

тивны для поисков урана в тех случаях, когда они находятся в пределах областей, имеющих выход платформенного фундамента на поверхность (тип А, группы IV и V). На отдельных участках развития формации типа IV-A в силу некоторых особенностей ее геологического развития, в частности вследствие интенсивной дислоцированности, способствующей перераспределению рудного вещества в пласте, возможно выявление довольно крупных месторождений урана.

В районах распространения формации типа V-A чаще должна наблюдаться более широкая зараженность по площади ураном с относительно равномерным распределением последнего, особенно среди углей паралического типа. Лишь отдельные депрессионные понижения, служившие естественными ловушками, и районы проявления неотектонической деятельности могут оказаться перспективными для обнаружения месторождений урана.

Поступила в Редакцию 29/II 1969 г.
В окончательной редакции 9/IX 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Н. Альтгаузен. В сб. «Металлы в осадочных толщах. Благородные металлы, радиоактивные, рассеянные и редкоземельные элементы». Т. 4, М., «Наука», 1966, стр. 132.
2. J. Vine. Geol. Surv. Profess. Paper. 356-D, 1962.
3. В. И. Данчев, Т. А. Лапинская. Месторождения радиоактивного сырья. М., «Недра», 1965, стр. 136, 151.

4. А. В. Коченов, В. В. Зиновьев, С. А. Ковалева. «Геохимия», № 1, 97 (1965).
5. З. А. Некрасова. В сб. «Вопросы геологии урана». М., Атомиздат, 1957, стр. 37.
6. Е. В. Рожкова и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советских ученых. Т. 3, М., Атомиздат, 1959, стр. 13.
7. А. Салаи. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 8, М., Атомиздат, 1959, стр. 72.
8. М. Н. Яковлева, М. А. Шуршалина. «Бюл. научно-техн. информ.», № 2 (55). Отд. научно-техн. информ. ВИЭМСа. М., «Недра», 1965, стр. 9.
9. А. П. Блударов. «Труды Казанск. фил. АН СССР. Сер. геол. наук», № 1 (1950).
10. П. В. Васильев. «Бюл. Моск. о-ва испыт. природы. Отд. геол.», 24, 73 (1949).
11. Ю. А. Жемчужников. «Изв. АН СССР. Сер. геол.», № 5, 14 (1955).
12. Г. А. Иванов. Генетическая классификация угленосных формаций. Отд. научно-техн. информ. ВИЭМСа, 1959.
13. М. К. Корвин. Тр. научн. конференции по изучению и освоению производительных сил Сибири (Томск, 1939). Томск, «Красное знамя». Т. 2, 1940, стр. 214.
14. Г. Ф. Крашенинников. Условия накопления угленосных формаций СССР. Изд-во Моск. ун-та, 1957.
15. А. С. Хоментовский. Схема структурно-генетической классификации угленосных бассейнов. М., Углетехиздат, 1951.
16. Н. П. Херасков. «Тр. геолог. ин-та АН СССР». Вып. 77, 4 (1963).

Перенос тепла при пузырьковом кипении в большом объеме

В. И. СУББОТИН, Д. Н. СОРОКИН, А. А. ЦЫГАНОВ

УДК 536.248.2

При пузырьковом кипении тепло от поверхности нагрева отводится паровыми пузырями и жидкостью. В процессе роста парового пузыря на стенке тепло поступает в пузырь от окружающей его жидкости и непосредственно от теплоотдающей поверхности. Как показали исследования, проведенные на воде при атмосферном давлении [1], доля поверхности, соприкасающаяся непосредственно с паром, незначительна. Количество тепла, подводимого непосредственно от теплоотдающей стенки к пару (конвекцией, а при высоких температурах и радиацией), будет также незначительным из-за малой площади контакта поверхности с паром и невысокой интенсивности теплоотвода паром.

