

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. Преимущество применения метода подземного выщелачивания урана в условиях обводненных пластовых месторождений	511
А. И. Зубов, Г. Н. Котельников. Жилые твердые битумы в урановом месторождении	514
М. Х. Ибрагимов, А. В. Жуков. Метод расчета неравномерностей температуры в пучках твэлов, охлаждаемых жидкими металлами	520
М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. И. Субботин. О характере зависимости коэффициента теплоотдачи при капельной конденсации от температурного напора	523
И. Т. Мишев, М. Г. Христова. Исследование концентрации радиоактивного газа Ar^{41} в воздухе, выходящем через трубу реактора ИРТ-1000	530
И. А. Кондуров, А. И. Егоров, Д. М. Каминер, Е. М. Коротких, А. М. Никитин. Измерение сечений 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. Гришаев, Ю. И. Добролюбов, Е. В. Еременко, А. И. Зыков, В. М. Кобезский, В. В. Кондратенко, Г. Ф. Кузнецов, Н. И. Мочешников, В. В. Муфель, В. И. Мякота, В. В. Петренко. Линейный ускоритель электронов на 2 Гэв. Физико-технического института АН УССР	540
В. Б. Красовицкий, В. И. Курилко, М. А. Стржемечный. Нелинейная теория взаимодействия модулированного 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 работы 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 парогенератора на ЦВМ	564
С. А. Козловский, В. С. Кызьюров, А. А. Сметанин. Определение потока быстрых нейтронов детектором $ZnS(Ag)$ + плексиглас и детектором Бассона	564
В. А. Брикман, В. П. Савина. Исследование объемных полей поглощенных доз нейтронных излучений 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 температурах 1000 и 1200°С	570
Г. Н. Маслов, Ф. Насыров, Н. Ф. Пашкин. Гамма-излучение при взаимодействии нейтронов с энергией 14 Мэв с ядрами атомов В, С, N, O, F, Al	573
Г. И. Михайлов, Л. П. Старчик. Анализ лития по выходу реакции $Li^2(\alpha, \alpha')Li^*$	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. Джагапшания, Ю. Г. Ляскин, Л. И. Хейфец, В. И. Коеротов, В. И. Мукосей. Расчет коэффициента полезного действия шарового источника β -излучения	580
О. В. Федоров. Слободно-молибдатный тип зоны окисления	582

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИСТИТУТ

№ 235609
~~225473/м~~

РЕПОЗИТОРИЙ Ф. СКОРИНЫ

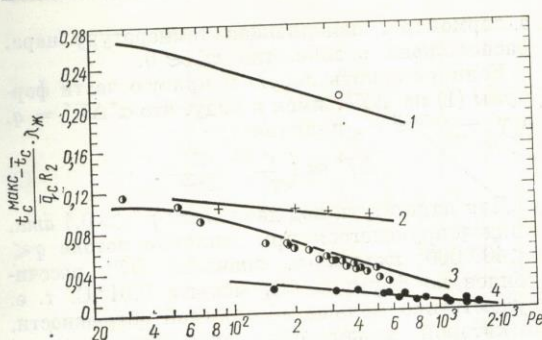


Рис. 4. Сравнение расчетных зависимостей с экспериментальными данными:
 ○, + — пучки с $x = 1,0$ ($\xi = 0,77$; $\lambda_c/\lambda_{ж}$ равно 0,69 и 1,85 соответственно [5, 7]); 1, 2 — соответствующие расчетные зависимости; ●, ● — пучки с $x = 1,1$ ($\lambda_c/\lambda_{ж}$ равно 0,22 и 1,85; ξ равно 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 1Х18Н9Т, обтекаемых ртутью ($\lambda_c/\lambda_{ж} = 1,85$), сплавом натрия — калий ($\lambda_c/\lambda_{ж} = 0,69$) и натрием ($\lambda_c/\lambda_{ж} \approx 0,22$).

