

129

E11

TK 61.180

KFKI-1978-64

T. KATONA

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
СОСТОЯНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ НА ОСНОВАНИИ
АНАЛИЗА ФЛУКТУАЦИЙ МЕСТНОЙ
ТЕМПЕРАТУРЫ СРЕДЫ

Hungarian Academy of Sciences

CENTRAL
RESEARCH
INSTITUTE FOR
PHYSICS

1978 DEC 29



BUDAPEST

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records.

2. It then goes on to describe the various methods used to collect and analyze data. The results of these studies are presented in the following table.

3. The data shows a clear trend of increasing values over time.

4. This trend is consistent with the theoretical model proposed in the literature. The findings have significant implications for the field of research.

5. Further research is needed to explore the underlying mechanisms of this phenomenon.

KFKI-1978-64

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТОЯНИЯ
ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ НА ОСНОВАНИИ АНАЛИЗА ФЛУКТУАЦИЙ
МЕСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СРЕДЫ

Т. Катона

HU ISSN 0368 5330
ISBN 963 371 449 4

АННОТАЦИЯ .

В настоящей работе анализируется взаимосвязь между состоянием теплоносителя и флуктуаций местной температуры среды. В качестве характеристики флуктуации температуры выбрана функция плотности вероятности. Приводятся кривые плотности вероятности флуктуаций местной температуры, полученные экспериментально в различных состояниях теплоносителя и дается качественный анализ результатов. Результаты экспериментов свидетельствуют о тесной зависимости характера флуктуаций местной температуры среды от состояния её таким образом кажется возможным использовать для диагностики состояния теплоносителя анализ флуктуаций температуры.

ABSTRACT

In the paper the connection between the coolant state and local temperature fluctuation is analysed. Probability-density function is applied to characterise the temperature fluctuations. The probability-density functions and their qualitative analysis is given, measured in different coolant states. According to the measurements, the characteristics of local temperature fluctuations are in strong correlation with the coolant state, so the coolant state diagnostics is possible on the basis of the temperature fluctuations.

KIVONAT

A dolgozatban a hűtőközeg-állapot és a lokális hőmérséklet fluktuációja között meglévő kapcsolat elemzésével foglalkozunk. A hőmérsékletfluktuációk jellemzésére a valószínűségi sűrűségfüggvényt használjuk. Bemutatjuk a különböző hűtőközegállapotokban mért hőmérsékletfluktuációk valószínűségi sűrűségfüggvényét és megadjuk azok kvalitatív elemzését. A mérési eredmények azt mutatják, hogy a lokális hőmérséklet fluktuációjának jellege szoros kapcsolatban van a hűtőközegállapottal és így a hőmérsékletfluktuációk alapján lehetőség van a hűtőközegállapot diagnosztizálására.

Введение

Одним из эффективных и перспективных методов исследования проблем физики кипения и двухфазного течения является измерение и анализ флуктуаций физических параметров среды, в том числе флуктуаций температуры. В последние годы проделано в этой области немало работ (см. напр. /1,2,3/). Эти работы, а также успехи в области анализа шумов различных физических параметров ЯЭУ (напр. /4/) дают некое обоснование для рассмотрения возможности диагностики состояния теплоносителя в активной зоне реактора на основании измерения и анализа флуктуаций температуры. В случае реакторов типа ВВЭР информация о состоянии теплоносителя в том или ином канале активной зоны при различных режимах эксплуатации может оказаться полезной с точки зрения обеспечения надежности и безопасности установки. В связи с этим исследование возможности идентификации состояния теплоносителя на основании температурных флуктуаций может оказаться практически интересным.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментов проведенных с целью выяснения взаимосвязи между состоянием теплоносителя и характером флуктуаций местной температуры. В отличие от работ /1,2,3/, направленных на выяснение физической природы кипения и двухфазного течения, применялись вместо микротермопар, очехлованные изолированные термодпары диаметром 0.8 мм, которые соответствуют представлениям о практических требованиях диагностики. В качестве характеристики температурных флуктуаций была выбрана функция плотности вероятности. Дается качественный анализ зависимости формы кривых плотности вероятности флуктуаций местной температуры от состояния среды.

Короткое описание экспериментов

Эксперименты были проведены на теплофизическом стенде NVH ЦИФИ. Измерительным участком служила труба с внутренним диаметром 10 мм, что соответствует эквивалентному гидравлическому диаметру ячейки тепловыделяющей сборки ВВЭР-440. Равномерный электрический обогрев осуществлялся непосредственно, длина обогрева была 2500 мм.

Для детектирования флуктуаций температуры теплоносителя использовались очехлованные изолированные термодпары диаметром 0.8 мм. Расположение термодпар, а также схема измерения показана на рис. 1. Обработка сигналов осуществлялась анализатором Юлетт-Паккард.

Эксперименты проводились при условиях близких к реакторным: давление 90-100 бар, температура на входе 160-180°C, массовый поток 1300-1900 кг/м²сек.

Экспериментальные результаты

А. Однофазное течение

При номинальном режиме эксплуатации ВВЭР теплоноситель находится в однофазном состоянии, кроме нескольких каналов зоны где возможно поверхностное кипение. Исходя из этого рассматривался случай однофазного течения при различных значениях мощности обогрева. Полученные при этом результаты служили основой сравнения при дальнейшем анализе.

При однофазном течении, как это показывает кривая плотности вероятности (см. рис. 2), флуктуация местной температуры среды вызвана прежде всего турбулентностью течения. Температура среды распределена по закону близко к нормальному т.е. можно записать функцию плотности в форме

$$f(T) = \frac{1}{\sigma_{o.f.} \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(T - \bar{T}_{loc})^2}{2 \sigma_{o.f.}^2}\right)$$

где $\sigma_{0.ф}$ - среднее квадратичное отклонение от математического ожидания $\bar{T}_{ж}$.

Кривая находится в соответствии с предположением о характере турбулентных флуктуаций температуры :

$$T_{ж}(\vec{x}, t) = \bar{T}_{ж}(\vec{x}) + T'(\vec{x}, t)$$

где $T'(\vec{x}, t) = 0$

Б. Состояние начала недогретого кипения

Перед анализом экспериментальной кривой плотности вероятности, полученной при наступлении недогретого кипения, рассмотрим для этого случая характер плотности вероятности местной температуры теоретически.

Предположим, что на выходе из равномерно-обогреваемого канала имеется недогретое кипение. Обозначим через $n_R(\vec{x}, t)$ (или в стационарном случае $n_R(\vec{x})$) число паровых пузырей радиуса R в объеме dV в точке \vec{x} . Как показано в работах /5,6/ можно записать дифференциальное уравнение в частных производных, решение которого - совместно с уравнением энергии - при соответствующих граничных условиях даёт $n_R(\vec{x})$ т.е. распределение пузырей по сечению канала.