Результаты исследований на воде [1—3] показали, что область интенсивного подвода тепла к паровому пузырю сосредоточена в зоне микро-

слоя жидкости, отделяющего пузырь от стенки. Определенная доля тепла подводится к пузырю и на остальной части раздела фаз, поскольку пузырь окружен достаточно перегретым слоем жидкости [4]. Вопрос о соотношении количества тепла, подводимых на разных участках парового пузыря, может быть решен на основании измерений полей температур в пограничном слое жидкости, окружающей пузырь, и в самом пузыре.

Перенос тепла жидкостью при кипении осуществляется благодаря молекулярной теплопроводности, турбулентными вихрями, возникающими в результате динамического воздействия пузырей на жидкость, перемещения жидкости в пограничном слое вследствие разности плотностей. Кроме того, тепло переносится перегретыми слоями жидкости, окружающими движущиеся пузыри.

При построении физически обоснованной модели теплообмена при пузырьковом кипении одним из основных вопросов является вопрос о количественном соотношении между долями тепла, переносимого паром и жидкостью (для жидкостей с различными свойствами) в широком диапазоне тепловых потоков и давлений. В настоящее время этот вопрос можно решить только на основе экспериментальных данных. Однако число таких работ весьма ограничено. Непосредственному определению количества тепла, отводимого паром, заключенным в отрывающихся паровых пузырях q_r , посвящены экспериментальные работы [5—9]. В работе [10] приводятся экспериментальные данные Шварца и Маннеса. Методики определения количества тепла, переносимого паром, в работах [5—9] были идентичными. По результатам скоростной киносъемки определялись средние

значения диаметров d_0 и частот отрыва f паровых пузырей и находилось число действующих центров парообразования n . На основании этих данных значения q_r определялись по формуле

$$q_r = r\gamma^n n \cdot \frac{\pi}{6} \bar{d}_0^3 \bar{f}, \quad (1)$$

т. е. форма открывающихся пузырей принималась сферической. Однако в действительности, особенно при высоких тепловых потоках q , пузыри могут иметь форму, существенно отличающуюся от сферической.

Рассмотрение работ по исследованию переноса тепла паром показывает, что эксперименты охватывают пока лишь довольно узкий интервал потоков и давлений и проведены главным образом на воде.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования переноса тепла паром при кипении воды, этилового спирта и четыреххлористого углерода при различных тепловых потоках и давлениях.

Опыты проводились на установке, основные элементы которой показаны на рис. 1. Рабочий бак представляет собой трубу из нержавеющей стали с четырьмя окошками для киносъемки

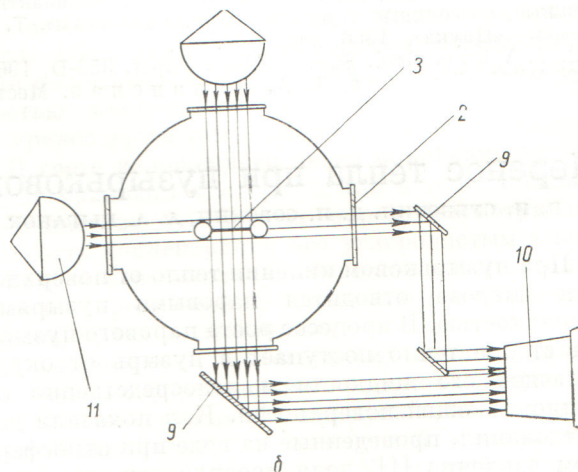
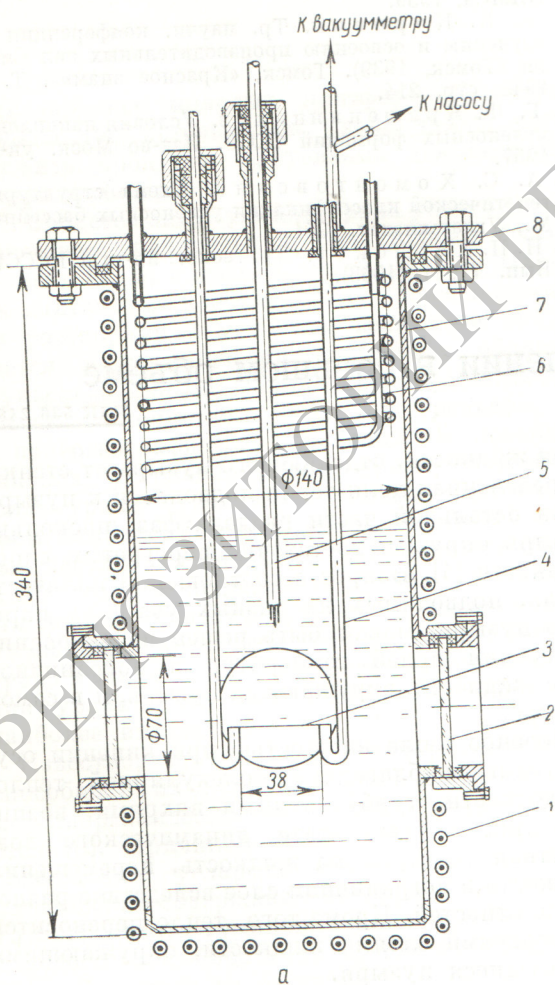


