

Berman, L.D., Dr. d. techn. Wiss., S.N. Fuks, Kand. d. techn. Wiss. :

**Stoffaustausch in Kondensatoren mit horizontalen
Rohren bei Luftgehalt im Dampf**

**Ergebnisse einer experimentellen Untersuchung des Wärme- und
Stoffaustausches in Kondensatoren**

Vsesojuznyj teplotekhniceskij institut
(Wärmetechnisches Institut der Union)

Die gewöhnlich bei Wärmeberechnungen von Dampfturbinen-
Kondensatoren und einer Reihe anderer analoger Wärmeaustau-
scher, wie z. B. Kühler von Dampfstrahlsaugern und Vakuum-
wasserdampfvorwärmer, benutzte Wärmedurchgangszahl, die auf
die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz von Dampf
und Wasser bezogen ist, ist von Bedingungen abhängig und kei-
ne vollständig bestimmte Größe. Das hängt damit zusammen, daß
der in die besagten Wärmeaustauschapparate gelangende Dampf
in der Regel eine Beimischung von nichtkondensierbaren Gas-
sen, hauptsächlich Luft, enthält. Dabei hat der Einfluß des
Stoffaustausches auf die Intensität der Dampfkondensation
eine sehr komplizierte Abhängigkeit der bedingten mittleren
Wärmedurchgangszahl von Konstruktion und Betriebsweise des
Apparates zur Folge [L. 1-3]. Die Unbestimmtheit dieser
Zahl ist dadurch bedingt, daß sie unter anderem von dem
Durchblasen des Apparates - im Falle von Turbinenkondensa-
toren vom Typ und von der Luftpumpleistung (dem Sauger) -
abhängt. Auch die besten empirischen Formeln und graphischen
Darstellungen, die zur Bestimmung der mittleren Wärmedurch-
gangszahl k vorgeschlagen wurden, geben keine vollständige
und ganz exakte Darstellung des Einflusses verschiedener
Faktoren auf die mittlere Wärmedurchgangszahl und sind in-
folgedessen nur in einem begrenzten Bereich brauchbar. Das
Gesagte bezieht sich auch auf die manchmal angegebenen Wer-
te für die mittlere Wärmedurchgangszahl über die ganze Flä-
che des Apparates, die durch Subtraktion der Wärmedurch-
gangswiderstände von Wasserseite und Wandung vom Gesamt-
wärmedurchgangswiderstand* gefunden wurde. Auch sie ist für
die zu untersuchenden Apparate eine bedingte Größe, verän-
dert sich mit einer Änderung des Durchflusses oder der Tem-

* ($R = \frac{1}{k}$)

peratur des Wassers und hängt in noch größerem Maße von den Besonderheiten des Dampfkondensationsprozesses beim Vorhandensein von Luft ab als die mittlere Wärmedurchgangszahl.

Die experimentellen Abhängigkeiten für die mittlere Wärmedurchgangszahl sind trotz ihres zweifellos praktischen Wertes für die Lösung vieler Fragen, die sich beim Entwurf und bei der Betriebstechnik der zu untersuchenden Apparate ergeben, unzulänglich. Selbst die Präzisierung dieser Abhängigkeiten kann vereinfacht sein durch relative Wärmeberechnungen, die unter Berücksichtigung aller durch das Vorhandensein von Luft im Dampf bedingten Besonderheiten des Kondensationsprozesses durchgeführt wurden. Um so notwendiger sind exakte und detaillierte Berechnungen zur Lösung von Fragen, auf die die Angaben über die mittlere Wärmedurchgangszahl in keiner Weise eine Antwort geben, wie zum Beispiel der Vergleich der verschiedenen Konstruktionen von Wärmeaustauschapparaten und die Ermittlung von Möglichkeiten zur Intensivierung ihres Wärmeaustausches. Grundlegende Voraussetzung für die Möglichkeit der Durchführung solcher Berechnungen ist das Sammeln von Versuchsdaten, die zur Bestimmung der lokalen Werte der Wärme- und Stoffabgaben erforderlich sind. Deshalb wurden im VTI (Wärmetechnisches Institut der Union) in den Jahren 1950-1952 drei Versuchsserien und 1956-1957 die vierte Versuchsserie über die Kondensation von Dampf bei Vorhandensein von Luft durchgeführt.

Die Versuche wurden den Bedingungen der Apparate mit horizontalen Rohrbündeln entsprechend durchgeführt. Bei der ersten Versuchsauswertung wurden lokale Werte für die Wärmeabgabenzahl der Dampfseite gefunden, die auf die Temperaturdifferenz des Dampf-Luft-Gemische und der Wandung bezogen war [L. 4]. Schon bei der Durchführung dieser Versuche wurde jedoch beabsichtigt, auch experimentelle Abhängigkeiten für die Stoffabgabenzahl zu bekommen.

Die Untersuchung des Stoffaustausches wurde dadurch stark erschwert, daß die Parameter des Kondensatfilms und des Dampf-Luft-Gemisches an der Grenze der Phasentrennung nicht unmittelbar gemessen werden konnten (Zeichnung 1).

Diese Parameter konnten nur auf indirektem Weg bestimmt werden, wobei man von der Gleichung

(1)

ausging, in der t_{ca} und t_{cp} die Temperaturen der Wandung und der Kondensatfilmfläche, $^{\circ}\text{C}$ sind;

q ist der spez. Wärmestrom, $\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \gamma$ ($\gamma = \dot{v} = \text{Stunde als Zeitabschnitt}$)

R_{π} ist der Wärmedurchgangswiderstand des Kondensatfilms, $\text{m}^2 \cdot \gamma \cdot ^{\circ}\text{C}/\text{kcal}$.

Wenn t_{cp} bekannt ist, kann man auch die Parameter des Dampf-Luft-Gemisches an der Grenze der Phasentrennung bestimmen, wobei man annimmt, daß es hier gesättigt ist und seine Temperatur der Temperatur der Kondensatfilmfläche gleich ist.

Nach der kinetischen Theorie soll an der Grenze der Phasentrennung ein Temperatur- und Drucksprung stattfinden, der die Kondensationsintensität um so stärker beeinflusst, je niedriger der Druck des sich kondensierenden Dampfes ist [L. 2]. Bei den vorliegenden Versuchswerten kommt der Einfluß dieses Sprunges jedoch nicht einmal bei Drucken in der Größenordnung von Hundertstelatmosphären zum Ausdruck. Nach den jüngsten Untersuchungen von Hickman und Torpey [L. 5] läßt sich das damit erklären, daß bei der sich ständig erneuernden freien Kondensatfilmfläche der Wert des Kondensationskoeffizienten (Akkommodationskoeffizienten) für Wasser beträchtlich größer ist als der früher bei Versuchen mit ruhendem verdampfendem Wasser gewonnene Wert (0,02 - 0,04), wobei das Wasser Beimischungen enthalten konnte, die seine Oberfläche "passivierten". Mit Annäherung des Kondensationskoeffizienten an eins wird der Temperatur- und Drucksprung an der Grenze der Phasentrennung jedoch derart unbedeutend, daß man ihn auch bei den Drucken von 0,03 - 0,05 ata, die für uns interessant sind, nicht zu berücksichtigen braucht und den Partialdruck von Dampf $p_{\pi, cp}$ an der Grenze der Phasentrennung als Druck von gesättigtem Dampf bei der Temperatur t_{cp} definieren kann.

Bei den aus Messungen bekannten Größen t_{ca} und q ist zur Berechnung von t_{cp} noch R_{π} mit hinreichender Genauigkeit zu

bewerten. Das kann man erreichen, indem man annimmt, daß $a_{\text{m}} \approx a_0$, wobei a_0 die Wärmeabgabezahl bei der Kondensation von reinem Dampf und bei hinreichend ähnlichen Bedingungen für den Fluß des Kondensatfilms ist. Bei der Auswertung der beschriebenen Versuche konnte man jedoch zur Bestimmung von a_0 nicht die bekannte Formel von Nusselt benutzen, weil sie sich auf die Kondensation von nichtbewegtem Dampf bezieht und die von Nusselt auf theoretischem Wege gewonnene Korrektur der Dampfgeschwindigkeit nicht die durch den bewegten Dampf verursachte Störung des laminaren Flusses des Kondensatfilms berücksichtigt. Aus diesem Grunde stellte sich die Aufgabe, Erfahrungswerte für a_0 zu bekommen und eine Abhängigkeitsform für diesen Koeffizienten zu finden, die es ermöglicht, die Ergebnisse der Versuche mit reinem Dampf mit hinreichender Genauigkeit zu verallgemeinern.