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 ($\lambda_{ж} \approx 20$ ккал/м·°С). Параметры трубок следующие [8]: внешний диаметр $2R_2 = 17,6$ мм; внутренний диаметр $2R_1 = 16,4$ мм; материал трубок — сталь 1Х18Н9Т ($\lambda_c \approx 13$ ккал/м·°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 $\lambda_c/\lambda_{ж} \approx 0,65$ определяется величина $\psi \approx 0,09$, а из рис. 3 $(\frac{t_c^{\max} - \bar{t}_c}{q_c R_2} \lambda_{ж})_s = 0,20$. По формуле (4) вычисляется функция $F \approx 1,314$ и находится истинное значение безразмерной неравномерности температуры:

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

Неравномерность температуры трубок составляет

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

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. Иванковский, 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-

пример, в работе [1] из общих диффузионных соотношений выведена формула*

$$\alpha'' = \gamma'' r^{3/2} \sqrt{\frac{2g\gamma'}{AT''(\gamma' - \gamma'') \Delta T''}}, \quad (1)$$

где γ'' и γ' — удельный вес насыщенного пара и конденсата; r — теплота испарения; g — ускорение силы тяжести; T'' — температура насыщенного пара; $\Delta T''$ — температурный напор; $A = \frac{1}{427}$ ккал/кгм — тепловой эквивалент единицы работы.

При выводе формулы (1) использовалось предположение о равенстве нулю термического сопротивления на участках стенки, не покрытых основаниями капель. Однако в настоящее время можно считать установленным, что это предположение не соответствует действительности ни для водяного [2—4], ни для ртутного пара [5, 6]. Во втором случае экспериментально установлено, что это термическое сопротивление существенно выше термического сопротивления каплей R_h [5, 6], так что практически весь тепловой поток проходит только через капли (величина теплового потока через «голые» участки стенки пренебрежимо мала).

Такой режим целесообразно назвать режимом чисток капельной конденсации [5, 6] в отличие от режима микропленочно-капельной конденсации, который может иметь место в случае водяного пара и других жидкостей с малым поверхностным натяжением при относительно больших ΔT . В режиме микропленочно-капельной конденсации участки стенки между каплями покрыты микропленкой конденсата (0,1—1 мк), термическое сопротивление которой также необходимо учитывать [2, 3].

Таким образом, допущение о равенстве нулю термического сопротивления на «голых» участках стенки не соответствует действительности даже в случае водяного пара.

Формула (1) учитывает только падение давления пара у поверхности конденсации, связанное с ускорением пара. Соответствующая этому падению давления разность температур $\Delta T''$ является, следовательно, только частью температурного напора ΔT ($\Delta T = T'' - T_{ст}$) между паром и стенкой. Разность температур $\Delta T''$ должна быть учтена, если нормальная к стенке составляющая скорости пара w_n'' уменьшается по мере удаления от стенки,

* В работе [1] показатель степени при удельном весе пара γ'' ошибочно взят равным $3/2$, а не 1. Убедиться в этом можно, проанализировав размерность правой части формулы (1).

а термопара, измеряющая температуру пара, расположена в зоне, где $w_n'' \approx 0$.

Если умножить левую и правую части формулы (1) на $\Delta T''$, имея в виду, что $\alpha'' \Delta T'' = q$, а $\gamma' - \gamma'' \approx \gamma'$, получим

$$\Delta T'' \approx \left(\frac{g}{\gamma''}\right)^2 \frac{AT''}{2gr^3}. \quad (2)$$

Для пара ртути под давлением $p'' > 0,1$ ата, конденсирующегося при тепловом потоке $q \leq 400\,000$ ккал/м²·ч, значение $\Delta T''$, рассчитанное по формуле (2), меньше 0,01°С, т. е. существенно меньше абсолютной погрешности, с которой может быть измерена величина $\Delta T = T'' - T_{ст}$ в опытах с капельной конденсацией.

Для водяного пара при тех же p'' и q величина $\Delta T''$ еще меньше. Таким образом, формула (1) никак не может объяснить характера зависимости α от ΔT .