Рис. 1. Рабочий бак (а) и схема киносъемки в двух проекциях (б): 1 — нагреватель; 2 — смотровое стекло; 3 — рабочий участок; 4 — токоподвод; 5 — термопары; 6 — конденсатор; 7 — корпус бака; 8 — фланец; 9 — зеркало; 10 — кинокамера; 11 — осветительная лампа.

и освещения. В верхней крышке бака крепятся медные токоподводы, конденсатор и термопары. В качестве рабочих участков использовались нихромовые проволоки диаметром 1,75 мм ($l = 128$ мм) и 0,5 мм ($l = 38$ мм), обогреваемые переменным током.

В опытах с нагревателем 0,5 мм при каждом давлении использовались разные рабочие участки, но проволока, из которой они изготавливались, была подготовлена одинаковым способом (после обработки наждачной бумагой М20 проволока разрезалась на куски). Большая часть опытов с нагревателем 1,75 мм проведена на одном рабочем участке и без замены воды. Контрольные опыты проводились на другом рабочем участке и другой воде.

Киносъемка производилась кинокамерой Fastax в проходящем свете со скоростью 500—1100 кадр/сек. В опытах с проволокой 0,5 мм с помощью системы зеркал (рис. 1, б) на одном кадре фиксировались одновременно фронтальная и профильная проекции пузырей. На проволоке 1,75 мм киносъемка производилась в одной проекции на длине 20 мм.

Заснятые на кинолентку пузыри проектировались на бумагу приближительно с пятикратным увеличением и обводились. Число рассмотренных пузырей при обработке одного опыта изменялось от 10 до 100 в зависимости от потока и давления p . При низких значениях q форма пузырей была близка к сфере или полусфере. При потоках, больших $\sim 0,3 q_{кр}$, пузыри сливались и образовывались паровые конгломераты. В этих случаях обведенный конгломерат пара разбивался на несколько частей, и объем конгломерата определялся как сумма их объемов (рис. 2, а). Предполагали, что каждая часть конгломерата представляет собой тело вращения, хотя в отдельных случаях их форма могла отличаться от тела вращения, что приводило к известной ошибке в определении q_r .

Однако значения q_r , определенные по 20, 50 и 100 пузырькам, отличались между собой не более чем на $\pm 5\%$. Достаточно хорошее совпадение значений q_r , полученных при обработке различного числа пузырей, дает основание считать, что использованная методика определения объема паровых конгломератов не приводит к значительной ошибке.

Обведенные изображения паровых пузырей, снятых в двух проекциях, разбивались параллельными плоскостями с шагом h на 10—15 равных частей (рис. 2, б), и объем пузыря определялся по формуле

$$V_i = \frac{\pi}{4} h \sum_{1}^n a_k b_k, \quad (2)$$

так как в сечении получается фигура, близкая к эллипсу (a_k и b_k — оси эллипсов).

