

Ж 53
А92

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Атомная энергия

Ежемесячный журнал
ГОД ИЗДАНИЯ ДВЕНАДЦАТЫЙ

АТОМИЗДАТ ■ МОСКВА ■ 1968

Том 24 ■ Июнь ■ Вып. 6

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора),
И. Н. ГОЛОВИН, Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ
(зам. главного редактора), А. К. КРАСИН, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕНЩЕ-
РЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор), П. Н. ПАЛЕЙ, Д. Л. СИМОНЕНКО,
В. И. СМЕРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО.

СОДЕРЖАНИЕ

СТАТЬИ

- Н. В. Губкин, Д. Т. Десятников, И. К. Руднева. Пре-
имущество применения метода подземного выще-
лачивания урана в условиях обводненных пла-
стовых месторождений 511
- А. И. Зубов, Г. Н. Котельников. Жилые твердые
битумы в урановом месторождении 514
- М. Х. Ибрагимов, А. В. Жуков. Метод расчета нерав-
номерностей температуры в пучках твэлов, охлаж-
даемых жидкими металлами 520
- М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. И. Субботин.
О характере зависимости коэффициента тепло-
отдачи при капельной конденсации от темпера-
турного напора 523
- И. Т. Мишев, М. Г. Христова. Исследование концен-
трации радиоактивного газа Ar^{41} в воздухе, выбра-
сываемом через трубу реактора ИРТ-1000 530
- И. А. Кондуров, А. И. Егоров, Д. М. Каминер,
Е. М. Коротких, А. М. Никитин. Измерение сече-
ний захвата нейтронов радиоактивными ядрами
 Co^{58m} , Co^{64} и Sc^{46} 533
- В. И. Белоглазов; Ю. М. Базаев, А. К. Вальтер,
В. А. Вишняков, Ф. С. Гороховатский, И. А. Гри-
шаев, Ю. И. Добролюбов, Е. В. Еременко, А. И. Зы-
ков, В. М. Кобезский, В. В. Кондратенко,
Г. Ф. Кузнецов, Н. И. Мочешников, В. В. Муфель,
В. И. Мякота, В. В. Петренко. Линейный ускоре-
тель электронов на 2 Гэв. Физико-технического
института АН УССР 540
- В. Б. Красовицкий, В. И. Курилко, М. А. Стржеме-
чный. Нелинейная теория взаимодействия моду-
лированного пучка с плазмой 545
- Ю. В. Скобцев, Э. И. Юрченко. Движение пролетных
частиц в системе с минимумом V 549
- Ф. В. Кондратьев, Г. В. Синютин. Исследование рабо-
ты цезиевого термоэмиссионного преобразователя
с вольфрамовым катодом 553
- В. С. Кеесельман. Аналитические соотношения для
расчета глубины проникновения ионов в вещество 557

АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ

- М. П. Леончук. Расчет переходных режимов парогене-
ратора на ЦВМ 564
- С. А. Козловский, В. С. Кызьюров, А. А. Сметанин.
Определение потока быстрых нейтронов детекто-
ром $ZnS(Ag)$ + плексиглас и детектором Бассона 564
- В. А. Брикман, В. П. Савина. Исследование объем-
ных полей поглощенных доз нейтронных излуче-
ний в полиэтиленовом образце 565
- В. А. Брикман, В. П. Савина. Экспериментальное
исследование объемных полей поглощенных доз
реакторного γ -излучения в полиэтиленовом образце 566
- В. П. Громов, Ю. Ф. Зубов, Д. Б. Поаднеев. Рассеяние
быстрых нейтронов железными и алюминиевыми
барьерами 567