Запишем $n_R(\vec{x})$ в следующей форме

$$n_R(\vec{x}) = n(\vec{x}) \cdot f(R)$$

где $n(\vec{x})$ - число пузырей в единице объема

$f(R)$ - функция плотности распределения пузырей по радиусам.

При такой записи надо иметь ввиду, что $f(R)$ в общем случае зависит от пространственных координат.

Согласно определению $n_R(\vec{x})$ можем записать местное объемное паросодержание следующим образом:

$$\int_R n_R(\vec{x}) \left(\frac{4}{3} \pi R^3\right) dR = n(\vec{x}) \int_R \left(\frac{4}{3} \pi R^3\right) f(R) dR = n(\vec{x}) \bar{V}_n = \alpha(\vec{x})$$

где \bar{V}_n - средний объем пузырей.

В дальнейшем рассмотрим как должно отражаться появление паровых пузырей в сигнале местной температуры, иными словами как меняется функция плотности распределения температуры по сравнению со случаем без кипения.

Исходим из следующих предположений:

- распределение температуры по сечению канала пренебрежимо мало возмущается с появлением небольшого количества пузырей пара;
- пузыри маленькие по радиусу и сферические;
- флуктуация температуры жидкой фазы имеет неизменные вероятностные характеристики с появлением небольшого количества паровых пузырей.

На основании этих предположений можем сказать, что детектор в точке \vec{x} соприкосаясь с жидкой фазой в момент t фиксирует температуру $T \leq T_1$ с вероятностью

$$P_i(T \leq T_1) = \int_0^{T_1} f_m(T) dT$$

где $f_m(T)$ плотность распределения температуры жидкой фазы, т.е. функция известная нам из эксперимента "без кипения".

При недогретом кипении может оказаться, что детектор в точке \vec{x} в момент t соприкасается с паровым пузырем радиуса R , т.е. фиксирует температуру насыщения соответствующую давлению внутри пузыря. Предположим, что температура пара внутри пузыря может определяться в зависимости от радиуса по формуле /8/

$$T_n(R) = T_s \exp\left(\frac{2\sigma}{R} \frac{v_{fg}}{h_{fg}}\right) = g(R)$$

Предполагая известным плотность распределения $f(R)$ (см. по этой теме /7/) можно определить функцию плотности вероятности температуры T_{II} как

$$f_n(T) = \frac{1}{g' \left(\frac{2G}{\ln T_n/T_s} \frac{v_{fg}}{h_{fg}} \right)} f \left(\frac{2G}{\ln T_n/T_s} \frac{v_{fg}}{h_{fg}} \right)$$

Это означает, что детектор соприкасаясь с паровым пузырем дает температуру $T \leq T_1$ с вероятностью

$$F_2(T \leq T_1) = \int_0^{T_1} f_n(T) dT$$

Полная вероятность события $T \leq T_1$ при недогретом кипении записывается как

$$P(T \leq T_1) = p_{ж} \int_0^{T_1} f_{ж}(T) dT + p_{п} \int_0^{T_1} f_n(T) dT$$

где $p_{ж}$ - вероятность соприкосновения детектора с жидкой фазой;

$p_{п}$ - вероятность соприкосновения детектора с паровым пузырем.

Так как $p_{ж} + p_{п} = 1$, достаточно определить $p_{п}$. Для этого рассмотрим интервал времени Δt и определим $p_{п}$ следующим образом:

$$p_{п} = \frac{\text{сумм. время соприкосновения пузырей с детектором за } \Delta t}{\Delta t}$$

Можно показать, что $p_{п} = \bar{\alpha}$, при этом учитывать надо, что детектор - здесь принят точечным - при соприкосновении с пузырем может пройти в нем путь $0 \leq s \leq 2R$ со скоростью $u_n \neq u_{ж}$.

Таким образом получим для полной вероятности события $T \leq T_1$

$$P(T \leq T_1) = (1 - \bar{\alpha}) \int_0^{T_1} f_{ж}(T) dT + \bar{\alpha} \int_0^{T_1} f_n(T) dT$$

а плотность вероятности будет

$$f(T) = (1 - \bar{\alpha}) f_{ж}(T) + \bar{\alpha} f_n(T)$$

Так как местная температура жидкой фазы при недогретом кипении имеет среднее значение $T_{ж} < T_s$, а средняя температура паровой фазы $T_{п} \sim T_s$, функция $f(T)$ будет иметь два пи-

ка, один при $T_{ж}$ и один при $T_{п}$.

На основании данных выкладок и результатов работ /1,2/ следовало бы получить соответствующие результаты.

На рис. 3 показана экспериментальная кривая плотности вероятности местной температуры при наступлении недогретого кипения. Как видно эта кривая существенно отличается от ожидаемой. Характер кривой на рис. 3 как бы свидетельствует о том, что местная температура при начале кипения также как и при однофазном течении распределена примерно одинаково по нормальному закону. Надо отметить однако, что среднее квадратичное отклонение при недогретом кипении существенно больше чем в однофазном случае.

Рассмотрим здесь причины отклонения кривой на рис. 3 от теоретически-ожидаемой.

Одной из этих причин является сам детектор температуры, т.е. применяемая термопара диаметром 0.8 мм. Эту термопару уже далеко нельзя считать точечной т.е. она фиксирует некую среднюю по поверхности температуру, а не местную температуру в точке. С другой стороны из-за своего относительно большого размера (массы), а также из-за конструктивных особенностей (горячий спай изолирован от чехла тонким слоем воздуха) термопара обладает большой термической инерционностью т.е. она не успевает следить за быстрым изменением температуры и сглаживает сигнал. Инерционность термопары зависит также от интенсивности теплообмена между горячим спаем и средой. Как известно интенсивность теплообмена паром и спаем ниже чем в случае омывания с водой. В нашем случае одиночные паровые пузыри могут иметь контакт с детектором с продолжительностью несколько мсек. За это время горячий спай не успевает нагреться тем более, что он окружен при этом еще "холодной" водой. Из этого следует, что характеристики применяемого детектора фактически исключают возможность получения теоретически предполагаемого результата.

Следует однако проанализировать причину увеличения среднеквадратичного отклонения, наблюдаемого на рис. 3 по сравнению с кривой "без кипения" на рис. 2.

Надо подчеркнуть, что причин для этого можно указать несколько и все они связаны с самим теплофизическим характером недогретого кипения, и действуют одновременно.

Во первых рассмотрим процесс недогретого кипения со стороны теплообмена. Тепловой поток передаваемый поверхностью жидкости можно записать в форме суммы двух составляющих /9/:

$$q_{общ} = q_{конв} + q_{кип}$$

где $q_{общ}$ - суммарный тепловой поток

$q_{конв}$ - тепловой поток за счет конвекции на поверхности где нет паровых пузырей

$q_{кип}$ - тепловой поток за счет пузырей - в форме скрытой теплоты парообразования и в следствии уноса части перегретой пленки жидкости.