Es wurde gezeigt [L. 6,7], daß für die Wärmeabgabe bei der Kondensation von bewegtem reinem Dampf folgendes angenommen werden kann:

(2)

wobei

Dabei ist a_k Die Wärmeabgabezahl bei der Kondensation von nichtbewegtem Dampf;
 ω die Geschwindigkeit;
 γ das spez. Gewicht;
 λ die Wärmeleitzahl;
 ν der Koeffizient der kinematischen Viskosität;
 d eine Bestimmungsgröße (Rohrdurchmesser);
 g die Beschleunigung der Schwerkraft.

Mit dem Index "n" sind die Größen, die sich auf Dampf, mit dem Index "k" diejenigen, die sich auf das Kondensat beziehen, bezeichnet.

In Gleichung (2) trägt das Kriterium Re_n der Veränderung des Reibungskoeffizienten an der Grenze der Phasentrennung Rechnung. Es fällt aus der Gleichung für den Modellbereich, in dem der Reibungskoeffizient praktisch nicht von der Reynoldszahl abhängt.

Die Versuche mit reinem Dampf, die die Aufstellung der Abhängigkeit (2) ermöglichten, wurden gleichzeitig mit Versuchen mit einem Dampf-Luft-Gemisch durchgeführt.

Die zweite Aufgabe, die sich bei der Durchführung dieser Arbeit ergab, hing damit zusammen, daß die Versuchsbedingungen es nicht zuließen, die üblichen größenlosen Abhängigkeiten für die Stoffabgabezahl zu benutzen, die auf der Voraussetzung beruhen, daß eine angenäherte Analogie zwischen Wärme- und Stoffaustausch besteht. Da die früher gemachten Versuche, die Kriteriengleichung für die Stoffabgabezahl zu vervollständigen, ernsthafte Einwände hervorriefen, mußte eine besser begründete Methodik für die Verallgemeinerung der Versuchsdaten des Stoffaustausches gefunden werden unter Berücksichtigung des Einflusses des transversalen Stoffstroms, einschließlich des Stefanstroms, auf die Geschwindigkeits- und Partialdruckfelder.

Die durchgeführte Untersuchung [L. 8,9] zeigte, daß die Kriteriengleichung für die Stoffabgabezahl bei Kondensation von Dampf aus einem bewegtem Dampf-Gas-Gemisch in der Form

dargestellt werden kann, wobei

$$Nu_D =$$

und $\frac{R_n}{R_z}$ die Beziehung der Gaskonstanten für Dampf und Inertgas (Luft) ist.

Hierbei ist β_p die Stoffabgabezahl;

D_p der auf das Partialdruckgefälle bezogene Diffusionskoeffizient für Dampf;

μ der Koeffizient der dynamischen Viskosität;

$\Delta p_n = p_n - p_{n,sp}$ die Differenz der Dampf-Partialdrucke;

p_z der Partialdruck von Inertgas (in der Hauptmasse des Gemisches);

p_{CH} der Gesamtdruck;

ϵ_z das Volumen von Inertgas.

Mit dem Index "CH" sind die Größen bezeichnet, die sich auf das Dampf-Gas-Gemisch beziehen.

(3)

Erst nachdem die Lösungen der oben beschriebenen Aufgaben vorlagen und die Möglichkeit bestätigt war, Abhängigkeiten der Art (2) und (3) zu erhalten, die die experimentellen Daten befriedigend beschrieben, konnte man eine zusammenfassende Auswertung der durchgeführten Versuche vornehmen und allgemeine Abhängigkeiten für die Stoffabgabesahl entwickeln.

VERSUCHSANLAGE, MESSUNGEN UND BERECHNUNGEN

Bei der Durchführung der drei ersten Versuchsserien hatte die Versuchsanlage einen geschlossenen Dampfkondensationskreis (Zeichnung 2a). Der Sekundärampf strömte aus dem Dampfumformer, dem eine vorgegebene Luftmenge beigemischt war, in den Versuchs- und dann in den Nachverflüssiger. Das Kondensat strömte im Selbstfluß in den Dampfumformer zurück, und die Luft (mit geringem Dampfgehalt) wurde durch den Sauger abgepumpt. Zur Dampferhitzung (nach Durchgang durch eine Meßblende und Luftzusatz) wurde in die Dampfleitung die erforderliche Kondensatmenge eingespritzt. Das Wasser, das ebenfalls im geschlossenen Kreis zirkulierte, kühlte sich im Oberflächenwärmetauscher ab. Das gewählte Schema gewährleistete eine äußerst genaue Bestimmung der Zusammensetzung des Dampf-Luft-Gemisches bei kleinen Werten für ε_2 (der Dampf aus der äußeren Quelle konnte eine unbestimmte Menge sich nicht kondensierender Gase enthalten), die Konstanz des Kühlwasserdurchflusses und die Konstanthaltung der Reinheit der Kondensatorrohre von der Wasserseite.

Der Versuchskondensator hat im Grundriß einen rechtwinkligen Querschnitt mit den Innenmaßen 309 * 522 mm. Zunächst waren in ihm zwei Messingrohre - ein Haupt- und ein Kontrollrohr - angebracht (Zeichnung 3a), dann verkleinerte man die Breite des Arbeitsbereiches des Kondensators auf 80 mm und behielt nur noch ein Rohr (Zeichnung 3b), um höhere Geschwindigkeiten für das Dampf-Luft-Gemisch (bei der verfügbaren Produktivität des Dampfumformers) zu erzielen. Bei Beendigung der Versuche mit den Einzelrohren wurde in dem gleichen Kondensator ein 11-reihiges schachbrettförmiges (rhombisches) Rohrbündel (Zeichnung 3c) angebracht. In allen Fällen hatten die Rohre einen Außendurchmesser von 19 mm und eine aktive Länge von 522 mm.

Die Rohrbündelteilung des Rhombus zu betrug 28 mm, die entsprechenden Teilungsverhältnisse waren: $\frac{3_1}{\alpha} = 1,475$ und $\frac{3_2}{\alpha} = 1,275$. Bei den Versuchen mit dem Bündel wurden die Hauptmessungen an 6 Rohren der 1., 2., 3., 5., 7., 11. Reihe (von oben nach unten gezählt) vorgenommen.

Aufgabe der vierten Versuchsserie war es, Werte für den Bereich mit hohen Luftkonzentrationen im Gemisch und mit kleineren Geschwindigkeiten zu erhalten. Das ermöglichte es, das Schema der Anlage (Zeichnung 2b) ein wenig zu vereinfachen. Der Dampf wurde unmittelbar aus der Außenquelle zugeführt. Nach Vordrosselung durchlief er Düsen, die mit kritischem Druckgefälle arbeiteten, und einen Durchwall- und einen Dünnschichtkühler. Die Breite des Rohrbündels (Zeichnung 3d) war ein wenig vergrößert worden, um geringere Geschwindigkeiten des Gemisches unter Wahrung hinreichender Genauigkeit der Dampfdurchflußmessung zu erzielen. Die ersten vier Rohrreihen waren durch Blindflansch verschlossen und dienten nur zur hydrodynamischen Stabilisierung des Gemischflusses; die Messungen wurden an einem Rohr in der 5. Reihe durchgeführt.

Bei allen Versuchen wurden die notwendigen Maßnahmen zur Gewährleistung und Konstanthaltung einer hohen Luftdichtheit der Anlage getroffen.

Der Dampf- und Luftdurchfluß wurde mit Hilfe von Blenden und Düsen gemessen und die Parameter des Dampf-Luft-Gemisches mit Hilfe von Singlas-quecksilbervakuumthermometern und Laborthermometern mit der Skalenteilung $0,1^{\circ}$ C, die ohne Kapseln angebracht waren. In der letzten Versuchsserie wurde der Druck des einströmenden Gemisches auch mit Hilfe eines Hypsometers (Zeichnung 4) kontrolliert, das eine hohe Meßpräzision gewährleistete bei Drucken, die bei den Versuchen bis zu 0,047 ata gesunken waren.

Der Durchfluß des Kühlwassers durch die Rohre, an denen die Hauptmessungen durchgeführt wurden, wurde durch das Volumenverfahren und die Erwärmung des Wassers in ihnen mit Hilfe einer Thermobatterie mit zwanzig Verbindungsstellen (bei den drei ersten Versuchsserien) und mit Beckmann-Thermometern mit der Skalenteilung $0,01^{\circ}$ C (letzte Serie) bestimmt. Da die häufig zur Temperaturmessung einer Rohrwandung benutzten Thermolemente

bei der Dampfkondensation keine zuverlässige Bestimmung der mittleren Temperatur der Wandung gewährleisten, die sich sowohl mit dem Umfang als auch mit der Rohrlänge verändert, wurde von ihrer Anwendung abgesehen. Die Temperatur der Wandung veränderte sich (Anmerkung d. Übers.: Es handelt sich hier wahrscheinlich um einen Druckfehler, sodaß es an Stelle von "veränderte sich" heißen muß "wurde gemessen"; dazu wäre lediglich ein Buchstabe zu verändern. Vgl.: *izmenjat'sja* = sich verändern, *izmerjat'sja* = gemessen werden) bei allen Versuchen mit Hilfe von Widerstandsthermometern aus Kupferdraht mit 0,05 mm Durchmesser, der durch Emaille und Seide isoliert und in eine feine Kupferkapillare eingeschlossen war. Letztere (mit dem Meßglied des Widerstandsthermometers) wurde in eine Schraubennut mit 0,9 mm Tiefe und 0,8 - 0,9 mm Breite gelegt, die der Außenseite des Rohrs entsprechend im Bereich von 500 mm Länge ausgewählt war [Lit. 4]. Wiederholte Eichungen der Widerstandsthermometer bewiesen eine vollständige Stabilität ihrer Charakteristik, was durch die Dichtigkeit des Verschlusses des thermischen Meßgliedes und durch den niedrigen Stand der gemessenen Temperaturen bedingt war.