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

- Л. Н. Москвин, В. И. Портнягин. Влияние солей
 Na , K , Mg и Ca на экстракцию Ce и Y Д2ЭГФК
из кислых растворов 568
- М. К. Ют. Коррозия сталей и никелевых сплавов
в расплавах натрийборсиликатных стекол при тем-
пературах 1000 и 1200°С 570
- Г. Н. Маслов, Ф. Насыров, Н. Ф. Пашкин. Гамма-
излучение при взаимодействии нейтронов с энер-
гией 14 Мэв с ядрами атомов B , C , N , O , F , Al 573
- Г. И. Михайлов, Л. П. Старчик. Анализ лития по вы-
ходу реакции $Li^2(\alpha, \alpha')Li^2*$ 575
- В. А. Толстиков, В. П. Королева, В. Е. Колесов,
А. Г. Довбенко, Ю. Н. Шубин. Радиационный
захват быстрых нейтронов ядрами Sn^{122} , Sn^{124}
и Sb^{121} , Sb^{123} 576
- Р. В. Джагапшянян, Ю. Г. Ляскин, Л. И. Хейфец,
В. И. Коеротов, В. И. Мукосей. Расчет коэффи-
циента полезного действия шарового источника
 β -излучения 580
- О. В. Федоров. Спирально-молибдатный тип зоны окис-
ления 582



П 235609
~~225473/м~~

РЕПОЗИТОРИЙ Ф. СКОРИНЫ

Метод расчета неравномерностей температуры в пучках ТВЭЛОВ, охлаждаемых жидкими металлами

М. Х. ИБРАГИМОВ, А. В. ЖУКОВ

УДК 536.24:621.039.542:536.24

Для оценки работоспособности ТВЭЛОВ активных зон реакторов с жидкометаллическим охлаждением необходимо знать максимальную температуру оболочек ТВЭЛОВ. Эту температуру удобно представить в виде суммы среднего по периметру значения температуры \bar{t}_c и неравномерности температуры $t_{c\text{макс}} - \bar{t}_c$ (отклонения максимального значения от среднего). Средняя температура оболочки определяется из условия подогрева теплоносителя по высоте зоны с учетом температурного напора «стенка — жидкость», рассчитываемого по формуле для средних коэффициентов теплообмена. В работе [1] разработан метод расчета средних коэффициентов теплообмена цилиндрических ТВЭЛОВ различной конструкции.

Решение задачи о температурном поле ТВЭЛОВ, обтекаемых турбулентным потоком жидкости, является очень сложным. Аналитически такая задача, по-видимому, неразрешима ввиду сложности математического представления поля скорости и коэффициентов турбулентного переноса тепла в каналах некруглого поперечного сечения*. Поэтому возможны лишь численные решения тепловой задачи с использованием вычислительной техники (см., например, [4]). Эти решения связаны с проведением громоздких расчетов, обусловленных составлением программы для каждого конкретного случая. Вместе с тем практика реакторостроения требует разработки простых инженерных методов расчета неравномерностей температуры ТВЭЛОВ различной конструкции в широком интервале чисел Re .

Предлагаемый в данной работе метод заключается в аналитическом расчете неравномерности температуры ТВЭЛОВ для плоского потока жидкости с последующим введением эмпирической поправки на зависимость неравномерности температуры от числа Re . Такой метод не требует принятия допущений о механизме турбулентного теплообмена в сложных каналах и позволяет оперативно оценить неравномерность температуры цилиндрического ТВЭЛА в широком интервале чисел Re .

* Аналитические решения задачи о теплообмене цилиндрических ТВЭЛОВ имеются лишь для «плоского» [1] и ламинарного [2, 3] потоков.

Аналитическое решение задачи для плоского потока проводится для характерной ячейки бесконечной треугольной решетки стержней в предположении стабилизированного по длине канала теплообмена ($\frac{dt}{dz} = \text{const}$ во всех точках по сечению ячейки) и постоянного по длине и сечению объемного тепловыделения ($q_v = \text{const}$). При этом решается система трех уравнений для делящегося материала, оболочки и теплоносителя с соответствующими граничными условиями. Решение уравнений аналогично описанному в работе [3].