В узком смысле слова $q_{общ}$ нельзя считать постоянным по времени если даже процесс в общем является стационарным. Это означает, что при стационарном случае среднее значение $\overline{q_{общ}}$ взятое на достаточно большом интервале времени является константой в течении эксперимента. Однако, $q_{общ}$ нужно представить как

$$q_{общ}(t) = \overline{q_{общ}} + q'(t)$$

Рассмотрим причины, вследствие которых имеется флуктуация $q'(t)$.

Парообразование в одном ядре поверхности при постоянных во времени условиях можно считать регулярным процессом. Однако, число паровых пузырей генерируемых на единице поверхности dF за время dt является случайной функцией времени. Это объясняется с одной стороны тем, что число активных ядер парообразования вследствие флуктуации давления меняется по времени. С другой стороны активные ядра парообразования имеют некоторое распределение по размерам, что накладывает на время необходимое для образования пузыря и на частоту образования. В связи с этим чисто интуитивно можно предположить, что

количество паровых пузырей генерируемых на поверхности dF за dt подчиняется закону Пуассона (см. ещё /10/) т.е.

$$P(N=k) = e^{-a} \frac{a^k}{k!}$$

где a параметр закона Пуассона, т.е. математическое ожидание числа паровых пузырей генерируемых на единицу поверхности dF за время dt . Условие $a = \text{const}$ в течении процесса означает, что средняя скорость генерации паровых пузырей постоянная что соответствует требованиям стационарности.

Случайный характер процесса парообразования находит непосредственное отражение в тепловом потоке, так и в составляющей $q_{\text{кип}}$ так и в $q_{\text{конв}}$, что зависит от величины поверхности занятых паровыми пузырями.

Отсюда очевидно, что температура среды должна колебаться так как сам тепловой поток колебается. Среднее математическое отклонение здесь должно быть больше чем в случае однофазного течения так как в последнем имеются флуктуации теплового потока в первую очередь за счет турбулентности.

Вторая причина усиленной флуктуации температуры при недогретом кипении связана с интенсивной турбулентностью течения на которую накладывается еще возмущение вызванное гетерогенностью потока из-за наличия паровых пузырей. Как показывают эксперименты /11/ распределение температуры в канале характеризуется наибольшим градиентом по радиусу как раз при кипении в состоянии глубокого недогрева среды см. рис. 8.

Как известно из феноменологической теории турбулентности, тепловой поток турбулентности пропорционален градиенту средней местной температуры, а интенсивность флуктуаций теплового потока а также температуры тоже зависят от температурного градиента /12/.

Третья причина связана с процессом детектирования. Так как размеры детектора сравнительно велики он фиксирует некую

усредненную вокруг своего горячего спая температуру. Здесь мы имеем аналогичное положение как в случае теплоотвода от стенки. Детектор имеет контакт с некоторым объемом V_d среды. Средняя температура этого объема, а также коэффициент теплоотдачи между средой и детектором зависят от количества паровых пузырей находящихся в V_d в момент t . При небольшом значении локального объемного паросодержания число паровых пузырей и вместе с этим средняя температура в V_d меняется во времени. Здесь мы тоже можем предположить что число паровых пузырей в объеме V_d подчиняется закону Пуассона т.е.

$$P(m=k) = e^{-\bar{m}} \frac{(\bar{m})^k}{k!}$$

где \bar{m} - параметр закона Пуассона что равен математическому ожиданию числа пузырей в V_d .

Величину \bar{m} можно связать со средним местным объемным паросодержанием следующим образом:

$$\bar{m} = \bar{\alpha} \frac{V_d}{V_n}$$

Все эти причины действуют одновременно при недогретом кипении и вызывают сильное увеличение среднего квадратичного отклонения флуктуаций местной температуры. С ростом истинного массового паросодержания т.е. по мере приближения к равновесному состоянию эти факторы действуют по разному.

В первую очередь теплообмен на поверхности парообразования стабилизируется по мере приближения к равновесному кипению. Это можно проиллюстрировать также на предполагаемом законе распределения числа генерированных паровых пузырей на поверхности dF за dt . Как известно с ростом параметра распределения Пуассона распределение все больше приближается к нормальному. Используя формулу Стирлинга можем писать:

$$e^{-a} \frac{a^k}{k!} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} e^{-\frac{(k-a)^2}{2a}}$$

где среднее квадратичное отклонение будет $\sigma_{\text{кин}} = \sqrt{a}$.

Среднее квадратическое отклонение числа пузырей относительно его среднего значения постоянно уменьшается. Из этого следует, что эффект вызванный со случайным характером генерации пара становится относительно меньшим.

Как мы видели на рис. 8 распределение температуры по сечению канала становится все больше пологим по мере приближения к равновесному кипению, а температура приближается при этом по всему сечению к температуре насыщения. В связи с этим все меньше влияет на флуктуации местной температуры среды напор между температурой ядра потока и температурой перегретого пограничного слоя. Это действует в сторону уменьшения интенсивности температурных флуктуаций.

Подобное можно сказать о влиянии "усреднения" температуры по объему V_d в окрестности детектора. Пузыри пара уносят часть перегретого пограничного слоя, таким образом они оказывают сильное возмущение в местной "усредненной" по V_d температуре в связи с большой разностью между температурой недогретой жидкости и захваченной пузырями плёнки. Эта разность по мере уменьшения недогрева снижается, что приводит к уменьшению амплитуды флуктуаций.

Об общем влиянии этих факторов в некоторой мере позволяют судить результаты работы /13/см. рис. 6.

Развитое объемное кипение

На рис. 4 и 5 показаны кривые плотности вероятности флуктуаций местной температуры при развитом кипении. Данные случаи отличаются только по величине истинного объемного паросодержания на выходе из участка ($\alpha = 0.6$ и $\alpha = 0.84$).

Как видно на кривых, распределение температуры и в этих случаях близко к нормальному. Надо отметить однако, что дисперсия в этом случае значительно меньше чем она была при недогретом кипении. Это объясняется тем, что паровая и жидкая фаза находится в термодинамическом равновесии "насыщения".

Температура при этом равняется температуре насыщения по всему сечению за исключением только тонкого пристенного слоя.

Согласно работе /13/ (см. рис. 6) интенсивность температурных флуктуаций при достижении равновесного кипения резко уменьшается, что подтверждает наше рассуждение.

Эксперименты показали (и эта частично видно на рис. 6) что в предкризисном состоянии дисперсия температурных флуктуаций опять начинает расти по сравнению с дисперсией при равновесном кипении /14/.

Заключение

На основании приведенных экспериментальных результатов кажется, что существует однозначная взаимосвязь между флуктуациями местной температуры и состоянием теплоносителя. Оказывается что эту взаимосвязь можно выявить с помощью обычной термопары и прямой обработки сигналов. В качестве характеристики температурных флуктуаций можно применить функцию плотности вероятности. Кажется также, что данный метод слишком грубый для анализа двухфазных потоков. Однако, возможно получить качественные результаты на базе которых можно определить состояние теплоносителя для диагностических целей. Применяемость метода в диагностике подтверждается еще простотой метода измерения и обработки.