Bei den Bedingungen der beschriebenen Versuche waren die Wärmemenge, die durch den Konvektionswärmeübergang vom Gemisch an die Oberfläche des Kondensatfilms abgegeben wurde, sowie auch die Wärmemenge der Kondensatunterkühlung im Vergleich zu der Phasenumwandlungswärme äußerst gering, weshalb man sie nicht zu berücksichtigen brauchte.

Dementsprechend wurde die Mengenabgabeszahl nach der Formel

(4)

berechnet, wobei folgende Bezeichnungen gelten:

- G_{K} - Durchfluß des Kühlwassers (durch das jeweilige Rohr),
kg/Zeit (kg/Zeit)
- Δt_{K} - Erwärmung des Kühlwassers, °C;
- c_{K} - Wärmekapazität des Wassers, kcal/kg °C (kcal/kg °C)
- F - Rohroberfläche (an der Dampfseite), m²;
- r - Dampfunwandlungswärme, kcal/kg (kcal/kg)

Die Größe $p_{\text{n. sp}}$ wurde den Tabellen über gesättigten Wasserdampf für die Temperatur t_{sp} entnommen, die mit Hilfe der For-

mel (1) berechnet wurde. Dabei wurden die Werte für $\alpha_{nn} \approx \alpha_0$ (bei dem jeweiligen Versuch entsprechenden q und π) nach der Gleichung [Lit. 10]

(5)

bestimmt.

Die Gleichung (5) erhielt man für den Bereich $350 < Re < 6000$. Die Abhängigkeit muß für $\frac{\alpha_0}{\alpha_n}$ bei kleinen Reynoldszahlen offensichtlich einige Veränderungen erfahren, infolge mangelnder entsprechender Versuchsdaten wurde die Gleichung (5) jedoch auch für die Berechnungen von β_p bei $Re < 350$ benutzt,

Die endgültige Auswertung der Mengenaustauschwerte erfolgte in Form einer maßlosen Abhängigkeit¹:

(6)

Der Simplex $\frac{R_n}{R_2}$ war bei den Bedingungen der beschriebenen Versuche praktisch konstant, und das Kriterium Pr_D für das Dampf-Luft-Gemisch, das 0,5 bis 0,6 (im Durchschnitt 0,55) betrug, veränderte sich in den Bereichen, die nicht dafür hinreichten, daß man seinen Einfluß prüfen konnte. Die Konstanten der Gleichung (6) wurden durch sukzessive Annäherung gefunden, und zwar in der Weise, daß bei dem Aufbau der Abhängigkeiten der entsprechenden Komplexe von jedem der drei Argumente die Abweichungen der Versuchspunkte von den mitteilenden Kurven möglichst gering waren.

Die Parameter und die Geschwindigkeit des einströmenden Gemisches wurden für die Einzelrohre, die Rohre der ersten Bündelreihe (3. Serie) und der fünften Bündelreihe bei nichtgekühlten Rohren der ersten vier Reihen (4. Serie), unmittelbar nach den Werten der Messungen angenommen. Für die Rohre der übrigen Bündelreihen in der 3. Versuchsserie wurden sie umgerechnet (untersetzt), um die Verringerung des Dampfgehaltes im Gemisch und der Gemischgeschwindigkeit infolge der vorausgegangenen Dampfkondensation sowie die durch den Widerstand der darüberliegenden Rohrreihen hervorgerufene Druckabnahme zu berücksichtigen. Dabei wurde die Dampfmenge, die sich in den Reihen ohne gesonderte Rohre mit Messungen von Wasserdurchfluß und Erwärmung kondensiert hatte, durch Interpolations-

tien mit darauffolgender Prüfung der summarischen Menge des kondensierten Dampfes nach der allgemeinen Wärmebilanz des Versuchskondensators bestimmt. Die Bewertung des Widerstandes erfolgte nach den Werten speziell durchgeführter Versuche [Lit. 11].

Bei den Berechnungen von Re wurde die Geschwindigkeit des Dampf-Luft-Gemisches für den in das Rohr oder in die jeweilige Rohrreihe einfallenden Strom genommen. Für einen schmalen Querschnitt der Bündelrohrreihe sind die Geschwindigkeitswerte und die Re -Zahlen um 3,1 mal größer als die unten erwähnten.

Als Bestimmungsgröße wurde der äußere Rohrdurchmesser genommen. Die physikalischen Konstanten wurden in allen Fällen nach dem Zustand des Gemisches vor dem Rohr oder der Rohrreihe angenommen. Der Diffusionskoeffizient D_p wurde nach der Formel von Rossié [Lit. 12], der Koeffizient der dynamischen Viskosität des Gemisches nach der Formel

(7)

berechnet, wobei die Koeffizienten der dynamischen Viskosität von Dampf () und Luft () nach den Werten des VTI [Lit. 13] angenommen wurden. Die Formel (7) bringt für die Bedingungen der durchgeführten Versuche Werte für , die den nach der Suserland-Formel mit dem Buddenberg- und dem Wilke-Koeffizienten [Lit. 14] berechneten Werten sehr nahekommen.

VERSUCHSERGEBNISSE

Der Druck des Dampf-Luft-Gemisches veränderte sich bei den Versuchen von 0,047 bis 0,91 ata. Die Veränderungsbereiche für die anderen Grundparameter sind in Tabelle 1 aufgeführt. Als Beispiel wurden in Tabelle 2 die Ergebnisse der 4. Versuchsserie (bei $Re > 350$) aufgeführt.

Trotz der großen Veränderungsbereiche der Grundparameter war es möglich, die Mengenaustauschwerte , die man nach Auswertung aller Versuchsserien erhielt, für den Bereich $Re > 350$ mit Hilfe einer allgemeinen Gleichung zu beschreiben:

(8)

Re verändert sich in Abhängigkeit davon, ob ein Einzelrohr oder ein in der einen oder anderen Bündelreihe gelegenes Rohr betrachtet wird, nur der Faktor a ist konstant.

Die Versuchsergebnisse bei $Re > 350$ sind auf den Zeichnungen 5 - 9 dargestellt, wobei auf den Zeichnungen 7 und 8 die Werte eingetragen sind, bei deren Resultat die Parameter und die Geschwindigkeit des Gemisches vor der untersuchten Rohrreihe nach der oben erwähnten Methode umgerechnet (untersetzt) wurden.

Auf Zeichnung 5, 6 und 9 liegt die Hauptmasse der Versuchspunkte in Bezug auf die mittelnden Linien mit einer Streuung bis zu $\pm 15\%$. In Anbetracht dessen, daß bei der Bestimmung des Mengenabgabekoeffizienten zu den gewöhnlichen Messungsfehlern noch ein Fehler hinzukommt, der mit der indirekten Methode der Parameterbestimmung an der Grenze der Phasentrennung mit Hilfe der Formeln (1) und (5) zusammenhängt, kann man die gewonnenen Resultate als befriedigend bezeichnen.

Ein Zunehmen der Streuung der Versuchspunkte ist im Bereich $\epsilon < 0.03$ zu beobachten, was durch die dort sehr kleinen Werte der Differenz Δp_n und durch das Wachsen infolge dieses relativen Fehlers der Werte von Δp_n und β_p , der durch die Ungenauigkeiten der Bestimmung der partialen Dampfdrucke, insbesondere von $p_{n,2p}$, hervorgerufen wurde, zu erklären ist. So konnte z. B. der Fehler bei der Bestimmung von t_p bei $0,1^\circ\text{C}$ bei maximalen Werten für Δp_n einen Fehler bis zu $0,5\%$, bei minimalen Werten für Δp_n einen Fehler bis zu 70% verursachen.

Die Streuung der Punkte ist nach den Werten der 3. Versuchsserie (Zeichnung 7 und 8) für die Rohre der dritten und fünften Reihe natürlich größer infolge der Fehler, die hierbei noch durch die Umrechnungen (Umsetzungen) der Parameter und der Geschwindigkeit des Dampf-Luft-Gemisches zur Entwicklung ihrer Werte vor den genannten Rohrreihen hinzukommen.