В результате получаются следующие выражения для распределения температур и тепловых потоков на поверхности ТВЭЛА:

$$\frac{t_c - \bar{t}_c}{q_c R_2} \lambda_{жк} = \sum_{m=1}^{\infty} A_{c_m} (1 + \Lambda_0 \xi^{12m}) \cos 6m\varphi; \quad (1)$$

$$\frac{q_c}{q_c} = 1 - \Lambda_c \sum_{m=1}^{\infty} 6m A_{c_m} (1 - \Lambda_0 \xi^{12m}) \cos 6m\varphi. \quad (2)$$

Здесь $\Lambda_0 = \frac{\lambda_c - \lambda_T}{\lambda_c + \lambda_T}$; $\Lambda_c = \frac{\lambda_c}{\lambda_{жк}}$ — безразмерные величины, характеризующие теплопроводности делящегося материала λ_c , оболочки λ_c и теплоносителя $\lambda_{жк}$; $\xi = R_1/R_2$ — безразмерная толщина оболочки ТВЭЛА (отношение внутреннего радиуса оболочки к внешнему); коэффициенты A_{c_m} определяются из соответствующего граничного условия.

В работе [3] показано, что комплекс $\Lambda_0 \xi^{12m}$ характеризует величину неравномерностей температуры и тепловых потоков. В случае $\Lambda_0 \xi^{12m} \rightarrow +1$, что соответствует бесконечно малой эквивалентной теплопроводности ТВЭЛА (граничное условие $q_c = \text{const}$), имеет место максимальная неравномерность температуры на поверхности ТВЭЛА. При этом число Нуссельта равно минимально возможному значению (Nu_{s_q}) для данного относительного шага x расположения ТВЭЛОВ в решетке. В случае $\Lambda_0 \xi^{12m} \rightarrow -1$, что соответствует бесконечно большой эквивалентной теплопроводности ТВЭЛА (граничное условие $t_c = \text{const}$), имеет место максимальная неравномерность тепловых потоков на поверхности ТВЭЛА. При этом число

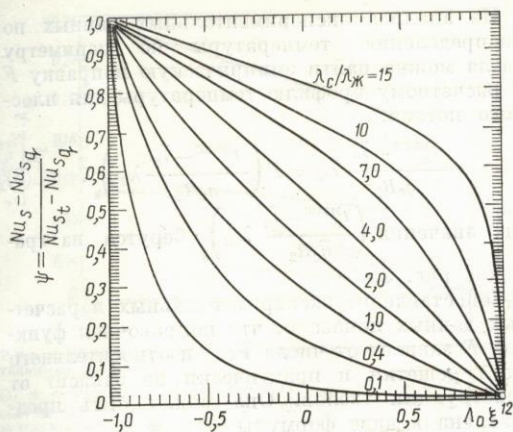


Рис. 1. Номограмма для определения величины ψ в пучках твэлов различной конструкции, обтекаемых плоским потоком.

Нуссельта равно максимально возможному значению (Nu_{st}) для данного относительного шага. Промежуточные значения комплекса $\Lambda_0 \xi^{12}$, заключенные в интервале $(-1) \div (+1)$, соответствуют реальным конструкциям твэлов, когда на поверхности твэлов наблюдаются одновременно неравномерности температуры и тепловых потоков. При этом числа Нуссельта заключаются в интервале $Nu_{sq} < Nu_s < Nu_{st}$.

В качестве обобщающего параметра для расчета коэффициентов теплообмена исполь-

зуется величина $\psi = \frac{Nu_s - Nu_{sq}}{Nu_{st} - Nu_{sq}}$, которая одно-

значно зависит от комплексов $\Lambda_0 \xi^{12}$ и $\Lambda_c = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ж}}$ для наиболее распространенных на практике твэлов (рис. 1). Параметр ψ изменяется в интервале $0-1,0$ и подобно комплексу $\Lambda_0 \xi^{12}$ может рассматриваться в качестве характеристики эквивалентной теплопроводности твэлов: в случае бесконечно малой теплопроводности $\psi = 0$, в случае бесконечно большой теплопроводности $\psi = 1$. Таким образом, неравномерности температуры и тепловых потоков зависят от значения ψ . Это подтверждается результатами расчетов (рис. 2)*. Из рисунка следует, что профиль температуры в пучках с раздвинутыми стержнями ($x \geq 1,1$) соответствует косинусоидальному закону практически при всех значениях ψ . В плотноупакованных пучках стержней косинусоидальный закон наблюдается лишь при значениях $\psi > 0,7$, когда эквивалентная теплопроводность твэла достаточно велика. Распределение тепловых потоков при больших значениях ψ характеризуется наибольшей неравномерностью. При значениях $\psi < 0,6$ в распределении температуры наблюдается отклонение от косинусоидального закона.

