному кипению теплоносителя вне зависимости от размеров и материала рабочего участка, при кипении с недогревом и в условиях вынужденного движения, на подтверждение чего будут направлены дальнейшие исследования.

4. Полученные результаты могут найти применение при построении автоматизированных систем диагностики переходных процессов теплоотдачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gaertner R.F.** Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface // *J. Heat Transfer*. 1965. V. 87. No. 1. P. 17–27. <https://doi.org/10.1115/1.3689038>
2. **An investigation** of microlayer beneath nucleation bubble by laser interferometric method / M. Gao, L. Zhang, P. Cheng, X. Quan // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2013. V. 57. No. 1. P. 183–189. <https://doi.org/10.1115/1.3689038> 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.10.017
3. **Nucleation** and bubble evolution in subcooled liquid under pulse heating / A. Surtaev, V. Serdyukov, I. Malakhov, A. Safarov // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2021. V. 169. P. 120911. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.120911>

4. **Zhang X., Wu X.** Time and frequency characteristics of pressure fluctuations during subcooled nucleate flow boiling // *Heat Transfer Eng.* 2018. V. 39. No. 7–8. P. 642–653.
<https://doi.org/10.1080/01457632.2017.1325670>
5. **Tutu N.K.** Pressure fluctuations and flow pattern recognition in vertical two phase gas-liquid flows // *Int. J. Multiphase Flow.* 1982. V. 8. No. 4. P. 443–447.
[https://doi.org/10.1016/0301-9322\(82\)90053-2](https://doi.org/10.1016/0301-9322(82)90053-2)
6. **Дорофеев Б.М.** Звуковые явления при кипении // *ТВТ.* 1985. Т. 23. Вып. 3. С. 586–598.
7. **Experimental** study of sound emission in subcooled pool boiling on a small heating surface / J. Tang, G. Xie, J. Bao, Z. Mo, H. Liu, M. Du // *Chem. Eng. Sci.* 2018. V. 188. P. 179–191.
<https://doi.org/10.1016/j.ces.2018.05.002>
8. **Boiling** incipience of subcooled water flowing in a narrow tube using wavelet analysis / M. Shibahara, K. Fukuda, Q.S. Liu, K. Hata, S. Masuzaki // *Appl. Therm. Eng.* 2018. V. 132. P. 595–604.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.12.110>
9. **Identifying** bubble occurrence during pool boiling employing acoustic emission technique / T. Alhashan, A. Addali, J.A. Teixeira, S. Elhashan // *Appl. Acoustics.* 2018. V. 132. P. 191–201.
<https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2017.11.006>
10. **Seo S.B., Bang I.C.** Acoustic analysis on the dynamic motion of vapor-liquid interface for the identification of boiling regime and critical heat flux // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2019. V. 131. P. 1138–1146.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.11.136>
11. **Ueki Y., Ara K.** Proof of concept of acoustic detection of boiling inception and state transition using deep neural network // *Int. Commun. Heat Mass Transfer.* 2021. V. 129. P. 105675.
<https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2021.105675>
12. **Использование** нейронных сетей в теплофизических задачах атомной энергетики (обзор) / А.Р. Забиров, А.А. Смирнова, Ю.М. Феофилактова, Р.А. Шевченко, С.А. Шевченко, Д.А. Яшников, С.Л. Соловьев // *Теплоэнергетика.* 2020. № 8. С. 5–20.
<https://doi.org/10.1134/S004036362008010X>
13. **Частотный** анализ флуктуаций температуры нагревателя и звуковых шумов при кипении жидкости для диагностики смены режимов теплообмена / В.И. Деев, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин, Ю.А. Маслов, М.И. Делов // *Теплоэнергетика.* 2014. № 8. С. 52–56.
<https://doi.org/10.1134/S0040363614080037>
14. **Статистический** анализ температурных флуктуаций как метод диагностики режимов теплообмена при кипении / В.И. Деев, Зар Ни Аунг, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин, В.Н. Федосеев // *Тепловые процессы в технике.* 2013. № 4. С. 163–169.
15. **Низкочастотные** пульсации с $1/f^\alpha$ -спектром мощности в переходных режимах кипения воды на проводящем нагревателе / В.Н. Скоков, В.П. Коверда, А.В. Виноградов, А.В. Решетников // *ТВТ.* 2010. Т. 48. № 5. С. 741–748.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X10050123>
16. **$1/f$ noise** and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfer / V.N. Skokov, V.P. Koverda, A.V. Reshetnikov, V.P. Skripov, N.A. Mazheiko, A.V. Vinogradov // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2003. V. 46. No. 10. P. 1879–1883.
[https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(02\)00475-1](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(02)00475-1)
17. **Koverda V.P., Skokov V.N.** Determination of preferential exponent α in random processes with a $1/f^\alpha$ -power spectrum // *Phys. A (Amsterdam, Neth.).* 2018. V. 511. P. 263–271.
<https://doi.org/10.1016/j.physa.2018.07.046>
18. **Analyzing** temperature fluctuations to predict boiling regime / B.V. Balakin, M.I. Delov, K.V. Kutsenko, A.A. Lavrukhin, S. Laouar, Yu.E. Litvintsova, A.S. Marchenko, Yu.A. Maslov // *Therm. Sci. Eng. Prog.* 2017. V. 4. P. 219–222.
<https://doi.org/10.1016/j.tsep.2017.10.015>
19. **Diagnostics** of transient heat transfer regimes based on statistical and frequency analysis of temperature fluctuations / M.I. Delov, Yu.E. Litvintsova, D.M. Kuzmenkov, S. Laouar, Yu.A. Maslov, A.A. Lavrukhin, B.V. Balakin, K.V. Kutsenko // *Exp. Heat Transfer.* 2020. V. 33. No. 5. P. 471–486.
<https://doi.org/10.1080/08916152.2019.1662517>
20. **Diagnostics** of coolant boiling onset based on the analysis of fluctuations of thermohydraulic parameters / Yu.E. Litvintsova, S. Laouar, M.I. Delov, D.M. Kuzmenkov, A.A. Lavrukhin, K.V. Kutsenko // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2020. V. 1689. No. 1. P. 012042.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1689/1/012042>
21. **Zhang P., Murakami M.** On the wavelet analysis of the oscillatory phenomena in He II film boiling // *Cryogenics.* 2003. V. 43. No. 12. P. 679–685.
[https://doi.org/10.1016/S0011-2275\(03\)00181-4](https://doi.org/10.1016/S0011-2275(03)00181-4)
22. **Mallat S.G.** A theory for multiresolution signal decomposition: the wavelet representation // *IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence.* 1989. V. 11. No. 7. P. 674–693.
<https://doi.org/10.1109/34.192463>
23. **Shensa M.J.** The discrete wavelet transform: wedding the a trous and Mallat algorithms // *IEEE Trans. Signal Process.* 1992. V. 40. No. 10. P. 2464–2482.
<https://doi.org/10.1109/78.157290>
24. **Егорова Е.В., Аксяитов М.Х., Рыбаков А.Н.** Методы повышения эффективности вейвлет-преобразований при обработке, сжатии и восстановлении радиотехнических сигналов. Тамбов: ООО “Консалтинговая компания Юком”, 2019.
<https://doi.org/10.17117/mon.2019.02.01>
25. **Методика** выбора оптимального материнского вейвлета на основе критериев энергии и энтропии / С.В. Сычёв, Ю.А. Фадин, А.Д. Бреки, А.Е. Гвоздев, Д.А. Провоторов // *Изв. Тульск. гос. ун-та. Технические науки.* 2017. № 7. С. 33–41.
26. **Mallat S.** A wavelet tour of signal processing. 3rd ed. Academic Press, 2009.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-374370-1.00011-2>