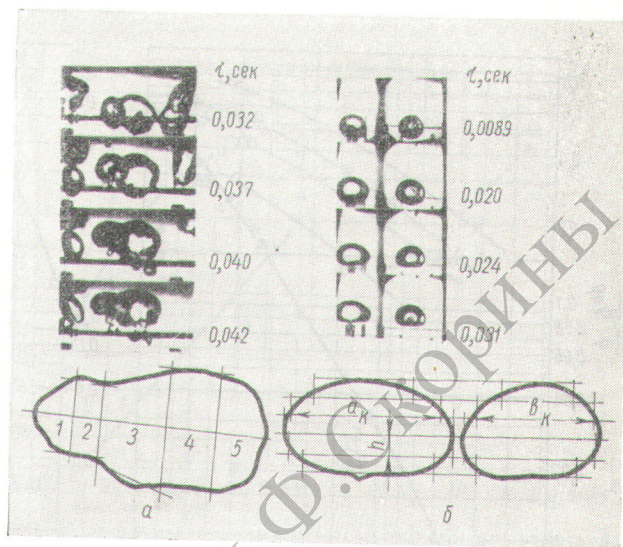


Рис. 2. Определение объемов пара при киносъемке в одной (а) и двух (б) проекциях.

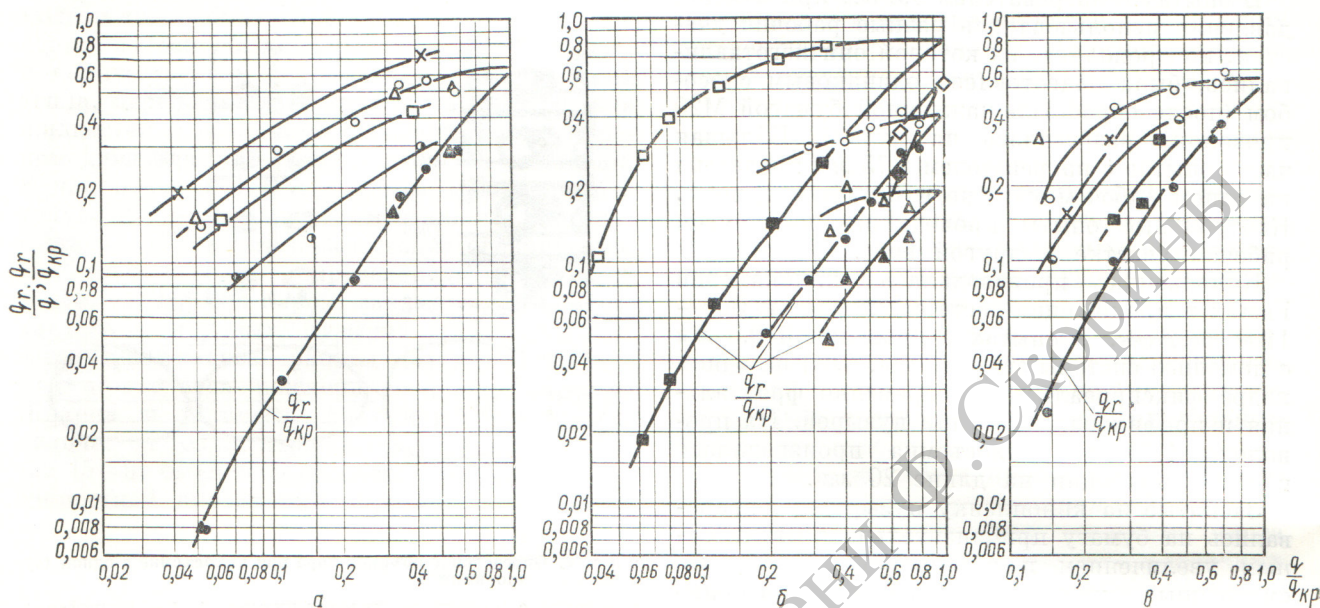
τ — время с момента зарождения пузыря; 1, 5 — полусферы; 2, 4 — цилиндры; 3 — усеченный конус.