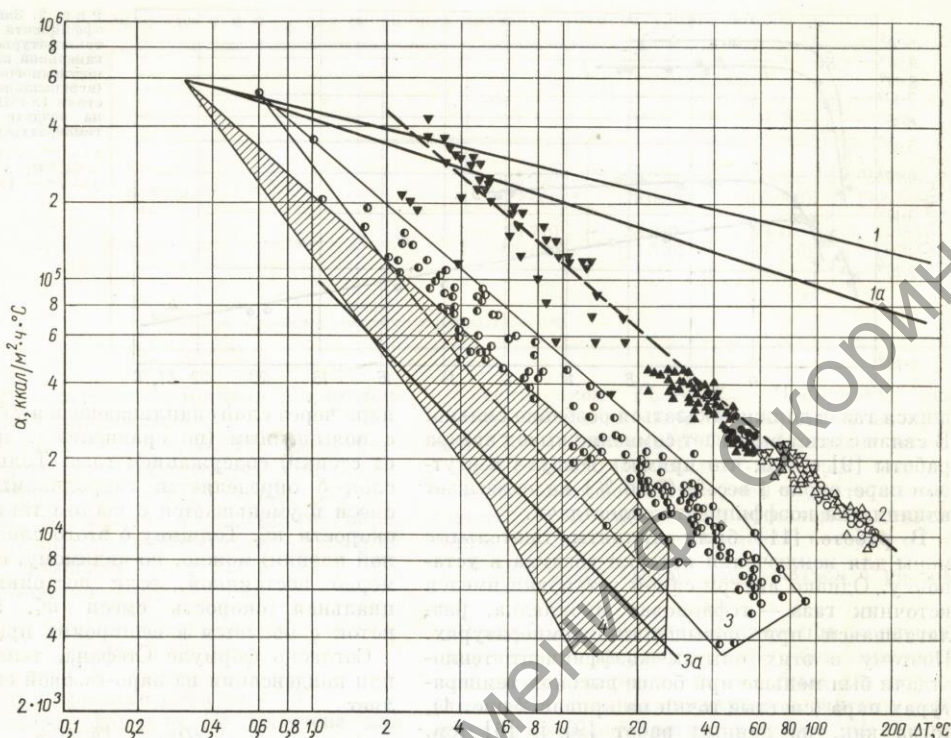
В. В. Иванов [7] пытается объяснить обратную зависимость α от ΔT ($\alpha \sim \Delta T^{-0,88}$), проводя аналогию между процессом капельной конденсации и процессом пузырькового кипения, для которого значение $d_{отр}/\tau_c$ не зависит от q [8] (здесь $d_{отр}$ и $\frac{1}{\tau_c}$ — соответственно отрывной диаметр и частота образования паровых пузырей). Он считает, что и процесс роста каплей подчиняется той же закономерности ($\frac{d_{отр}}{\tau_c} = \text{const}$). В доказательство этого делается ссылка на опыты Л. И. Гельмана по капельной конденсации ртутного пара [9]. Но опыты Гельмана свидетельствуют как раз об обратном: при увеличении q в 1,4 раза отношение $d_{отр}/\tau_c$ увеличивалось примерно в 2,5 раза.

Как показывают наши опыты с капельной конденсацией «неподвижного» ртутного пара, проведенные на экспериментальном участке со стеклянным кожухом, отношение $d_{отр}/\tau_c$ прямо пропорционально тепловому потоку q (при этом $d_{отр} = \text{const}$ и $\frac{1}{\tau_c} \sim q$), а это, если следовать работе [7], должно привести к независимости α от ΔT .

Осталась также необъясненной обратная зависимость α от ΔT , полученная в опытах с капельной конденсацией ртутного пара [9—12]. Согласно данным работы [9], коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации ртутного пара может быть рассчитан по следующей эмпирической формуле:

$$\alpha = \frac{1,2 \cdot 10^5}{\Delta T} \sqrt[3]{p''} (1 + \sqrt[3]{\gamma'' w_n''}), \quad (3)$$

т. е. $\alpha \sim \Delta T^{-1}$ и тепловой поток $q \equiv \alpha \cdot \Delta T$



225473

не зависит от ΔT . Почти аналогичные по характеру зависимости α от ΔT были получены авторами работ [10—12], хотя абсолютные значения коэффициентов теплоотдачи в работах [9—12] не совпадают (рис. 1).

Следует отметить, что данные этих работ получены в диапазоне температур ($T'' = 230 \div 360^\circ\text{C}$), где термическое сопротивление фазового перехода $1/\alpha_\phi$ пренебрежимо мало по сравнению с измеренными величинами $1/\alpha$. Поэтому изменение температуры пара T'' и разности температур ΔT не могло сколько-нибудь существенно сказаться на коэффициенте теплоотдачи α через изменение величины $1/\alpha_\phi$.