Ein Vergleich der Linien für ein Einzelrohr und ein Rohr aus der ersten Bündelreihe (Zeichnung 11) zeigt, daß im zweiten Fall der Mengenaustauschkoeffizient ungefähr um 13% höher liegt. Die Linien für ein Rohr aus der dritten und fünften Reihe fallen nach den Daten der 3. bzw. 4. Versuchsserie zu-

sammen und liegen über der Linie für ein Rohr aus der ersten Reihe. In qualitativer Hinsicht stimmt letzteres gut mit den Ergebnissen der Wärmeabgabe in den Bündeln quer umströmter Rohre bei nichtstattfindender Aggregatzustandsänderung überein, was von einem Anwachsen des Wirbelstroms in den ersten zwei-drei Rohrreihen zeugt, wonach sich seine Struktur stabilisiert. In quantitativer Beziehung jedoch ist ein gewisser Unterschied zu beobachten: das Anwachsen des Mengenabgabekoeffizienten betrug für die dritte und fünfte Rohrreihe im Vergleich zur ersten Reihe ungefähr 50% gegenüber 30-35% für den "reinen" Wärmeübergang in den Bündeln.

Vergleicht man die Linien für die Rohre der fünften Reihe nach den Werten der 3. und 4. Versuchsserie, dann liegt die Linie im ersten Fall ein wenig tiefer. Man muß jedoch berücksichtigen, daß bei der Auswertung der Versuche der 3. Serie die Parameter und die Geschwindigkeit des Gemisches vor der fünften Rohrreihe durch Umrechnung (Umsetzung) gewonnen wurden und daß darüber hinaus bei der Berechnung von t_{cp} der Einfluß des von den oberen Reihen abfließenden Kondensats nicht berücksichtigt wurde, während bei der Auswertung der 4. Versuchsserie diese Fehlerquellen nicht existierten.

Die Versuchsergebnisse geben folgende Werte für den konstanten Faktor in der Gleichung (8) bei $Re > 350$ und den Veränderungsbereichen der anderen Parameter, die in der Tabelle aufgeführt sind: Einzelrohr - $a=0,47$; erste Bündelreihe - $a=0,53$; dritte Bündelreihe ff. - $a=0,82$.

Die Ergebnisse der 4. Versuchsserie (Rohr der fünften Reihe) sind für den Bereich niedrigerer Reynoldszahlen - von 40-350 - auf Zeichnung 10 dargestellt. Die hier eingetragene mittlere Linie wird durch die Gleichung

(9)

beschrieben.

Nach der oben gemachten Bemerkung über die Anwendung der Formel (5) bei der Versuchsauswertung auf den Bereich $Re < 350$ muß man die Gleichung (9) als provisorisch und korrekturbedürftig betrachten. Man kann sie lediglich in der ersten Annäherung und nur zusammen mit der Gleichung (5) benutzen.

Wenn man die Gleichungen (8) und (9) für die Mengenaustauschzahl und Gleichung (5) für die Wärmeaustauschzahl $a_{m1} \approx a_0$ hat, die den Wärmedurchgangswiderstand des Kondensatfilms charakterisiert, kann man den allgemeinen Koeffizienten der Wärmeabgabe von dem Dampf-Luft-Gemisch an die Rohrwandung errechnen:

(10)

Der Wert von t_{cp} , der auch den Druck $p_{m, cp}$ bestimmt, muß dabei durch sukzessive Annäherung gefunden werden, wobei man von der Gleichung

$$q =$$

(11)

ausgeht.

Die vom VTI erarbeitete Berechnungsmethode ermöglicht es, die Arbeit zur Ermittlung der Größe t_{cp} auf ein Minimum zu reduzieren; erforderlich ist lediglich eine einfache Berechnung zur Kontrolle. Die Berechnungsmethodik für die Apparate, in denen sich die Kondensation von Dampf vollzieht, der eine Beimischung von Luft enthält, muß jedoch Gegenstand einer besonderen Untersuchung sein.

FOLGERUNGEN

1. Die durchgeführte experimentelle Untersuchung bestätigte die Möglichkeit, den Versuchswerten über den Stoffaustausch im Falle der Kondensation von Dampf aus einem bewegtem Dampf-Gas-Gemisch mit Hilfe der früher (in allgemeiner Form) vorgeschlagenen Kriterienabhängigkeit, die dem Einfluß des Stefanstroms und des gesamten transversalen Stoffstroms Rechnung trägt, allgemeine Gültigkeit zu verleihen.

2. Die Versuche bestätigten, daß die Stoffabgabezahl bei der Kondensation abgesehen vom Kriterium Re (und Pr_D) in wesentlichem Maße sowohl von dem Luftgehalt im Dampf-Luft-Gemisch ε_2 abhängt als auch vom Kriterium π_g . Bei Verringerung von ε_2 und π_g wächst die Stoffabgabezahl rasch und bei $\varepsilon_2 \rightarrow 0$, d. h. bei Annäherung an die Bedingungen der Kondensation von reinem Dampf, strebt sie im Grenzbereich ins Unendliche. Die Veränderung von Re im Strom des Dampf-Gas-Gemisches

hat auf die Stoffabgabezahl bedeutend stärkeren Einfluß als auf den Wärmedurchgangswiderstand des Kondensatfilms.

3. Die gewonnenen Kriteriengleichungen (8) und (9) für die Stoffabgabezahl bei der Kondensation von Dampf aus einem bewegtem Dampf-Luft-Gemisch an horizontalen Rohren (Einzelrohre oder Rohre in Bündeln) ermöglichen es, zusammen mit der Gleichung (5) für den Wärmedurchgangswiderstand des Kondensatfilms den allgemeinen Koeffizienten der Wärmeabgabe vom Dampf-Luft-Gemisch an die Rohrwandung bei verschiedenen Bedingungen zuverlässiger zu bewerten als die künstlich aufgestellten empirischen Formeln für die allgemeine Wärmeabgabezahl.

¹ <Fußnote von Seite 70 bzw. 9>

Eine derartige Abhängigkeit kann man natürlich nicht für den Größenbereich von ε_2 und π_2 extrapolieren, der Null sehr nahekommt. Für den gesamten möglichen Veränderungsbereich für ε_2 von 0 bis 1 mag die Gleichung

$$\text{Nu}_D =$$

brauchbar sein, obgleich sich die Werte der Konstanten in der Gleichung für die verschiedenen Größenbereiche von verändern können.

Z e i c h n u n g 1. Verteilung der Temperaturen (a) und der partialen Dampfdrucke (b) bei der Kondensation von Dampf aus einem Dampf-Luft-Gemisch.

Z e i c h n u n g 2. Schematische Darstellung der Versuchsanlage.

a) bei der 1., 2. und 3. Versuchsserie

b) bei der 4. Versuchsserie

1 - Versuchskondensator

2 - Nebenkondensator

3 - Dampfleitung

4 - Sauger

5 - Wasser-Wasser-Wärmeaustauscher

6 - Luftzuführung

7 - Lufterwärmer

8 - Kondensatzuführung (zur Dampfhitzung)

9 - Druckgefäß

10 - Zwischenbehälter

11 - Meßgefäß

12 - Umwälzpumpe

13 - Entwässerungspumpe

14 - von einer städt. Wasserleitung

15 - Dampfunformer

16 - Kondensatgefäß

17 - Dünnschichtdampfkühler

18 - Durchwalldampfkühler

19 - Heißdampfsammler

Z e i c h n u n g 3. Schnittbilder des Versuchskondensators.

a), b) bei Einzelrohranlage;

c), d) bei Rohrbündelanlage.

1 - Mantel

2 - Wärmeisolation

3 - Rohr mit Widerstandsthermometer

4 - Kontrollrohr

5 - Kanal zur Querschnittskontraktion

6, 7 - durch Blindflanschung abgeschlossene Rohre

Z e i c h n u n g 4. Schematische Darstellung des Hypsoneters.

- 1 - Quecksilberthermometer
- 2 - Gummipropfen
- 3 - Elektroerhitzer
- 4 - Wasserstandsglas
- 5 - Gummirohr
- 6 - Klemmvorrichtung
- 7 - Wärmeisolation
- 8 - Behälter
- 9 - zum Dampfraum des Kondensators

Z e i c h n u n g 5. Ergebnisse der 1. und 2. Versuchsserie (Einzelrohr).

Z e i c h n u n g 6. Ergebnisse der 3. Versuchsserie (Rohr der 1. Reihe).

Z e i c h n u n g 7. Ergebnisse der 3. Versuchsserie (Rohr der 3. Reihe).

Z e i c h n u n g 8. Ergebnisse der 3. Versuchsserie (Rohr der 5. Reihe).

Z e i c h n u n g 9. Ergebnisse der 4. Versuchsserie bei $Re > 350$ (Rohr der 5. Reihe).

Z e i c h n u n g 10. Ergebnisse der 4. Versuchsserie bei $Re < 350$ (Rohr der 5. Reihe).