Для того, чтобы сделать выводы о применимости данной методики определение состояния теплоносителя для диагностических целей, требуется еще дальнейшая детальная отработка методики и более строгий анализ результатов. Следует определить порог чувствительности метода т.е. определить содержание пара при котором возможно однозначно идентифицировать состояние недогретого кипения. Необходимо рассмотреть влияние места расположения горячего спая на чувствительность метода. Как показывает опыт /15/ интенсивность температурных флуктуаций при недогретом кипении зависит от расстояния от обогреваемой стенки канала, что влияет на выбор места термопары.

Следует также рассмотреть возможность применения данной методики для предсказания изменений в состоянии теплоносителя. При дальнейших исследованиях необходимо вести анализ температурных флуктуаций параллельно с другими методами исследования двухфазных потоков, например с гамма-просвечиванием.

Литература

- /1./ N.Afgan, M.Stefanovic, L.J.Jovanovic, V.Pislar: Determination of the Statistical Characteristics of Temperature Fluktuation in Pool Boiling
Int. Journal of Heat and Mass Transfer
Vol. 16 pp. 249-256 /1973/
- /2./ J.M. Delhaye, R.Semeria, J.C.Flamand: Void Fraction and Vapor and Liquid Temperatures: Local Measurements in Two-Phase Flow Using a Microtermocouple
Journal of Heat Transfer August 1973
- /3./ Owen C. Jones, Jr. and Jean-Marc Delhaye: Transient and Statistical Measurements Techniques for Two-Phase Flows: A Critical Review
Int. J. Multiphase Flow Vol. 3 pp-89-116 1976
- /4./ G.Kosály, Lj.Kostic, L.Miteff, G.Varadi, K.Behringer: Investigation of the Local Component of the Neutron Noise in a BWR and its Application to the Study of Two-Phase Flow
SMORN-11 Sept. 19-23, 1977 Gatlinburg, Tennessee U.S.A.
- /5./ Z.Techy, L.Szabados: A theoretical basis of bubble motion in reactor channels
Atomkernenergie Bd. 23 /1974/
- /6./ William T. Sha : A Generalized Local Boiling Void Model for Light-Water Reactor System
Nuclear Science and Engineering 44, 291-300 /1971/
- /7./ O.Sandervag: Thermal Non-Equilibrium and Bubble Size Distributions in an Upward Steam-Water Flow
Kjeller Report /1971/

- /8./ Rohsenow W.M., Hartnett J.P. : Handbook of Heat Transfer
Mc Graw Hill New-York /1973/
- /9./ Maróti László : Reaktor forraló csatorna termohidraulikai számítása
KFKI-1977-53
- /10./ R.F.Gartner: Distribution of Active Sites in the Nucleate Boiling of Liquids. Presented at the First National Heat Transfer Conference
A.I.Ch.E.-A.S.M.E. Houston, Texas 1962
- /11./ Г.Г. Бартоломей, В.М. Чамтурия: Труды ЦКТИ вып. 101, 1970 г. Взято из работы: В.В. Сергеев и др. : Применение термопар для изучения некоторых характеристик неравновесных двухфазных потоков ФЭИ -589 Обнинск, 1975.
- /12./ И.О. Хинце: Турбулентность
Государственное Издательство физико-математической литературы Москва, 1963 г.
- /13./ Г. Блуменритт, М. Вернер, П. Виндберг, Т. Катона: Экспериментальное исследование температурного шума при одно-и двухфазном течении водяного теплоносителя
Доклад на II Семинаре по теплофизике ВВЭР стран-членов СЭВ, Будапешт, 1978 г.
- /14./ П. Виндберг, Т. Катона: Исследование состояния теплоносителя на основании флуктуаций температуры со сопоставлением с результатами гамма-просвечивания . Неопубликовано.

/15./ T.E.Lippert, R.S.Dougall: A Study of the Temperature Profiles Measured in the Thermal Sublayer of Water, Freon-113, and Methyl Alcohol During Pool Boiling
Journal of Heat Transfer, August 1968

Обозначения

- $f_n(T)$ - плотность распределения температуры паровых пузырей
- $f_{ж}(T)$ - плотность распределения температуры жидкости
- $f(T)$ - плотность распределения температуры смеси
- $f(R)$ - плотность распределения радиуса пузырей
- $h_{fg} = h' - h''$ - разность удельных энтальпий на линии насыщения
- $n(\bar{x})$ - полное число пузырей в единице объёма
- $q'(t)$ - флуктуация теплового потока при кипении
- R - радиус паровых пузырей
- T - температура
- T_n - температура пара
- $T_{ж}$ - температура жидкости
- T_s - температура насыщения
- u_n - скорость пара
- $u_{ж}$ - скорость жидкости
- \bar{V}_n - средний объём паровых пузырей
- V_d - объём детектирования
- $u_{fg} = v' - v''$ - разность удельных объёмов на линии насыщения
- $\alpha(\bar{x})$ - местное объёмное паросодержание
- σ - коэффициент поверхностного натяжения
- $\sigma_{кин}$ - среднее квадратическое отклонение числа пузырей