Зная сумму объемов паровых пузырей, образовавшихся в течение определенного времени τ на поверхности нагрева площадью F , легко определить долю тепла, переносимого паром:

$$q_r = \frac{r \gamma^n \sum_{1}^n V_i}{F \tau}. \quad (3)$$

Ошибка при определении объема единичного пузыря при малых q составляла около 7%. При больших q в случае киносъемки в двух проекциях максимальная ошибка достигала 16%. При киносъемке в одной проекции рассчитать ошибку весьма трудно, так как нельзя точно определить степень отклонения формы конгломерата от тела вращения. В этом случае ошибка могла достигать 20—30%.

При кипении воды на проволоке диаметром 0,5 мм паровый пузырь имеет вначале форму тела вращения, а затем вытягивается поперек проволоки, что ранее в литературе не отмечалось. Поэтому определение объемов отрывающихся пузырей по одной проекции (по крайней мере при кипении на тонких проволоках в условиях низкого давления) может привести к значительной ошибке. С увеличением давления форма пузырей приближается к телу вращения, температурный напор Δt , при котором начинается кипение, и перегрев всей массы жидкости по отношению к t_s уменьшаются.



Р и с. 3. Экспериментальные данные по переносу тепла паром при кипении в большом объеме:

a — вода ($d = 1,75$ мм), давление, бар: \times — 1,22; Δ — 0,68; \circ — 0,68 (контрольные опыты); \square — 0,29; \bullet — 0,13. *б* — вода ($d = 0,5$ мм), давление, бар: \circ — 0,29; Δ — 0,063; \square — данные работы [5], $p = 1$ бар; \diamond — данные работы [6], $p = 1$ бар. *в* — этиловый спирт, давление, бар: Δ — 0,29; \circ — 0,15; \bullet — 0,1; четыреххлористый углерод, \times — $p = 0,23$; \blacksquare — $p = 0,105$.

Результаты экспериментального определения количества тепла, переносимого паром для воды, этилового спирта и четыреххлористого углерода, представлены на рис. 3 в координатах $\frac{q_r}{q} - \frac{q}{q_{кр}}$. Для более точной экстраполяции до $\frac{q}{q_{кр}} = 1$ на рис. 3 данные при некоторых давлениях построены в виде $q_r/q_{кр}$. Значения $q_{кр}$ для воды определялись в опытах, а для спирта и четыреххлористого углерода взяты из работы [11]. Кроме того, на рис. 3, б нанесены также данные работ [5, 6].

Из графиков следует, что для всех жидкостей и всех давлений с ростом теплового потока доля тепла, переносимого паром, увеличивается. При низких q величина q_r/q резко возрастает, а при приближении к $q_{кр}$ ее градиент уменьшается.

Критический радиус паровых зародышей определяется зависимостью

$$r_{кр} = \frac{2A\sigma t_s}{r\gamma''\Delta t} \quad (4)$$

Из зависимости следует, что при увеличении Δt уменьшается $\frac{\sigma r_{кр}}{\sigma(\Delta t)}$. Поэтому полученный в опытах характер изменения q_r/q от q можно объяснить изменением характера нарастания

числа действующих центров парообразования с увеличением q .

С понижением давления от 1 до 0,1 бар величина $\sigma t_s/r\gamma''$ увеличивается примерно в 10 раз, а температурный напор при пузырьковом кипении увеличивается менее чем в два раза [12], что приводит к значительному увеличению $r_{мин}$ и к резкому уменьшению числа центров парообразования. С понижением давления плотность пара также падает. Этим можно объяснить уменьшение q_r/q с понижением давления.