Z e i c h n u n g 11. Gesamtdarstellung der 4 Versuchsserien.

- 1 - Einzelrohr (1. und 2. Serie)
- 2 - 1. Bündelreihe (3. Serie)
- 3 - 5. Bündelreihe bei $Re < 350$ (4. Serie)
- 4 - 3. Bündelreihe (3. Serie) und 5. Reihe bei $Re > 350$ (4. Serie).

T a b e l l e 1. Veränderungsgebiete der Parameter bei der Durchführung der Versuche¹.

¹ Die Versuche der 1. Serie wurden mit vier Sorten für p_n durchgeführt, für den Stoffaustausch wurden jedoch nur die Versuche mit den Grenzdrücken ausgewertet.

Die Versuche der 2. und 4. Serie wurden mit zwei Sorten für p_n durchgeführt.

Die Versuche der 3. Serie wurden mit $p_n = 0,047; 0,062; 0,09$ und $0,5$ ata durchgeführt. Bei der Auswertung für den Stoffaustausch wurden bei allen Versuchsserien nur die Versuche mit

$\varepsilon_2 > 0,01$ berücksichtigt.

1. Spalte: Größe
2. Spalte: Bezeichnung
3. Spalte: Versuchsserien

- Z e i l e
- 1: Gesamtdruck des Gemisches, ata
 - 2: Partialdruck des Dampfes im Gemisch, ata
 - 3: Volumengehalt der Luft
 - 4: Durchflußmenge des Gemisches, $\text{kg/m}^2 \cdot \text{sek}$
 - 5: Reynoldszahl
 - 6: Temperaturdifferenz (Gemisch - Rohrwandung), $^{\circ}\text{C}$
 - 7: Spez. Wärmestrom, $1000 \text{ kkal/m}^2 \cdot \text{Zeit}$
 - 8: Spez. Stoffstrom (Dampf), $\text{kg/m}^2 \cdot \text{Zeit}$
 - 9: Differenz der Partialdrücke des Dampfes, ata
 - 10: Maßlose Differenz der Partialdrücke
 - 11: Versuchsmenge (Anzahl der Versuche) mit Dampf-Luft-Gemisch
 - 12: Anzahl der Versuche mit reinem Dampf

T a b e l l e 2. Ergebnisse der 4. Versuchsserie (bei $\text{Re} > 350$).

A n m e r k u n g :

wobei t_{cm} die Temperatur des Dampf-Luft-Gemisches, $^{\circ}\text{C}$;
 t_{rp} die Temperatur der Außenfläche des Kondensatfilms, $^{\circ}\text{C}$;
 t_{cm} die Temperatur der Wandung, $^{\circ}\text{C}$, ist.

LITERATUR

1. B e r m a n , L.D.: Izvestija VTI (1947) Nr 8 und (1948) Nr 1
2. B e r m a n , L.D.: Stat'ja v sbornike: Voprosy teploobmena pri izmenenii agregatnogo sostojanija veščestva. Gosenergoizdat, 1953.
3. B e r m a n , L.D.: Teploenergetika (1957) Nr 6
4. B e r m a n , L.D. und S.N. Fuks: Izvestija VTI (1952) Nr 11
5. H i c k m a n , K. und W.A. Torpey: Ind. Eng. Chem. (1954) Nr 7
6. B e r m a n , L.D.: Izvestija VTI (1953) Nr 3
7. F u k s , S.N.: Izvestija VTI (1953) Nr 3
8. B e r m a n , L.D.: Teploenergetika (1954) Nr 5
9. B e r m a n , L.D.: Teploenergetika (1955) Nr 8
10. F u k s , S.N.: Teploenergetika (1957) Nr 1
11. F u k s , S.N.: Teploenergetika (1954) Nr 4
12. R o s s i é , K.: Forschung Ing.-wes. (1953) Nr 2
13. Teplofizičeskie svojstva veščestv. Pod red. N.B. Vargaftika. Gosenergoizdat, 1956.
14. B u d d e n b e r g , J.W. und C.R. Wilke: Ind. Eng. Chem. (1949) Nr 7

Anmerkung des Übersetzers: Bei den Worten in (<) handelt es sich um eine Übersetzungsvariante oder um eine Erläuterung der Übersetzung.

Zumberg, Wilke

МАССООБМЕН В КОНДЕНСАТОРАХ С ГОРИЗОНТАЛЬНЫМИ ТРУБАМИ ПРИ СОДЕРЖАНИИ В ПАРЕ ВОЗДУХА

Доктор техн. наук Л. Д. БЕРМАН и канд. техн. наук С. Н. ФУКС

Всесоюзный теплотехнический институт

Обычно используемый при тепловых расчетах конденсаторов паровых турбин

и ряда других аналогичных теплообменных аппаратов, например холодильников пароструйных эжекторов и вакуумных пароводяных подогревателей, коэффициент теплопередачи, отнесенный к средней логарифмической разности температур пара и воды, является условной и не вполне определенной величиной. Это связано с тем, что поступающий в указанные аппараты пар содержит, как правило, примесь неконденсирующихся газов, в основном воздуха. При этом влияние массообмена на интенсивность конденсации пара обуславливает очень сложную зависимость условного среднего коэффициента теплопередачи от конструкции и режима работы аппарата [Л. 1—3]. Неопределенность этого коэффициента вызывается тем, что он зависит, помимо прочего, от продувки аппарата, а в случае конденсаторов турбин — от типа и производительности воздушного насоса (эжектора). Даже лучшие из эмпирических формул и графиков, предложенных для определения среднего коэффициента теплопередачи k , не дают полного и вполне точного отображения влияния на него различных факторов, вследствие чего они пригодны лишь в ограниченной области. Сказанное относится и к приводимым иногда данным для среднего по всей поверхности аппарата коэффициента теплоотдачи, найденного путем вычитания из общего термического сопротивления $(R = \frac{1}{k})$ термических сопротивлений с водяной стороны и стенки. Он также является для рассматриваемых аппаратов условной величиной, меняется с изменением расхода или температуры воды и в еще большей мере зависит от особенностей процесса конденсации пара в присутствии воздуха, чем средний коэффициент теплопередачи.

Опытные зависимости для среднего коэффициента теплопередачи, несмотря на их несомненное практическое значение, недостаточны для решения многих вопросов, возникающих при проектировании и эксплуатации рассматриваемых аппаратов. Даже само уточнение этих зависимостей может быть облегчено сравнительными тепловыми расчетами, произведенными с учетом всех особенностей процесса конденсации, обусловленных присутствием в паре воздуха. Тем более необходимы строгие и детальные расчеты для решения вопросов, на которые данные о среднем коэффициенте теплопередачи вовсе не могут дать ответа, как, например, сравнение различных конструкций аппаратов и

Приведены результаты опытного исследования тепло- и массообмена в конденсаторах.

установление путей интенсификации теплообмена в них. Основной предпосылкой для возможности проведения таких расчетов является накопление опытных данных, требующихся для определения местных значений коэффициентов тепло- и массоотдачи. С этой целью во ВТИ было проведено в 1950—1952 гг. три серии и в 1956—1957 гг. четвертая серия опытов по конденсации пара в присутствии воздуха.

Опыты велись применительно к условиям аппаратов, имеющих горизонтальные трубные пучки. При первоначальной обработке опытов находились местные значения коэффициента теплоотдачи с паровой стороны, условно огненного к разности температур паровоздушной смеси и стенки [Л. 4]. Однако уже при постановке этой работы имелось в виду получить также опытные зависимости для коэффициента массоотдачи.

Исследование массообмена сильно затруднялось тем, что нельзя было непосредственно измерить параметры конденсатной пленки и паровоздушной смеси на границе раздела фаз (рис. 1). Эти параметры могли быть определены только косвенным путем, исходя из равенства

$$t_{z,p} = t_{cm} + qR_{na}, \quad (1)$$

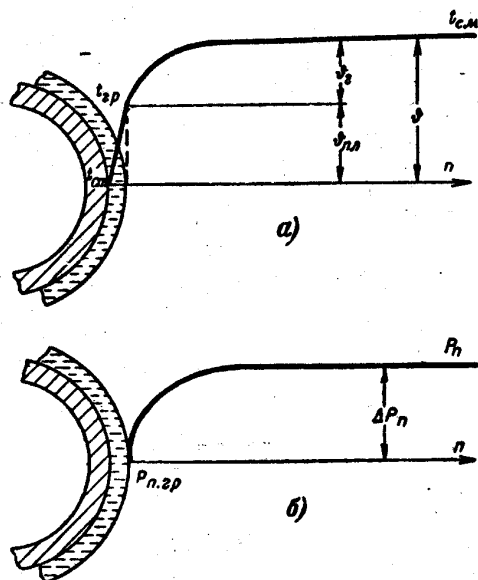


Рис. 1. Распределение температур (а) и парциальных давлений пара (б) при конденсации пара из паровоздушной смеси.