Согласно данным работы [11], коэффициенты теплоотдачи при пленочной и капельной конденсации ртутного пара совпадают (кривая 2 на рис. 1). Это дает основание полагать, что сильная обратная зависимость α от ΔT в работах [9—12] не обусловлена фактором, свойственным только капельной конденсации.

Анализ работ [9—12] показывает, что причиной такой зависимости α от ΔT было наличие в паре примесей неконденсирующихся газов

Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных по капельной и пленочной конденсации ртутного пара с расчетом по теоретическим формулам для пленочной конденсации:

1 — расчет по формуле Нуссельта ($T_{\text{от}} = 357^\circ\text{C}$); 1а — расчет по уточненной формуле, учитывающей влияние инерционных сил [11]; 2 — данные работы [11] ($p'' = 0,03 \div 1,02 \text{ ата}$);

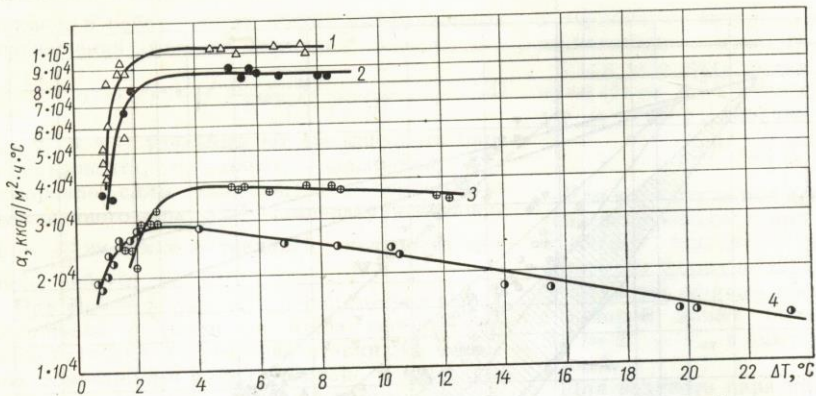
Конденсация	$p'' < 0,11 \text{ ата}$ ($T'' < 253^\circ\text{C}$)	$p'' > 0,11 \text{ ата}$ ($T'' > 253^\circ\text{C}$)
Капельная . . .	▼	▽
Пленочная . . .	●	○
Смешанная . . .	●	○

3 — данные работы [9], капельная конденсация, $p = 0,1 \div 1,2 \text{ ата}$; 3а — данные работы [10], капельная конденсация; 4 — данные Коона [12].

Известно, что малейшие примеси неконденсирующихся газов ($< 1 \text{ об.}\%$) оказывают существенное влияние на теплоотдачу даже при пленочной конденсации водяного пара [13], когда коэффициенты теплоотдачи для чистого пара относительно невелики ($\sim 10^4 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C}$). В случае капельной конденсации, а также пленочной конденсации паров металлов, когда коэффициенты теплоотдачи для чистого пара на порядок выше ($\sim 10^5 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C}$), влияние неконденсиру-



235609
225473



Р и с. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора при капельной конденсации «неподвижного» ртутного пара (вертикальная стенка из стали 1X18H9T, окисленная на воздухе при комнатной температуре):

1 — $T'' = 276^\circ \text{C}$; 2 — $T'' = 207^\circ \text{C}$; 3 — $T'' = 178^\circ \text{C}$; 4 — $T'' = 153^\circ \text{C}$.

щихся газов должно сказаться особенно сильно. В связи с этим вызывает сомнение вывод автора работы [9] о том, что примесь воздуха в ртутном паре около 1 вес. % (7 об. %) не оказывает влияния на коэффициент теплоотдачи.

В работе [11] были приняты тщательные меры для исключения натечки воздуха в установку. Однако внутри самой установки имелся источник газа — тефлоновая прокладка, разлагающаяся при повышенных температурах. Поэтому в этих опытах коэффициент теплоотдачи был меньше при более высоких температурах пара (светлые точки на кривой 2 рис. 1), тогда как, по данным работ [9] и [6] (см. также рис. 2 и 3), коэффициент теплоотдачи растет с увеличением температуры (давления) пара.