Анализ данных, представленных на рис. 3, показывает, что при одинаковых $p/p_{кр}$ и $q/q_{кр}$ доля тепла q_r/q увеличивается с ростом удельной теплоты испарения r . Так, например, для CCl_4 при $\frac{p}{p_{кр}} \approx 23 \cdot 10^{-4}$ ($p = 0,105$ бар) и $q/q_{кр} = 0,44$ относительная доля тепла $q_r/q = 0,33$; для этилового спирта при $\frac{p}{p_{кр}} \approx 23 \cdot 10^{-4}$ ($p = 0,15$ бар) и $q/q_{кр} = 0,47$ $\frac{q_r}{q} = 0,5$; для воды при $\frac{p}{p_{кр}} \approx 30 \cdot 10^{-4}$ ($p = 0,68$ бар) и $q/q_{кр} = 0,34$ $\frac{q_r}{q} = 0,56$.

Интересно также отметить, что ход зависимости q_r/q от q аналогичен ходу зависимости

коэффициента теплоотдачи α от q в области развитого кипения вплоть до $q_{кр}$, т. е. при $q > \sim 0,7q_{кр}$ степень увеличения α так же, как и степень увеличения q_r/q , уменьшается.

На рис. 4 приведено сравнение экспериментальных данных при кипении воды при различных давлениях, близких к атмосферному для различных геометрий рабочих участков. Видно, что для различных рабочих участков уровень q_r/q при одинаковом значении q различный. Так, на нагревателе $d = 0,2$ мм конвективная составляющая больше, чем на нагревателе $d = 0,5$ мм, а на плоских поверхностях меньше, чем на проволоках.

Для построения линии 1 на рис. 4 использована зависимость α от n , полученная в работе [13]. Принято, что средний отрывной диаметр 2,5 мм, а средняя частота 50 сек⁻¹. Эта линия по характеру зависимости и по уровню q_r/q удовлетворительно согласуется с опытными данными, полученными на проволоках 0,5 и 1,75 мм в области низких q .

Экстраполяция экспериментальных данных на рис. 3 до $\frac{q}{q_{кр}} = 1$ показывает, что при критическом тепловом потоке в исследованном диапазоне давлений паром отводится только часть тепла. Зависимость для воды $q_r/q_{кр}$ (при $q \approx q_{кр}$) от приведенного давления построена на рис. 5, а. Необходимо отметить, что значения $(\frac{q_r}{q_{кр}})^{кр}$, обозначенные точками на рис. 5,

получены путем экстраполяции экспериментальных данных на рис. 3, а не прямым экспериментом. На рис. 5 также нанесена точка, полученная экспериментально в работе [6].

Видно, что с ростом давления $(\frac{q_r}{q_{кр}})^{кр}$ возрастает и при $p/p_{кр} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ составляет $\sim 0,8$. Для определения характера зависимости $(\frac{q_r}{q_{кр}})^{кр}$ при $\frac{p}{p_{кр}} > 5 \cdot 10^{-3}$ необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

На рис. 5, б представлена зависимость безразмерного комплекса, включающего $q_{кр}^{кр}$ и существенные для теплообмена при кипении свойства жидкости и пара, от приведенного давления. Используя зависимости, построенные на рис. 5, можно получить выражение для критического теплового потока:

$$q_{кр} = 3,65 \cdot 10^2 \frac{r\gamma''a}{(\sigma/\gamma - \gamma'')^{1/2} (p/p_{кр})^{0,7}}, \quad (5)$$

где a — коэффициент температуропроводности.