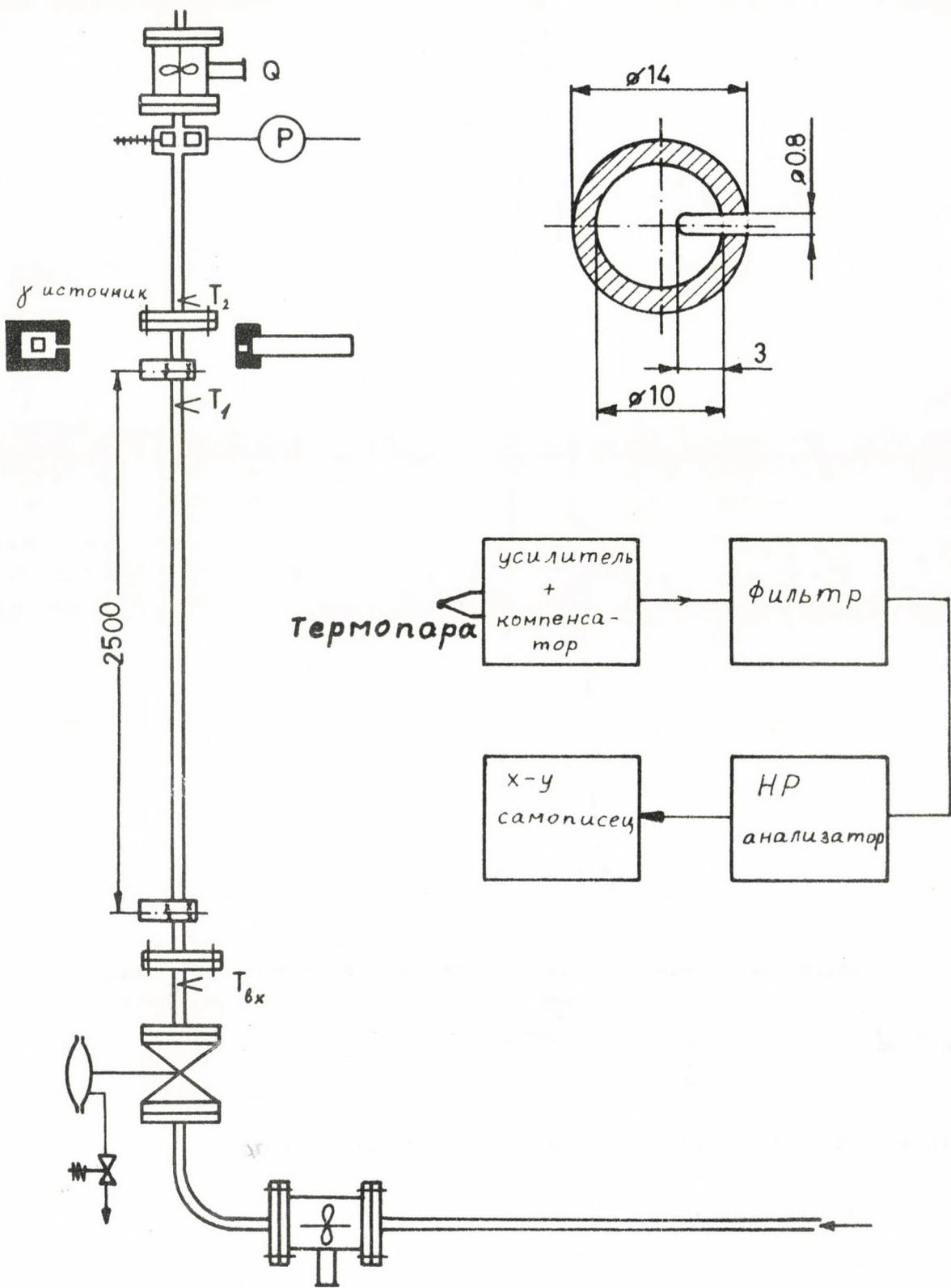


рис. 1.

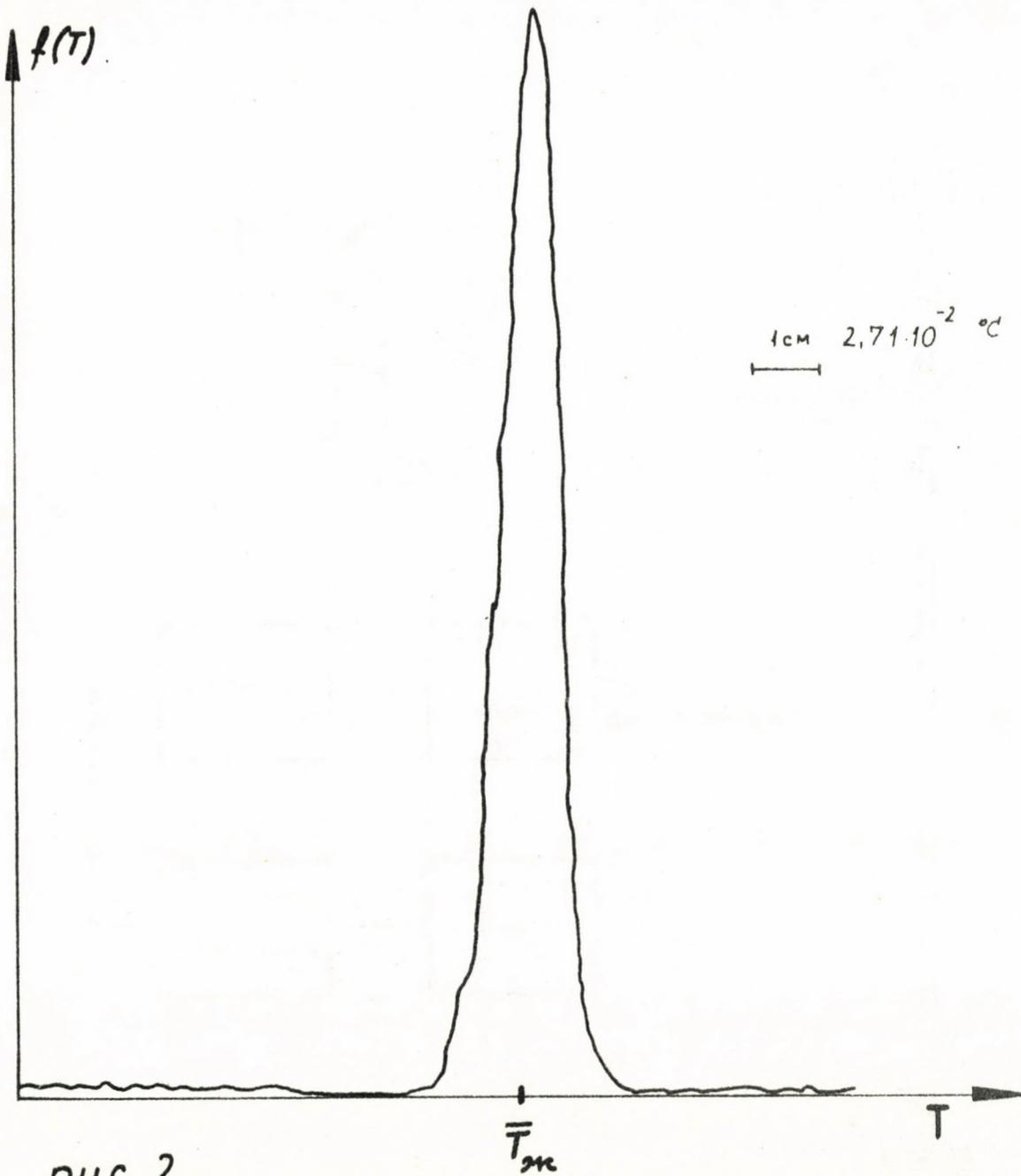


рис. 2.