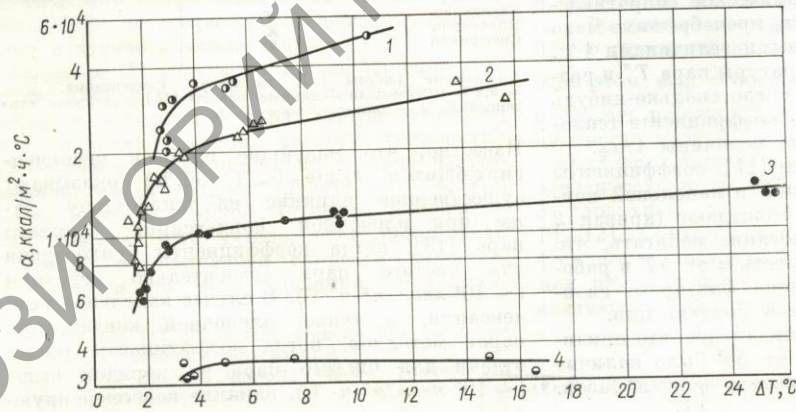
При наличии в паре примеси неконденсирующегося газа теплоотдача ухудшается, что связано с появлением дополнительного термического сопротивления при диффузии молекул

пара через слой скапливающейся у стенки смеси с повышенным (по сравнению с паром вдали от стенки) содержанием газа. Толщина такого слоя δ определяется гидродинамикой потока смеси и уменьшается с ростом тангенциальной скорости w_t . Толщину δ этого слоя (приведенной пленки) можно, по-видимому, считать примерно постоянной, если постоянная тангенциальная скорость смеси w_t , а тепловой поток q меняется в нешироких пределах.

Согласно формуле Стефана, тепловой поток при конденсации из паро-газовой смеси составляет

$$q \approx \frac{r D p_0}{\delta R T_\infty} \ln \frac{p_0 - p_{\text{гр}}''}{p_0 - p_\infty''}, \quad (4)$$

где p_0 — общее давление смеси пара с газом; T_∞, p_∞ — температура и парциальное давление пара за пределами приведенной пленки; $p_{\text{гр}}''$ — парциальное давление пара на границе с конденсатом; D — коэффициент взаимной



Р и с. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора при капельной конденсации движущегося ртутного пара (горизонтальная стенка из стали 1X18H9T с окисленной пленкой, образовавшейся на воздухе при комнатной температуре):

1 — $T'' = 914^\circ \text{C}$; 2 — $T'' = 178^\circ \text{C}$; 3 — $T'' = 150^\circ \text{C}$; 4 — $T'' = 109^\circ \text{C}$.

Значение q и $\alpha_{\text{диф}}$ для различных значений температурного напора

Параметр	$T''_{\infty} - T''_{\text{гр}}, \text{ }^{\circ}\text{C}$			
	4,4	14,6	28,3	55,8
$q, \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч}$	329 000 (172 000) *	486 000 (329 000)	559 000 (402 000)	617 000 (460 000)
$\alpha_{\text{диф}} = \frac{q}{T''_{\infty} - T''_{\text{гр}}}, \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{ }^{\circ}\text{C}$	74 770 (39 060)	33 280 (22 530)	19 750 (14 210)	11 060 (8 240)

* Цифры в скобках относятся к случаю $\varepsilon = 3\%$.

диффузии; R — газовая постоянная для конденсирующегося компонента.

При известных $D, p_0, \delta, R, T''_{\infty}, p''_{\infty}$ по формуле (4) можно найти зависимость q от разности парциальных давлений $p''_{\infty} - p''_{\text{гр}}$.

Пользуясь таблицами насыщенного пара, легко от разности парциальных давлений перейти к разности температур $T''_{\infty} - T''_{\text{гр}}$ и найти термическое сопротивление

$$\frac{1}{\alpha_{\text{диф}}} = \frac{T''_{\infty} - T''_{\text{гр}}}{q},$$

возникающее в процессе диффузии.

Строго говоря, формула (4) получена для случая, когда поверхность конденсата плоская, т. е. для пленочной конденсации. Однако совпадение коэффициентов теплоотдачи для пленочной, капельной и смешанной конденсации, полученное в работе [11], свидетельствует о том, что тип конденсации слабо влияет на величину диффузионного сопротивления.