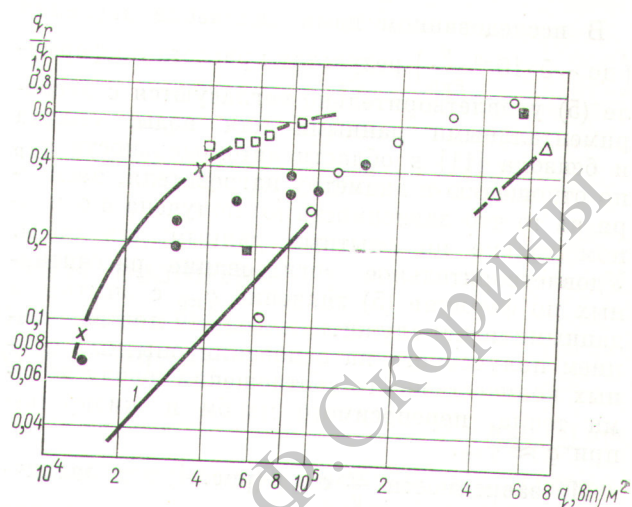


Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных для воды при давлениях, близких к атмосферному:
 ■ — данные авторов, $d = 1,75$ мм; ○ — данные [5], $d = 0,5$ мм;
 △ — данные [6], $d = 0,2$ мм; □ — данные [7], плоская поверхность из ртути; × — данные [8], плоская поверхность $d = 38$ мм; ● — данные [10], горизонтальная пластина шириной 6,35 мм.

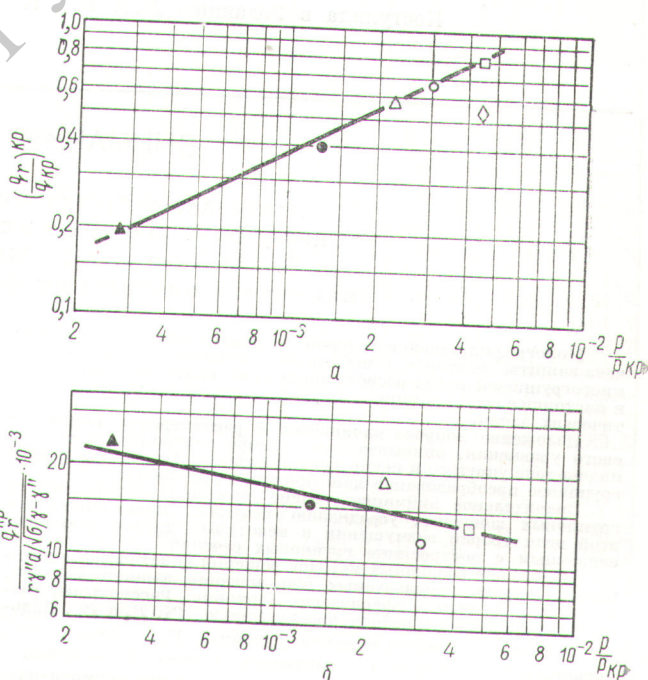


Рис. 5. Зависимость количества тепла, переносимого паром при $q_{кр}$, от приведенного давления.
 Вода — давление, бар: ▲ — 0,063; ● — 0,29; ○ — 0,68;
 □, ◇ — 1. Спирт этиловый: △ — 0,29.

В исследованном нами диапазоне давлений (до $\sim 5 \cdot 10^{-3} \frac{p}{p_{кр}}$) результаты расчета по формуле (5) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными для воды, спирта и бензола [11] в области автомодельности $q_{кр}$ по отношению к диаметру нагревателя, несмотря на то что зависимость (5) получена в основном только по опытным данным для воды. Удовлетворительное согласование рассчитанных по формуле (5) значений $q_{кр}$ с опытными данными может служить косвенным подтверждением полученного на основании опытных данных количественного соотношения между долями тепла, переносимого паром и жидкостью при $q \approx q_{кр}$.

Из зависимости $\frac{q_r}{q}$ от q (рис. 4) для различных рабочих участков можно сделать вывод и о влиянии геометрии рабочего участка на величину $q_{кр}$, которое обнаружено непосредственно в опытах по $q_{кр}$ [14].

Сравнение полученных данных с существующими теориями теплообмена при кипении показывает, что теории еще не совершенны, так как они не отражают реальный характер переноса тепла жидкостью и паром.