Кривая плотности вероятности T_m при
однофазном течении

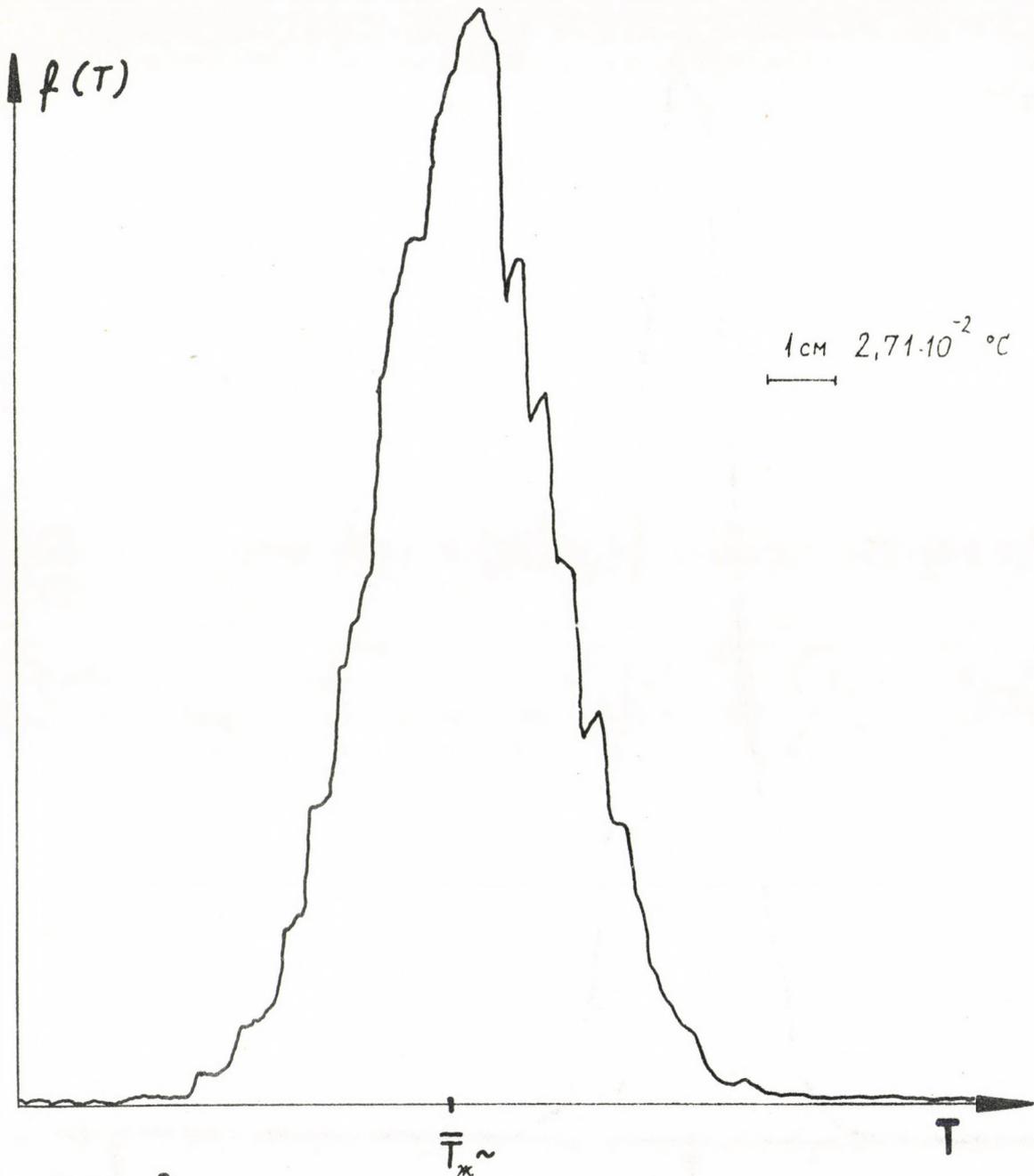


рис. 3.

Кривая плотности вероятности $T_{ж}$ при наступлении недогретого кипения

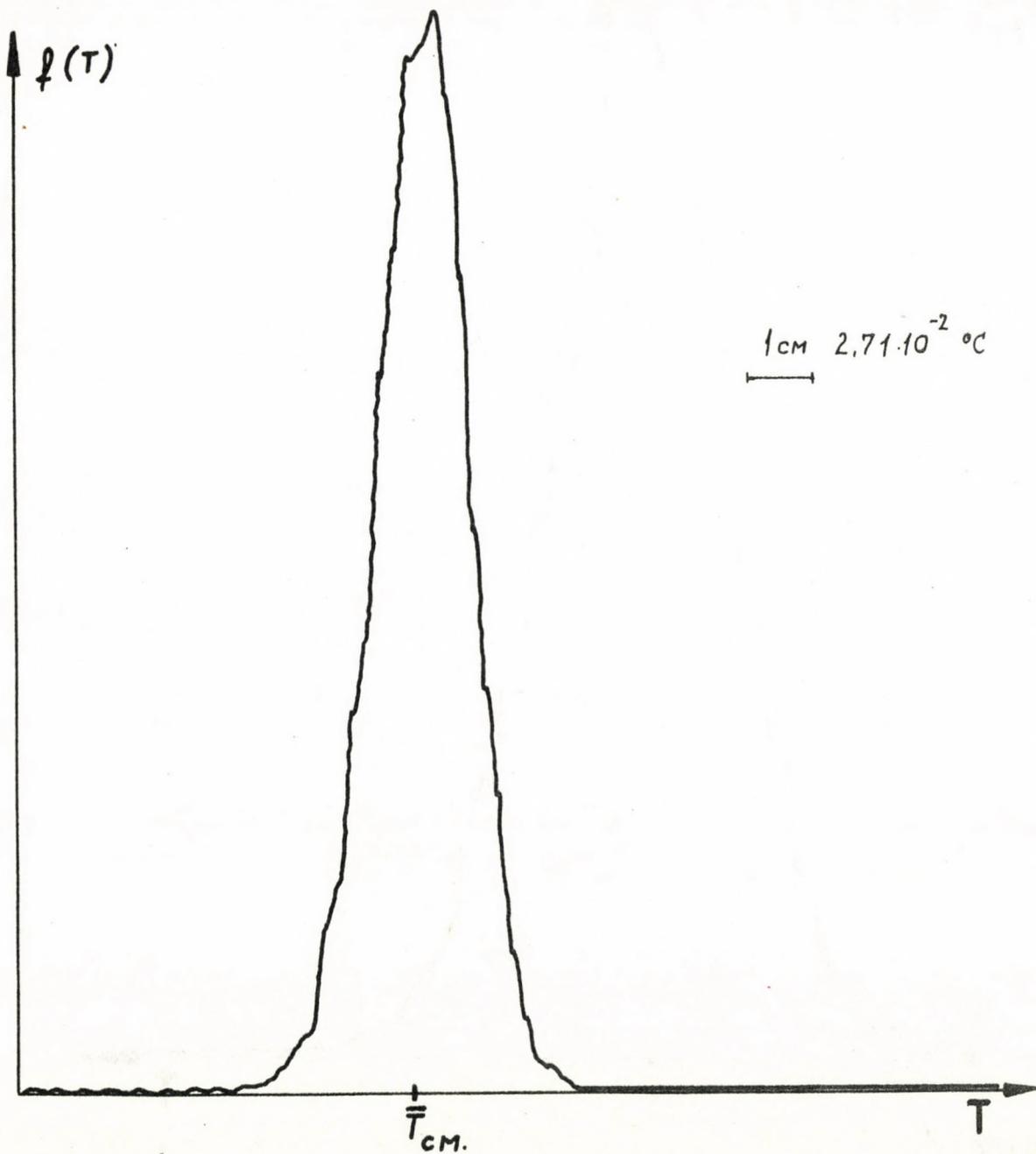


рис. 4.