где t_{cm} и $t_{z,p}$ — температуры стенки и поверхности конденсатной пленки, °С;

q — удельный поток тепла, ккал/м²·ч;

$R_{n,z} = \frac{1}{\alpha_{n,z}}$ — термическое сопротивление конденсатной пленки, м²·ч·°С/ккал.

Зная $t_{z,p}$, можно определить и параметры паровоздушной смеси на границе раздела фаз, принимая, что она является здесь насыщенной и имеет температуру, равную температуре поверхности конденсатной пленки.

Согласно кинетической теории на границе раздела фаз должен иметь место скачок температуры и давления, влияющий на интенсивность конденсации тем сильнее, чем ниже давление конденсирующегося пара [Л. 2]. Однако имеющиеся опытные данные не обнаруживают влияния этого скачка даже при давлениях порядка сотых долей атмосферы. Недавние исследования Хикмана и Торпея [Л. 5] позволяют объяснить это тем, что при постоянно возобновляющейся свободной поверхности конденсатной пленки значение коэффициента конденсации (аккомодации) оказывается для воды заметно большим, чем полученное раньше (0,02—0,04) на основании опытов с неподвижной испаряющейся водой, которая могла содержать примеси, «пассивирующие» ее поверхность. С приближением же коэффициента конденсации к единице скачок температуры и давления на границе раздела фаз становится настолько незначительным, что и при интересующих нас давлениях 0,03—0,05 ата им можно пренебречь, определяя парциальное давление пара $p_{n,z,p}$ на границе раздела фаз как давление насыщенного пара при температуре $t_{z,p}$.

При известных из измерений величинах t_{cm} и q для подсчета $t_{z,p}$ нужно еще оценить с достаточной точностью $R_{n,z}$. Последнее можно сделать, приняв $\alpha_{n,z} \approx \alpha_0$, где α_0 — коэффициент теплоотдачи при конденсации чистого пара и достаточно близких условиях течения конденсатной пленки. Но при обработке описываемых опытов нельзя было воспользоваться для определения α_0 известной формулой Нуссельта, так как она относится к случаю конденсации неподвижного пара, а поправка на скорость пара, установленная Нуссельтом теоретическим путем, не учитывает нарушения ламинарного течения конденсатной пленки, вызываемого движущимся паром. Поэтому возникала задача получения опытных значений α_0 и отыскания такой формы зависимости для этого коэффициента, которая позволила бы с достаточной точностью обобщить результаты опытов на чистом паре.

Было показано [Л. 6, 7], что для теплоотдачи при конденсации движущегося чистого пара можно принимать:

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_n} = \Phi(\pi_0, Nu_n, Re_n) = \Phi(\pi, Nu_n, Re_n), \quad (2)$$

где

$$\pi_0 = \frac{w_n^2 \gamma_n \alpha_n}{g^2 k \gamma_k} = \pi Nu_n;$$

$$\pi = \frac{w_n^2 \gamma_n}{g \gamma_k}; \quad Nu_n = \frac{\alpha_n d}{\lambda_k} \quad \text{и} \quad Re = \frac{w_n d}{\nu_n},$$

где α_n — коэффициент теплоотдачи при конденсации неподвижного пара;

w — скорость;

γ — удельный вес;

λ — коэффициент теплопроводности;

ν — коэффициент кинематической вязкости;

d — определяющий размер (диаметр трубы);

g — ускорение силы тяжести.

Индексом „ n “ отмечены величины, относящиеся к пару, индексом „ k “ — к конденсату.

В уравнении (2) критерий Re_n учитывает изменение коэффициента трения на границе раздела фаз. Он выпадает из уравнения для автомодельной области, в которой коэффициент трения практически не зависит от числа Рейнольдса.

Опыты на чистом паре, позволившие установить зависимость зида (2), проводились попутно с опытами на гаровоздушной смеси.

Вторая задача, возникающая при проведении настоящей работы, была связана с тем, что условия опытов не позволяли использовать обычные безразмерные зависимости для коэффициента массоотдачи, основывающиеся на предположении о существовании приближенной аналогии между тепло- и массообменом. Поскольку имевшиеся раньше попытки дополнить критериальное уравнение для коэффициента массоотдачи вызывали серьезные возражения, надо было найти более обоснованную методику обобщения опытных данных по массообмену с учетом влияния на поля скоростей и парциальных давлений при этом процессе поперечного потока вещества, в том числе и стефанова потока.

Проведенное исследование [Л. 8, 9] показало, что критериальное уравнение для коэффициента массоотдачи при конденсации пара из движущейся парогазовой смеси может быть представлено в форме

$$Nu_D = \Phi \left(Re, Pr_D, \pi_g, \varepsilon, \frac{R_n}{R_g} \right), \quad (3)$$

где

$$Nu_D = \frac{\beta_p d}{D_p}; \quad Re = \frac{w_{cm} d}{\gamma_{cm}} = \frac{(w\gamma)_{cm} d}{g \mu_{cm}};$$

$$\pi_g = \frac{\Delta p_n}{p_{cm}}; \quad \varepsilon = \frac{p_z}{r p_{cm}}$$

и $\frac{R_n}{R_g}$ — отношение газовых постоянных пара и инертного газа (воздуха).

Здесь β_p — коэффициент массоотдачи;

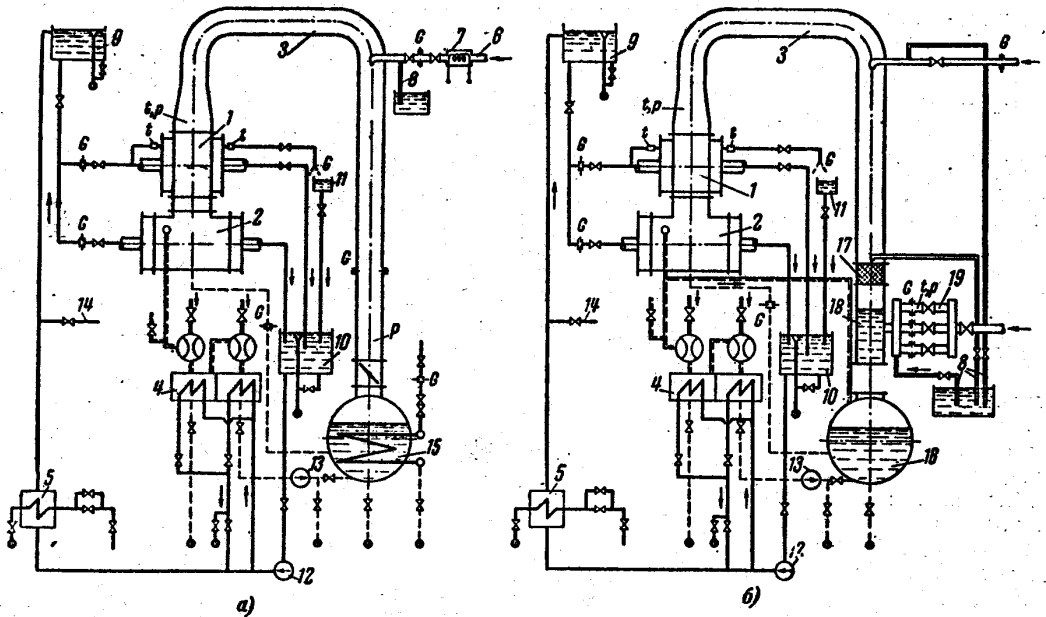


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

а — в опытах I, II и III серий; б — в опытах IV серии.

1 — опытный конденсатор; 2 — вспомогательный конденсатор; 3 — паропровод; 4 — эжектор; 5 — водоводяной теплообменник; 6 — подвод воздуха; 7 — подогреватель воздуха; 8 — подвод конденсата (для снятия перегрева пара); 9 — напорный бак; 10 — промежуточный бак; 11 — мерный бак; 12 — циркуляционный насос; 13 — дренажный насос; 14 — от городского водопровода; 15 — паропреобразователь; 16 — сборник конденсата; 17 — пленочный парохладитель; 18 — барботажный парохладитель; 19 — коллектор перегретого пара.

D_p — коэффициент диффузии для пара, отнесенный к градиенту парциального давления;

μ — коэффициент динамической вязкости;

$\Delta p_n = p_n - p_{n,2p}$ — разность парциальных давлений пара;

p_z — парциальное давление инертного газа (в основной массе смеси);

$p_{см}$ — общее давление;

ϵ_z — объемное содержание инертного газа.

Индексом „см“ отмечены величины, относящиеся к парогазовой смеси.