В таблице приведены значения q и $\alpha_{\text{диф}}$, рассчитанные для различных объемных содержаний воздуха: $\varepsilon = 1\%$ ($\frac{p''_{\infty}}{p_0} = 0,99$);

$\varepsilon = 3\%$ ($\frac{p''_{\infty}}{p_0} = 0,97$). Давление p_0 взято равным $0,2 \text{ ата}$, толщина приведенной пленки $\delta = 0,3 \text{ мм}$. Коэффициент взаимной диффузии подсчитывался по формуле

$$D = \frac{0,473}{p_0} \left(\frac{T''_{\infty}}{614} \right)^{1,8} \text{ см}^2/\text{сек}$$

($D = 0,473 \text{ см}^2/\text{сек}$ для $p_0 = 1 \text{ ата}$ и $T''_{\infty} = 614^{\circ}\text{K}$ [14]).

Из таблицы следует, что при увеличении температурного напора почти в 13 раз тепловой поток q увеличивается только в 1,9 (2,7) раза, вследствие чего $\alpha_{\text{диф}}$ быстро падает

с увеличением $T''_{\infty} - T''_{\text{гр}}$. Поскольку для чистого ртутного пара без примеси воздуха при $p'' = 0,2 \text{ ата}$ (276°C) коэффициент теплоотдачи $\alpha \approx 110 000 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{ }^{\circ}\text{C}$ (см. рис. 2), т. е. значительно больше, чем $\alpha_{\text{диф}}$, то и коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации ртутного пара с примесью воздуха $\alpha_0 = \frac{\alpha \cdot \alpha_{\text{диф}}}{\alpha + \alpha_{\text{диф}}}$ будет быстро уменьшаться с ростом ΔT .

Чтобы измерить теплоотдачу при конденсации чистого ртутного пара без примесей неконденсирующихся газов, была использована небольшая цельносварная установка, конструкция которой описана в работе [6]. Особое внимание было уделено контролю герметичности и очистке стенок установки, чтобы не допустить попадания в пар неконденсирующихся газов.

Зависимость α от ΔT , полученная в этих опытах при вертикальном положении поверхности конденсации, показана на рис. 2. Продольная составляющая скорости пара w''_x не превышала по оценке 1 м/сек , так что пар можно считать практически «неподвижным»*. Опыты с большей скоростью пара w''_x (порядка 10 м/сек) были проведены при горизонтальном («потолочном») положении поверхности конденсации. Результаты этих опытов представлены на рис. 3.

Как видно из рис. 2 и 3, коэффициент теплоотдачи при не очень низких температурах (давлениях) пара (а именно при таких температурах пара и были проведены опыты в работах [9—12]) не уменьшается с ростом ΔT .

Как показано нами в работе [6], коэффициент теплоотдачи α при капельной конден-

* «Неподвижный», т. е. не оказывающий сильного динамического воздействия на капли (или пленку) конденсата, которое приводило бы к заметному изменению среднего диаметра капель (или толщины пленки конденсата).

сации чистого ртутного пара может быть рассчитан по простой приближенной формуле:

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\Phi} \left[\frac{1}{\alpha_{\Phi}} + (R_k)_{\alpha_{\Phi} \rightarrow \infty} \right], \quad (5)$$

где $\frac{1}{\alpha_{\Phi}}$ — термическое сопротивление фазового перехода на границе пар — капля [15]; $(R_k)_{\alpha_{\Phi} \rightarrow \infty} = \frac{\bar{d}}{0,834\lambda}$ — термическое сопротивление капель при $\alpha_{\Phi} \rightarrow \infty$ (\bar{d} — средний диаметр капель, λ — коэффициент теплопроводности конденсата); Φ — отношение суммарной поверхности капель к поверхности стенки. Подставив выражение для $(R_k)_{\alpha_{\Phi} \rightarrow \infty}$ в формулу (5), получим

$$\alpha = \frac{\Phi}{\frac{1}{\alpha_{\Phi}} + \frac{\bar{d}}{0,834\lambda}}. \quad (6)$$

В области высоких температур ($T'' > 250^{\circ}\text{C}$) $\frac{1}{\alpha_{\Phi}} \ll \frac{\bar{d}}{0,834\lambda}$ и $\alpha \approx \Phi \frac{0,834\lambda}{\bar{d}}$. В области низких температур, где $\frac{1}{\alpha_{\Phi}} \gg \frac{\bar{d}}{0,834\lambda}$, $\alpha \approx \Phi \alpha_{\Phi}$.