Поступила в Редакцию 2/IX 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Torikai et al. Proc. Internat. Conf. Peaceful uses Atomic Energy. Geneva, 1964. Paper 580.
2. F. Moore, R. Mesler. AichE Journal, 7, 620 (1961).
3. T. Rogers, R. Mesler. AichE Journal, 10, 656 (1964).
4. S. Gard, T. Patten. Proc. 3rd Intern. heat Transfer Conf. Chicago, 1966, vol. 3, p. 204.
5. C. Rallis, H. Jawurek. Internat. J. Heat Mass Transfer, 7, 1051 (1964).
6. S. Van Stralen. Ibidem, 9, 995 (1966).
7. L. Jovanovic, M. Stefanovic. Intern. Summer School. «Heat and Mass Transfer in Turbulent Boundary Layer». Beograd — Vinča, 1968.
8. J. Raben et al. Chem. Engng. Progr. Symp. Series, v. 61, No. 57, 1965, p. 249.
9. D. Kirby, J. Westwater. Chem. Engng Progr. Sumpos. Series, 61, 238 (1965).
10. R. Siegel. Advances in heat Transfer. Edited by J. Hartnett, T. Irvine, New York — London, Vol. 4, 1967.
11. Н. Н. Мамонтова. «Прикл. мех. и теорет. физ.», № 3, 140 (1966).
12. Ф. П. Минченко, Э. В. Фирсова. В сб. «Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред». М. — Л., 1961, стр. 117.
13. H. Kurihara, J. Myers. AichE Journal, 6, 83 (1960).
14. С. С. Кутателадзе, Н. В. Валукина, И. И. Гогонин. «Инж.-физ. ж.» 12, 569 (1967).

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

Атомиздат выпустил в свет в 1 квартале 1970 г. книгу Б. Р. Бергельсона, А. П. Суворова и Б. З. Торлина «**Многогрупповые методы расчета и защиты от нейтронов**» (17 л., 1 р. 90 к.)

Монография посвящена одной из центральных проблем расчета защиты реакторов. В ней впервые последовательно изложен многогрупповой метод расчета защиты от нейтронов, играющий в настоящее время доминирующую роль при решении ряда практических задач.

Изложение вопроса начинается с рассмотрения кинетического уравнения, описывающего перенос нейтронов, и свойств индикатрис упругого и неупругого рассеяния. Проводится многогрупповое преобразование кинетического уравнения.

Значительное внимание уделено описанию общих свойств групповых констант, усреднению сечений, применению для этой цели теории возмущения и некоторым другим вопросам, связанным с построением групповых сечений.

Изложение различных методов решения кинетического уравнения, широко используемых при решении защитных задач, начинается с метода сферических гармоник. Рассмотрены различные приближения метода: диффузионное, P_1 , P_2 и P_n . Дальше описываются метод моментов, двойной P_n — метод, метод дискретных ординат и примыкающий к нему S_n — метод.

Для случая однородной защиты рассмотрены асимптотические решения уравнения переноса. Такие решения описывают поле нейтронов вдали от источника, что имеет важное значение в защитных задачах для понимания характера нейтронных распределений.

Отдельная глава книги посвящена методу интегральных уравнений. Получена многогрупповая система интегральных уравнений для плоской и сферической геометрий. Показано, что применение метода интегральных уравнений по сравнению с методом сферических гармоник оказывается тем более целесообразным, чем слабее анизотропия рассеяния и сильнее анизотропия потока нейтронов в среде.

В заключительной части книги рассматриваются полуэмпирические методы расчета защиты, в основе которых лежит модель сечения выведения. Дается математическая формулировка метода с выводом соответствующей системы многогрупповых уравнений. Приводится анализ полуэмпирических параметров и краткое описание основных полуэмпирических методов и кодов, используемых в отечественной и зарубежной практике.

В приложении приведена 19-групповая система констант для области энергий выше $0,1 \text{ МэВ}$, с помощью которой могут быть рассчитаны спектры быстрых нейтронов.

Монография представляет интерес для научных работников и инженеров-ядерников, специализирующихся в области физики защиты реакторов. Она может быть также использована в качестве учебного пособия для студентов вузов.

Заказы на книгу можно направлять в магазин № 8 (Москва, ул. Петровка, 15, отдел «Книга-почтой») и Атомиздат (Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7).