Лишь после того, как были предложены решения указанных выше задач и подтверждена возможность получения зависимостей видов (2) и (3), удовлетворительно описывающих экспериментальные данные, можно было произвести сводную обработку проведенных опытов с целью получения обобщенных зависимостей для коэффициента массоотдачи.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА, ИЗМЕРЕНИЯ И ПОДСЧЕТЫ

При проведении первых трех серий опытов экспериментальная установка имела замкнутый пароконденсатный контур (рис. 2,а). Вторичный пар из паропреобразователя, к которому подмешивалось заданное количество воздуха, поступал в опытный, а затем во вспомогательный конденсатор. Конденсат самотеком возвращался в паропреобразователь, а воздух (с небольшим

содержанием пара) отсасывался эжектором. Для снятия перегрева пара (после прохождения его через измерительную диафрагму и добавления в него воздуха) в паропровод впрыскивалось требуемое количество конденсата. Вода, также циркулировавшая в замкнутом контуре, охлаждалась в поверхностном теплообменнике. Принятая схема обеспечивала более точное определение состава паровоздушной смеси при малых ϵ_z (пар из внешнего источника мог содержать неопределенное количество неконденсирующихся газов), постоянство расхода охлаждающей воды и поддержание чистоты труб конденсатора с водяной стороны.

Опытный конденсатор имеет в плане прямоугольное сечение с внутренними размерами 309×522 мм. Сначала в нем были установлены две латунные трубы — основная и контрольная (рис. 3,а), затем с целью получения более высоких скоростей паровоздушной смеси (при распадаемой производительности паропреобразователя) ширину рабочей части конденсатора уменьшили до 80 мм и оставили только одну трубу (рис. 3,б). По окончании опытов с одиночными трубами в том же конденсаторе был установлен 11-рядный шахматный (ромбический) трубный пучок (рис. 3,в). Во всех случаях трубы имели наружный диаметр 19 мм и активную длину 522 мм. Шаг между трубами в пучке по стороне ромба составлял 28 мм, чему отвечали относительные шаги: $\frac{s_1}{d} = 1,475$

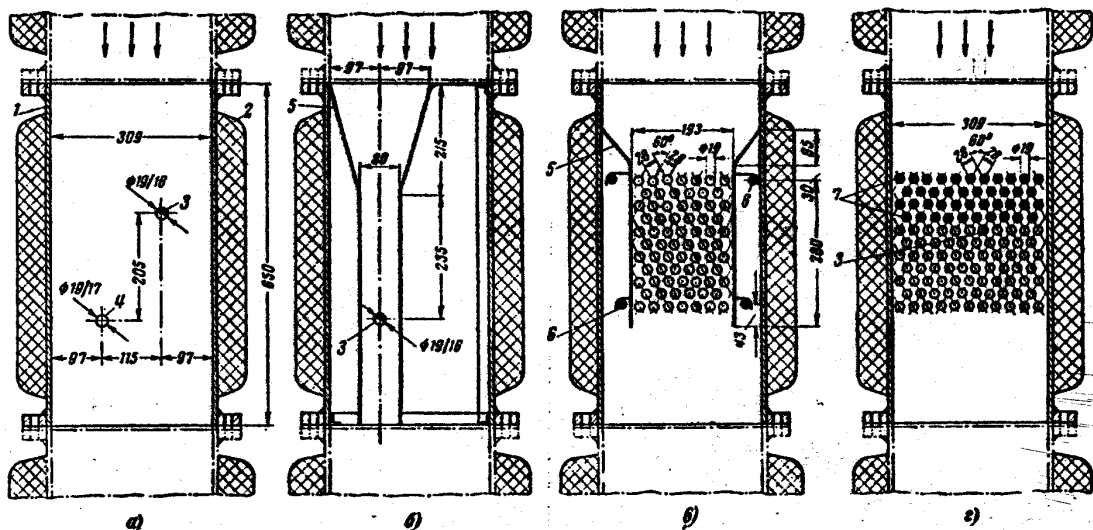


Рис. 3. Разрезы опытного конденсатора.

а, б — при установке одиночных труб; в, г — трубчатых пучков.

1 — корпус; 2 — тепловая изоляция; 3 — труба с термометром сопротивления; 4 — контрольная труба; 5 — короб (для сужения сечения); 6, 7 — заглушенные трубы.

и $\frac{s_2}{d} = 1,275$. При опытах на пучке основные измерения велись на шести трубах, расположенных в 1, 2, 3, 5, 7 и 11-м рядах (считая сверху вниз).

Задачей четвертой серии опытов являлось получение данных для области высоких концентраций воздуха в смеси и меньших ее скоростей. Это позволило несколько упростить схему установки (рис. 2,б). Пар подавался непосредственно из внешнего источника. После предварительного дросселирования он проходил через сопла, работавшие с критическим перепадом давления, и два охладителя — барботажного и пленочного типов. Ширина трубного пучка (рис. 3,г) была несколько увеличена с целью получения меньших скоростей смеси при сохранении достаточной точности измерения расхода пара. Первые четыре ряда труб были заглушены и служили лишь для гидродинамической стабилизации потока смеси, а измерения велись на одной трубе, расположенной в пятом ряду.

При всех опытах принимались необходимые меры для обеспечения и поддержания высокой воздушной плотности установки.

Расходы пара и воздуха измерялись при помощи диафрагм и сопел, а параметры паровоздушной смеси — при помощи ртутных одностеколных вакуумметров и лабораторных термометров с ценой деления $0,1^\circ\text{C}$, установленных без гильз. В последней серии опытов давление поступающей смеси контролировалось также при помощи гипсометра (рис. 4), обеспечивающего большую точность измерения при давлениях, понижавшихся в опытах до $0,047 \text{ атa}$.

Расход охлаждающей воды через выделенные трубы, на которых велись основные изме-

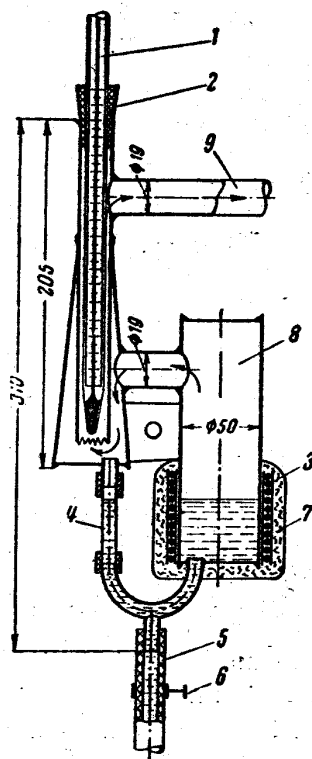


Рис. 4. Схема гипсометра.

1 — ртутный термометр; 2 — резиновая пробка; 3 — электронагреватель; 4 — водоуказательное стекло; 5 — резиновая трубка; 6 — зажим; 7 — тепловая изоляция; 8 — баллон; 9 — к паровому пространству конденсатора.

рения, определялся объемным способом, а нагрев в них воды — при помощи двадцатиспайной термобатарей (первые три серии опытов) и термометров Бекмана с ценой деления $0,01^\circ\text{C}$ (последняя серия). Поскольку часто применяющиеся для измерения температуры стенки труб термопары не обеспечивают при конденсации пара надежного определения средней температуры стенки, меняющейся как по периметру, так и по длине трубы, от их применения было решено отказаться. Температура стенки изменялась во всех опытах при помощи термометров сопротивления из медной проволоки диаметром $0,05\text{ мм}$, изолированной эмалью и шлом и заключенной в тонкий медный капилляр. Последний (с чувствительным элементом термометра сопротивления) укладывался в винтовую канавку глубиной $0,9\text{ мм}$ и шириной $0,8-0,9\text{ мм}$, выбранную по наружной стороне трубы на участке длиной 500 мм [Л. 4]. Многократные повторные тарировки термометров сопротивления показали полную стабильность их характеристик, что обеспечивалось герметичностью заделки термочувствительного элемента и невысоким уровнем измерявшихся температур.

При условиях описываемых опытов количество тепла, передававшегося от смеси к поверхности конденсатной пленки путем конвективного теплообмена, а также теплота переохлаждения конденсата были весьма малы сравнительно с теплотой фазового превращения, вследствие чего ими можно было пренебрегать.

Соответственно коэффициент массоотдачи подсчитывался по формуле

$$\beta_p = \frac{G_{\text{ж}} \Delta t_{\text{ж}} c_{\text{ж}}}{Fr(p_n - p_{n,гp})} \frac{1}{\psi}, \quad (4)$$

где $G_{\text{ж}}$ — расход охлаждающей воды (через данную трубу), $\text{кг}/\text{ч}$;

$\Delta t_{\text{ж}}$ — нагрев охлаждающей воды, $^\circ\text{C}$;

$c_{\text{ж}}$ — теплоемкость воды, $\text{ккал}/\text{кг}^\circ\text{C}$;

F — поверхность трубы (по паровой стороне), м^2 ;

r — теплота парообразования, $\text{ккал}/\text{кг}$.