По данным наших наблюдений [5, 6], средний диаметр капель \bar{d} при конденсации пара, у которого $w_{\tau} < 1$ м/сек, не зависит от ΔT и q . Величина отношения Φ суммарной поверхности капель к поверхности стенки определяется числом центров конденсации, которыми являются смачиваемые ртутью дефекты окисной пленки, покрывающей поверхность нержавеющей стали. Поскольку размеры этих дефектов не одинаковы, число действующих центров конденсации должно расти с увеличением ΔT до тех пор, пока число действующих центров

конденсации не станет равным числу всех смачиваемых дефектов. При дальнейшем увеличении ΔT величина Φ перестает зависеть от ΔT . Аналогичным образом должен зависеть от ΔT коэффициент теплоотдачи α при конденсации неподвижного пара. Только при низких температурах пара, когда величиной $1/\alpha_{\Phi}$ в формуле (6) нельзя пренебречь, коэффициент теплоотдачи при $\Delta T > 1 \div 3^{\circ}\text{C}$ несколько уменьшается с ростом ΔT (см. кривые 3 и 4 на рис. 2), так как термическое сопротивление фазового перехода $1/\alpha_{\Phi}$ растет с увеличением ΔT [45].

Когда параллельная стенке составляющая скорости пара w_{τ}'' велика и пар нельзя считать неподвижным, коэффициент теплоотдачи увеличивается с ростом ΔT (хотя и несколько медленнее) даже при $\Delta T > 3^{\circ}\text{C}$ (см. рис. 3), что объясняется уменьшением среднего диаметра капель \bar{d} по мере роста ΔT (и q). Движущийся параллельно стенке пар оказывает динамическое воздействие на каплю. Чем больше тепловой поток q (разность температур ΔT), тем интенсивнее обмен количеством движения между движущимся паром и каплями, тем интенсивнее очищение стенки от капель и тем меньше средний диаметр \bar{d} капель. В соответствии с формулой (6) уменьшение \bar{d} должно вызывать увеличение α . При конденсации на горизонтальном «потолке» неподвижного ртутного пара, когда капли удаляются с потолка только силой тяжести и их средний диаметр \bar{d} поэтому велик, абсолютные значения коэффициента теплоотдачи значительно меньше [6, 16], чем в случае движущегося пара и непо-

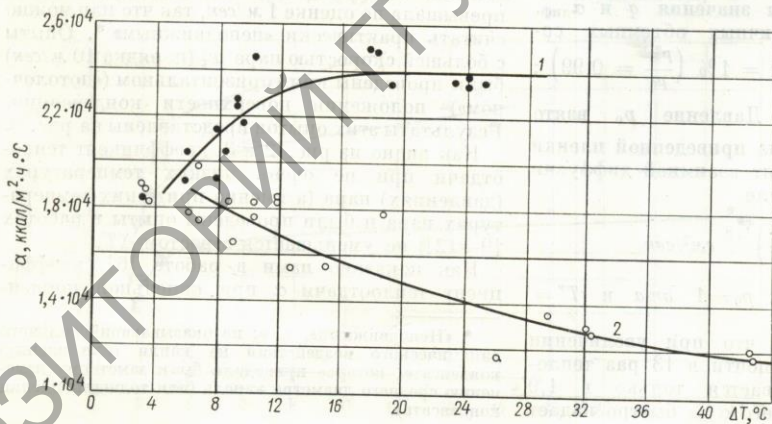


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора для чистого ртутного пара (1) и ртутного пара с небольшой (~10⁻² вес. %) примесью воздуха (2).

Температура пара 276° С; поверхность конденсации — окисленная на воздухе при 350° С; вертикальная стенка из стали 1Х18Н9Т; продольная скорость пара $w_{\tau} < 1$ м/сек.

движного пара, конденсирующегося на вертикальной стенке.