* Распределения температуры и тепловых потоков рассчитывались с использованием четырех гармоник разложения температурного профиля в ряд Фурье ($n = 1, 2, 3, 4$). Предварительно было показано, что для практических случаев использование большего числа гармоник не оказывает существенного влияния на конечные результаты.

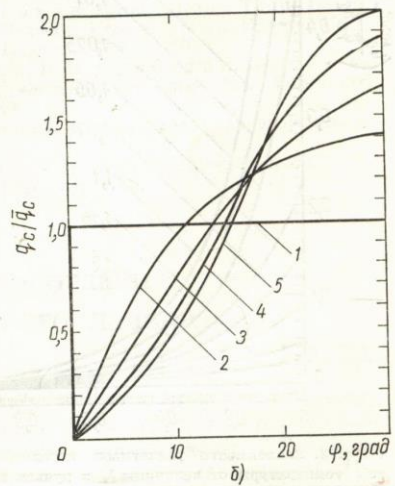
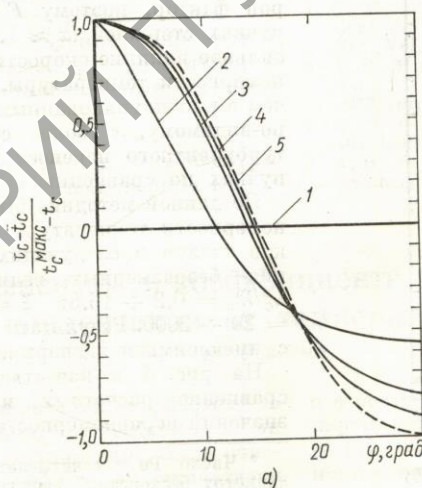


Рис. 2. Расчетные распределения температуры (а) и тепловых потоков (б) по периметру твэлов, обтекаемых плоским потоком:
а) 1, 2 — ψ равно 0; 0,05 соответственно, $x = 1,0$; 3 — 0, 2 — $\psi = 0,6$, $x = 1,0$; 4 — $\psi = 0,7$, $x = 1,0$; 5 — 0 — $\psi < 1$, $x = 1,1$; б) 1, 2, 3, 4, 5 — ψ равно 0; 0,1; 0,2; 0,4; 0,6 \div 1,0 соответственно, $x = 1,0$.

Отклонение тем больше, чем меньше ψ . Неравномерность тепловых потоков при этом уменьшается и при $\psi = 0$ исчезает.

Расчеты показали существование однозначной связи между распределением температуры (или тепловых потоков) и величиной ψ для твэлов различной конструкции, если $-0,5 < \Lambda_0 \xi^{1,2} < 0,5$ и $1 < \Lambda_c < 15$. Поэтому неравномерность температуры может быть представлена в виде зависимости от величины ψ , которая включает в себя влияние конструкции твэла (рис. 3). Видно, что максимальная неравномерность температуры имеет место в плотноупакованных пучках твэлов ($x = 1,0$) при низких значениях ψ (в условиях, близких к $q_c = \text{const}$). С ростом x и ψ неравномерность температуры уменьшается и при $x \geq 1,2$ становится незначительной.

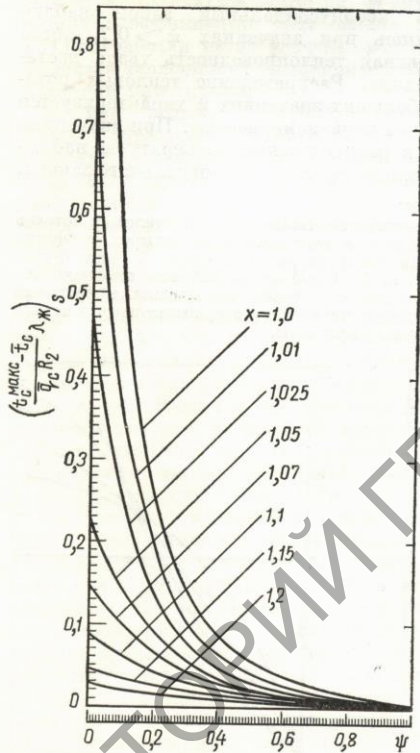


Рис. 3. Зависимости расчетных неравномерностей температуры от величины ψ в пучках твэлов, обтекаемых плоским потоком.