Кривая плотности вероятности $T_{см}$ при
кипении $\alpha_{вых} \cong 0.6$

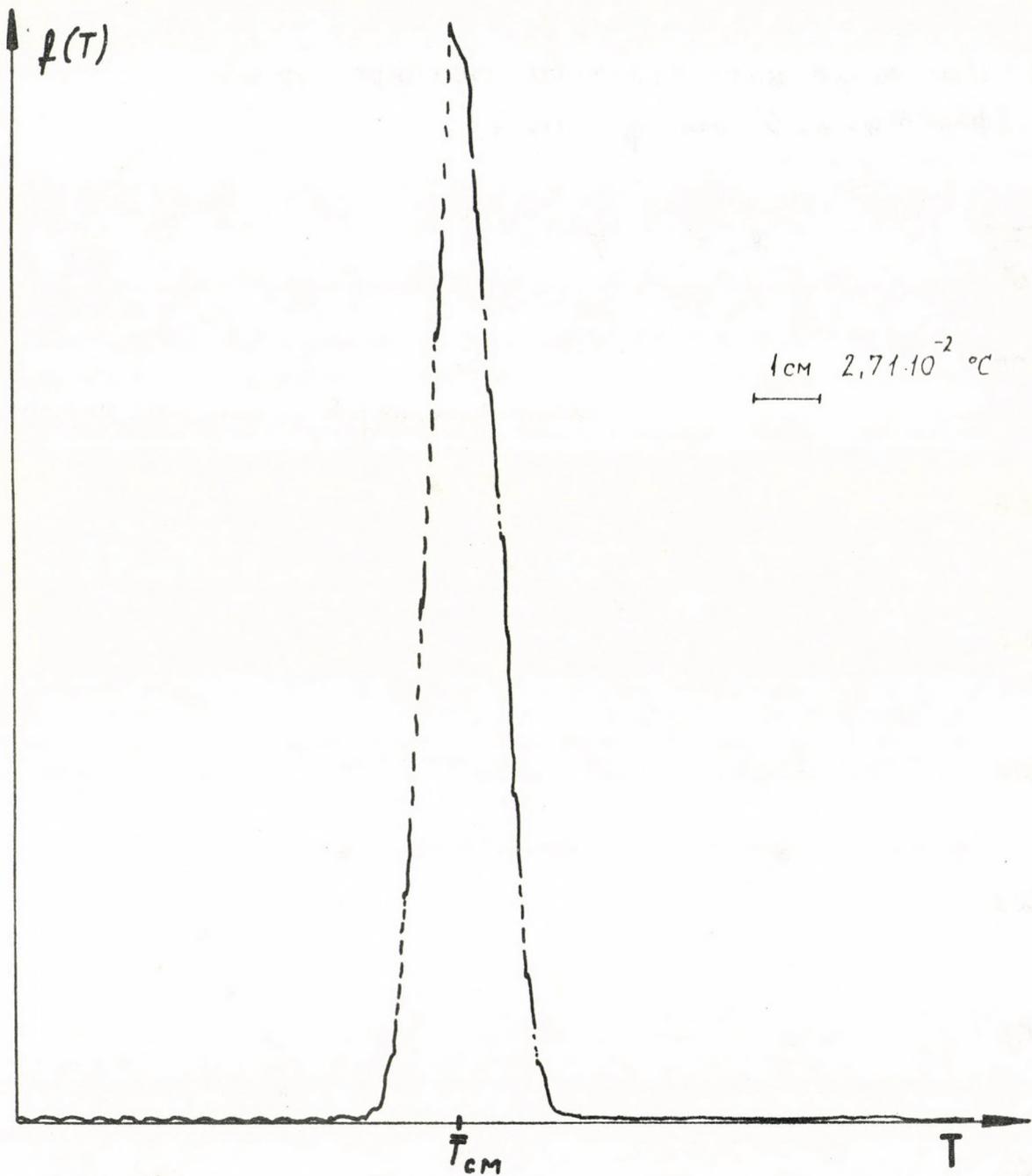


рис. 5.

Кривая плотности вероятности $T_{см}$ при
кипении $\alpha_{\text{вых}} \cong 0.84$

Изменение интенсивности температурных
флуктуаций от q (или x)