Проведенное исследование показывает, что обратная зависимость α от ΔT в случае капельной конденсации чистого ртутого пара при $p'' > 0,01$ атм не имеет места. Уменьшение α с ростом ΔT , обнаруженное в работах [9—12], объясняется влиянием неконденсирующихся газов. Это подтверждают и результаты наших опытов с капельной конденсацией ртутого пара, показанные на рис. 4. Из сравнения хода кривых 1 (для чистого ртутого пара) и 2 (для ртутого пара с $\sim 10^{-2}$ вес.% воздуха) видно, что уже весьма малая примесь воздуха ($\sim 10^{-2}$ вес.%) приводит к изменению характера зависимости α от ΔT : в присутствии воздуха коэффициент теплоотдачи уменьшается при увеличении ΔT , чего не наблюдается для чистого ртутого пара. Не обнаружено обратной зависимости коэффициента теплоотдачи от температурного напора и в четырех последних исследованиях капельной конденсации водяного пара [17—20].

Возникает вопрос, не связана ли сильная обратная зависимость α от ΔT , полученная во многих более ранних работах по капельной конденсации водяного пара, с присутствием в паре малых примесей неконденсирующихся газов? Ведь в опытах со ртутью обратная зависимость α от ΔT объясняется именно влиянием неконденсирующихся газов. Для однозначного ответа на этот вопрос необходимы, по-видимому, специальные экспериментальные исследования с водяным паром.

Поступила в Редакцию 24/II 1967 г.
В окончательной редакции 31/VII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанский, И. И. Новиков, О. С. Федынский. Жидкометаллические теплоносители. М., Атомиздат, 1958, стр. 133.
2. В. П. Исаченко. «Теплоэнергетика», № 9, 81; № 12, 54 (1962).
3. А. П. Солодов, В. П. Исаченко. «Труды Московского энергетического института», вып. 63, 121 (1965).
4. S. Sugawara, K. Katsuta. Fundamental Study on Dropwise Condensation. Proc. of the Third Internat. Heat Transfer Conference, vol. II. Chicago, August 1966, p. 354.
5. М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. И. Субботин. В сб. «Тезисы докладов на Всесоюзной конференции по теплофизическим свойствам веществ при высоких температурах (Новосибирск, 25—30 июля 1966 г.)». М., Стандартиз, 1966, стр. 48.
6. М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. И. Субботин. «Теплоэнергетика», № 6, 81 (1967).
7. В. В. Иванов. Исследование теплообмена при капельной конденсации пара. Кандидатская диссертация, Томск, 1961.
8. С. С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. М., Машгиз, 1957.
9. Л. И. Гельман. В сб. «Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред». Госэнергоиздат, 1961, стр. 156. См. также Л. И. Гельман. Исследование теплообмена при капельной конденсации ртутого пара. Кандидатская диссертация, ЦКТИ, Ленинград, 1958.
10. А. Н. Ложкин, М. И. Корнеев, Л. И. Гельман. Особенности эксплуатации ртутно-паровых установок. Труды ЦКТИ, кн. 23. М., Машгиз, 1952.
11. B. Misra, C. Bonilla. Chem. Engng Progr. Symp. Series, 52, No. 18, 7 (1956).
12. P. D. Sohn. MS thesis. Oregon State College, 1960.
Цитируется по работе: S. Sukhatme, W. Rohsenow. Trans. ASME, 88, Ser. C., No. 1, 19 (1966).
13. Л. Д. Берман. См. «Испарение» и «Конденсация» в «Краткой химической энциклопедии», т. 2. М., «Советская энциклопедия», 1963, стр. 331 и 682.
14. E. R. Gilliland. Ind. Ing. Chem., 26, No. 6, 681 (1934).
15. М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. И. Субботин. «Атомная энергия», 24, вып. 2, 146 (1968).
16. М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. П. Сорокин, В. И. Субботин, Б. А. Чулков. Теплообмен при пленочной и капельной конденсации металлов. Доклад на франко-советском симпозиуме по теплообмену. (Гренобль, Франция, декабрь 1966 г.).
17. E. Le Fevre, J. Rose. Int. J. Heat and Mass Transfer, 8, 1117 (1965).
18. E. Citakoglu. Цитируется по докладу E. Le Fevre, J. Rose. A Theory of Heat Transfer by Dropwise Condensation. Proc. of the Third Internat. Heat Transfer Conference, vol. II. Chicago, August 1966, p. 362.
19. P. Griffith, M. Lee. Int. J. Heat and Mass Transfer, 10, No. 5, 697 (1967).
20. J. Rose. Int. J. Heat and Mass Transfer, 10, No. 6, 755 (1967).