Из анализа экспериментальных данных по распределению температуры по периметру твэла можно найти эмпирическую поправку F к расчетному профилю температуры для плоского потока:

$$\frac{t_c^{\text{макс}} - \bar{t}_c}{q_c R_2} \lambda_{жк} = F \left(\frac{t_c^{\text{макс}} - \bar{t}_c}{q_c R_2} \lambda_{жк} \right)_s, \quad (3)$$

где значения $\left(\frac{t_c^{\text{макс}} - \bar{t}_c}{q_c R_2} \lambda_{жк} \right)_s$ берутся из графиков рис. 3.

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных показало, что поправочная функция F зависит от числа Re^* и относительного шага решетки и практически не зависит от конструкции твэлов. Она может быть представлена в виде формулы

$$F = 1 - (\lg Re - 2,3) [0,3 + 0,7(x - 1)]; \quad (4)$$

$20 \leq Re \leq 2000.$

Отличие экспериментально найденного значения неравномерности температуры от расчетной величины для плоского потока обусловлено влиянием двух противоположно действующих факторов: 1) отличием реального профиля скорости от равномерного, что увеличивает неравномерность температуры, 2) наличием турбулентного переноса тепла, что способствует уменьшению неравномерности температуры. При малых числах Re (менее 200) преобладающим является, по-видимому, первый фактор, поэтому $F > 1$. При $Re \approx 200$ оба фактора, вероятно, уравновешивают друг друга и $F = 1$. При $Re > 200$ доминирующим становится второй фактор, поэтому $F < 1$. В раздвинутых пучках стержней ($x \approx 1,1$) наблюдается более сильное влияние скорости на изменение неравномерности температуры, т. е. на величину F , чем в плотноупакованных пучках. Это связано, по-видимому, с более сильным проявлением турбулентного переноса тепла в раздвинутых пучках по сравнению с плотноупакованными.

По данной методике были рассчитаны неравномерности температуры для шахматных пучков твэлов в следующих интервалах изменения безразмерных величин: $x = 1,0 \div 1,1$; $\lambda_c / \lambda_{жк} = 0,2 \div 16,5$; $\xi = 0,75 \div 0,93$; $Re = 20 \div 2000$. Результаты расчета сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными.

На рис. 4 в качестве примера приведено сравнение расчетных и экспериментальных значений неравномерностей температуры, заим-

* Число Re рассчитывается по гидравлическому диаметру бесконечной решетки.

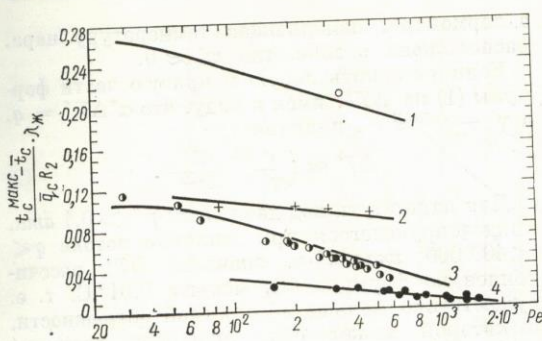


Рис. 4. Сравнение расчетных зависимостей с экспериментальными данными:
 ○, + — пучки с $x = 1,0$ ($\xi = 0,77$; $\lambda_c/\lambda_{жк}$ равно 0,69 и 1,85 соответственно [5, 7]); 1, 2 — соответствующие расчетные зависимости; ●, ● — пучки с $x = 1,1$ ($\lambda_c/\lambda_{жк}$ равно 0,22 и 1,85; ξ равно 0,75 и 0,77 соответственно [6]); 3, 4 — соответствующие расчетные зависимости.