Diagnostics of Transient Heat-Transfer Regimes during Boiling in a Large Volume on the Basis of the Wavelet Transformation of Temperature Fluctuations

Yu. E. Litvintsova^{a, b, *}, D. M. Kuzmenkov^a, K. Yu. Muradyan^a, M. I. Delov^a, and K. V. Kutsenko^a

^a National Research Nuclear University Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, 115409 Russia

^b National Research Center Kurchatov Institute, Moscow, 115409 Russia

*e-mail: ylitvintsova@mail.ru

Abstract—The aim of this work was to develop a method for diagnosing heat-transfer transition modes from convective to bubble boiling and from bubble to film boiling based on the analysis of heat-releasing surface temperature fluctuations using a discrete wavelet transform that has a number of advantages compared to the Fourier transform, which is traditionally used to obtain amplitude-frequency characteristics of temperature fluctuations and diagnosing a change in the heat-transfer mode. The developed method was tested on experimental data on heat transfer for the convective regime and bubble and film boiling of water and liquid nitrogen in a large volume at atmospheric pressure. It is shown that, in the convective heat-transfer mode, the energy of the coefficients of the wavelet expansion of the temperature fluctuations of the heat-releasing surface is mainly localized in the region of relatively low frequencies. When the nucleate boiling mode is reached, the energy distribution of the coefficients over the decomposition levels becomes more uniform and the appearance of high frequencies is noted. The forms of energy distributions of the expansion coefficients of temperature fluctuations for the convective heat-transfer regime and film boiling are similar, but the total energy of expansion coefficients for film boiling is an order of magnitude larger. According to the obtained results, new criteria for changing the heat-transfer regime are formulated that are based on determining the total energy of the coefficients of expansion of temperature fluctuations and the Shannon entropy of the distribution of the energy of the coefficients over expansion levels. The results of the work can be useful in creating a reliable automated system for diagnosing heat transfer, including in real time.

Keywords: temperature fluctuations, nucleate boiling, film boiling, boiling crisis, diagnostics, wavelet transform, convective regime, expansion coefficients