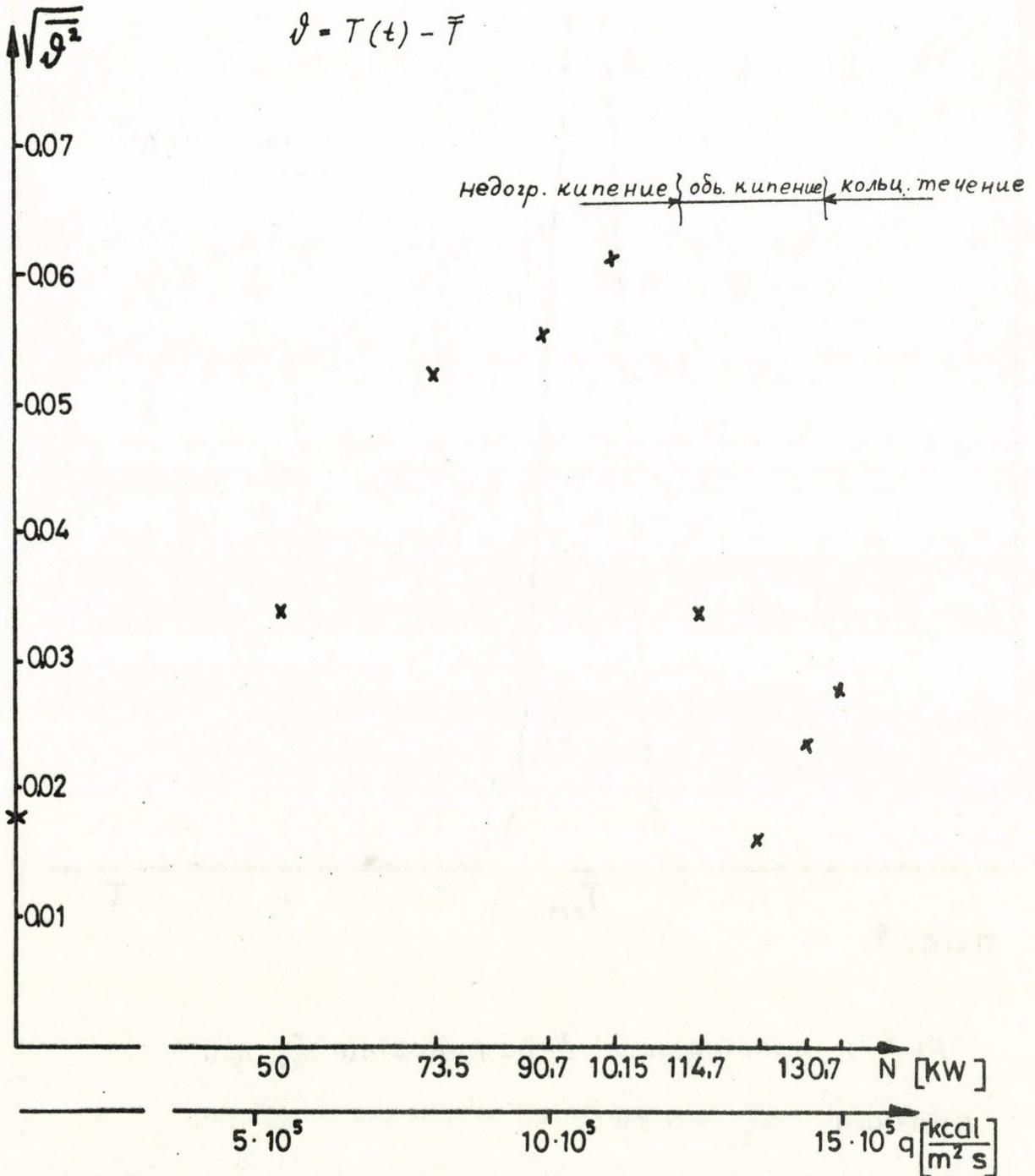


рис. 6.

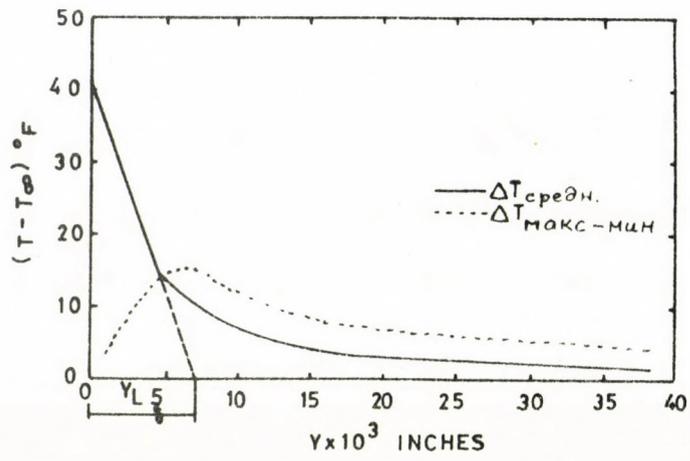


рис. 7.

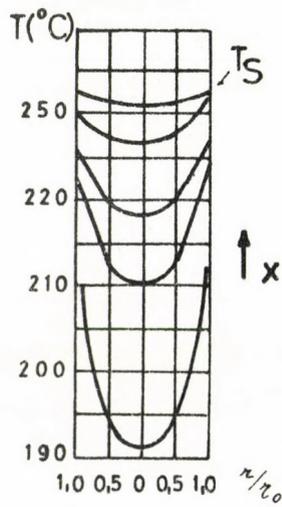
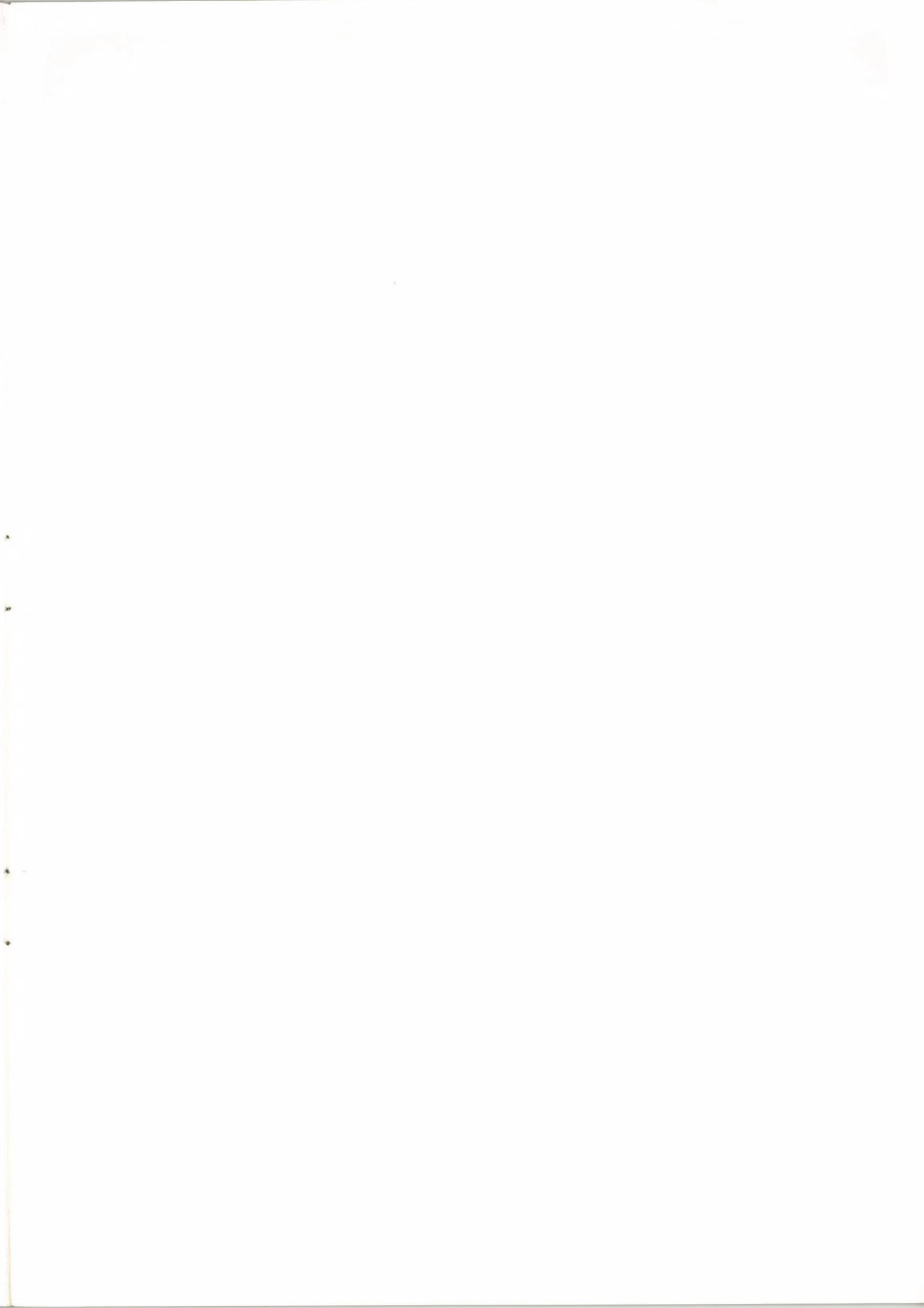


рис. 8





G2.588



Kiadja a Központi Fizikai Kutató Intézet
Felelős kiadó: Gyimesi Zoltán
Szakmai lektor: Szabados László
Nyelvi lektor: Jánossy János Sebestyén
Példányszám: 250 Törzsszám: 78-832
Készült a KFKI sokszorosító üzemében
Budapest, 1978. szeptember hó