ствованных из работ [5–7], для плотноупакованных ($x = 1,0$) и раздвинутых ($x = 1,1$) пучков трубок из стали 1X18Н9Т, обтекаемых ртутью ($\lambda_c/\lambda_{жк} = 1,85$), сплавом натрия — калий ($\lambda_c/\lambda_{жк} = 0,69$) и натрием ($\lambda_c/\lambda_{жк} \approx 0,22$).

Видно, что для плотноупакованных пучков стержней отклонение экспериментальных точек от расчетных кривых не превышает 5%. Для пучков с $x = 1,1$ отклонение отдельных точек от расчетных кривых доходит до 20%. Необходимо отметить, что экспериментальное определение неравномерностей температуры в пучках стержней с $x = 1,1$ затруднено, а сами по себе эти неравномерности вследствие своей малости не имеют существенного значения при оценке работоспособности твэлов.

Формула (4) для нахождения поправочной функции может уточняться по мере получения дополнительных экспериментальных данных.

Пример расчета

Определить неравномерность температуры цилиндрических трубок, расположенных в пуч-

ке с $x = 1,04$ и омываемых сплавом натрия — калий ($\lambda_{жк} \approx 20$ ккал/м·ч°С). Параметры трубок следующие [8]: внешний диаметр $2R_2 = 17,6$ мм; внутренний диаметр $2R_1 = 16,4$ мм; материал трубок — сталь 1X18Н9Т ($\lambda_c \approx 13$ ккал/м·ч°С); тепловой поток $q_c \approx 50 \cdot 10^3$ ккал/м²·ч; число $Re \approx 22$, $\lambda_T \approx 0$.

Рассчитывается комплекс $\Lambda_0 \xi^{1,2} \approx 0,413$. Из рис. 1 для значения $\lambda_c/\lambda_{жк} \approx 0,65$ определяется величина $\psi \approx 0,09$, а из рис. 3 $(\frac{t_c^{\max} - \bar{t}_c}{q_c R_2} \lambda_{жк})_s = 0,20$. По формуле (4) вычисляется функция $F \approx 1,314$ и находится истинное значение безразмерной неравномерности температуры:

$$\frac{t_c^{\max} - \bar{t}_c}{q_c R_2} \lambda_{жк} = F \left(\frac{t_c^{\max} - \bar{t}_c}{q_c R_2} \lambda_{жк} \right)_s \approx 0,26.$$

Неравномерность температуры трубок составляет

$$t_c^{\max} - \bar{t}_c = 0,26 \frac{q_c R_2}{\lambda_{жк}} \approx 5,7^\circ \text{С}.$$

Поступила в Редакцию 1/VIII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Х. Ибрагимов, А. В. Жуков. «Атомная энергия», 20, 425 (1966).
2. E. Sparrow, A. Loewler, H. Hubbard. Trans. ASME, No. 11, 415 (1961).
3. М. Х. Ибрагимов, А. В. Жуков. «Атомная энергия», 18, 630 (1965).
4. Н. И. Булеев, К. Н. Полосухина, В. К. Пышин. «Теплофизика высоких температур», 2, № 5 (1964).
5. В. И. Субботин. Proc. of the Third Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Unit. Nat. Vol. 4. Geneva, 1964, p. 192.
6. А. В. Жуков, В. И. Субботин, П. А. Ушаков. В сб. «Жидкие металлы». М., Атомиздат, 1967, стр. 149.
7. В. И. Субботин и др. «Атомная энергия», 9, 461 (1960).
8. А. В. Жуков и др. В сб. «Жидкие металлы». М., Атомиздат, 1967, стр. 170.

О характере зависимости коэффициента теплоотдачи при капельной конденсации от температурного напора

М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. И. Субботин

УДК 536.24

Во многих экспериментальных работах по капельной конденсации, проведенных как на водяном, так и на ртутном паре, было обнаружено уменьшение коэффициента теплоотдачи

α с ростом температурного напора ΔT между паром и стенкой [$\alpha \sim \Delta T^{-n}$, где $n = (0,5 \div 1)$]. Такая зависимость α от ΔT объясняется различными авторами по-разному. На-