Величина $p_{n,гp}$ находилась из таблиц насыщенного водяного пара по температуре $t_{гp}$, подсчитанной при помощи формулы (1). При этом значения $\alpha_{n,г} \approx \alpha_0$ (при соответствующих каждому опыту q и π) определялись по уравнению [Л. 10]

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_n} = 28,3\pi^{0,06} Nu_n^{-0,5}. \quad (5)$$

Уравнение (5) получено для области $350 \leq Re \leq 6000$. Зависимость для $\frac{\alpha_0}{\alpha_n}$ при меньших числах Рейнольдса должна, по-видимому, претерпеть некоторые изменения, но вследствие отсутствия соответствующих опытных данных уравнение (5) было использовано и для подсчетов β_p при $Re < 350$.

Окончательная обработка данных по массо-

обмену производилась в форме безразмерной зависимости вида¹:

$$Nu_D = a Re^m \pi_g^{\pi_1} \varepsilon_2^{\pi_2}. \quad (6)$$

Симплекс $\frac{R_n}{R_g}$ был при условиях описываемых опытов практически постоянным, а критерий Pr_D для паровоздушной смеси, составлявший от $0,5$ до $0,6$ (в среднем $0,55$), изменялся в пределах, не достаточных для того, чтобы можно было проверить его влияние. Постоянные в уравнении (6) находились путем последовательного приближения таким образом, чтобы при построении зависимостей соответствующих комплексов от каждого из трех аргументов отклонения опытных точек от осредняющих кривых были бы наименьшими.

Параметры и скорость поступающей смеси принимались для одиночных труб, трубы первого ряда пучка (третья серия) и пятого ряда пучка при неохлаждаемых трубах первых четырех рядов (четвертая серия) — непосредственно по данным измерений. Для труб остальных рядов пучка в третьей серии опытов они пересчитывались с целью учесть уменьшение содержания пара в смеси и скорости последней в результате предшествующей конденсации пара, а также понижения давления смеси, вызываемого сопротивлением вышележащих рядов труб. При этом количество пара, сконденсировавшегося в рядах, не имевших выделенных труб с измерениями расхода и нагрева в них воды, определялось путем интерполяции с последующей проверкой суммарного количества сконденсировавшегося пара по общему тепловому балансу опытного конденсатора. Сопротивление оценивалось по данным специально проведенных опытов [Л. 11].

При подсчетах Re бралась скорость паровоздушной смеси для набегавшего на трубу или на данный ряд труб потока. Для узкого сечения ряда труб в пучке значения скорости и числа Re в $3,1$ раза больше указанных ниже.

В качестве определяющего размера принимался наружный диаметр трубы. Физические константы принимались во всех случаях по составлению смеси перед трубой или рядом труб. Коэффициент диффузии D_p подсчитывался по формуле Россье [Л. 12], коэффициент динамической вязкости смеси — по формуле

$$\mu_{см} = \frac{(1 - \varepsilon_2) \mu_n + 1,61 \varepsilon_2 \mu_g}{1 + 0,61 \varepsilon_2}, \quad (7)$$

¹ Такую зависимость нельзя, конечно, экстраполировать на область значений ε_2 и π_g , очень близких к нулю. Для всего возможного диапазона изменения ε_2 от 0 до 1 может быть пригодно уравнение

$$Nu_D = b Re^m (1 - \pi_g)^{\pi_1} \varepsilon_2^{\pi_2},$$

хотя значения постоянных в этом уравнении могут изменяться для различных областей значений ε_2 .

где коэффициенты динамической вязкости пара (μ_p) и воздуха (μ_a) принимались по данным ВТИ [Л. 13]. Формула (7) дает для условий проведенных опытов значения $\mu_{см}$, близко совпадающие с подсчитанными по формуле Сузерленда с коэффициентами по Будденбергу и Уилки [Л. 14].

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ

Давление паровоздушной смеси изменялось в опытах от 0,047 до 0,91 *ата*. Пределы изменения других основных параметров указаны в табл. 1. В качестве примера в табл. 2 приведены результаты четвертой серии опытов (при $Re > 350$).

Несмотря на широкие пределы изменения основных параметров, данные по массообмену, полученные в результате обработки всех серий опытов, оказалось возможным описать для области $Re > 350$ при помощи одного общего уравнения:

$$Nu_D = a Re^{0.5} \kappa_g^{-\frac{1}{3}} \epsilon_z^{-0.6}, \quad (8)$$

где изменяется в зависимости от того, рассматривается ли одиночная труба или труба, расположенная в том или ином ряду пучка, только постоянный множитель a .

Результаты опытов при $Re > 350$ представлены на рис. 5—9, причем на рис. 7 и 8 нанесены данные, при получении которых параметры и скорость смеси перед рассматриваемым

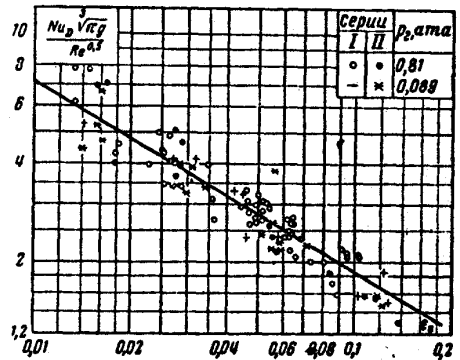


Рис. 5. Результаты I и II серий опытов (одиночная труба).

рядом труб пересчитывались указанным выше способом.

На рис. 5, 6 и 9 основная масса опытных точек ложится относительно осредняющих линий с разбросом до $\pm 15\%$. Учитывая, что при определении коэффициента массоотдачи сверх обычных погрешностей измерений вносилась дополнительная погрешность, связанная с косвенным методом определения параметров на границе раздела фаз при помощи формул (1) и (5), полученные результаты можно признать удовлетворительными.

Нарастание разброса опытных точек наблю-

Таблица 1. Пределы изменения параметров при проведении опытов¹

Величина	Обозначение	Серии опытов											
		I		II		III (1-й ряд)		III (3-й ряд)		III (5-й ряд)		IV	
		от	до	от	до	от	до	от	до	от	до	от	до
Общее давление смеси, <i>ата</i>	$p_{см}$	0,089	0,90	0,089	0,90	0,047	0,56	0,047	0,56	0,047	0,56	0,047	0,82
Парциальное давление пара в смеси, <i>ата</i>	p_p	0,089	0,81	0,089	0,81	0,044	0,50	0,346	0,50	0,046	0,50	0,046	0,50
Объемное содержание воздуха	ϵ_z	0,01	0,17	0,013	0,13	0,01	0,15	0,018	0,18	0,020	0,26	0,017	0,56
Весовая скорость смеси, <i>кг/м²·сек</i>	$(w)_{см}$	0,23	1,85	1,22	7,75	0,16	3,0	0,25	2,68	0,16	2,53	0,034	0,73
Число Рейнольдса	Re	425	2760	2310	11430	315	4810	461	4440	257	4070	45	944
Разность температур (смесь — стенка трубки), °С	θ	4,5	66,0	5,0	21,4	3,7	21,6	3,7	20,6	3,9	25,7	0,71	30,0
Удельный тепловой поток, тыс. <i>ккал/м²·ч</i>	q	25,0	280,0	33,7	271,0	30,3	152,0	29,6	146,6	22,9	142,3	1,66	149,5
Удельный поток вещества (пара), <i>кг/м²·ч</i>	g_p	47	516	59	499	53	272	51	263	40	258	2,86	272
Разность парциальных давлений пара, <i>ата</i>	Δp_p	0,004	0,73	0,0009	0,32	0,0015	0,22	0,00029	0,20	0,0019	0,37	0,00042	0,35
Безразмерная разность парциальных давлений	κ_g	0,05	0,85	0,01	0,34	0,032	0,40	0,0047	0,36	0,036	0,74	0,0085	0,43
Количество опытов с паровоздушной смесью		65		41		79		69		68		129	
Количество опытов с чистым паром		83		65		28		64		64		28	

¹ Опыты I серии велась при четырех значениях p_p , но по массообмену обработаны только опыты при крайних давлениях.

Опыты II и IV серии велась при двух значениях p_p .

Опыты III серии велась при $p_p = 0,047; 0,062; 0,09$ и $0,5$ *ата*. При обработке по массообмену использовались во всех сериях только опыты при $\epsilon_z > 0,01$.

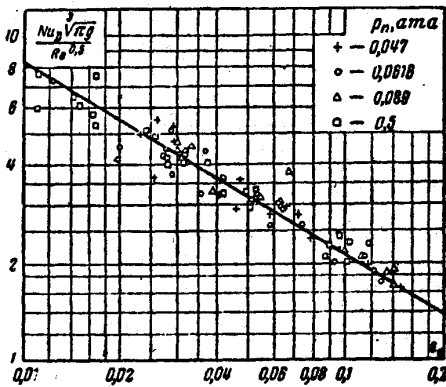


Рис. 6. Результаты III серии опытов (труба первого ряда).

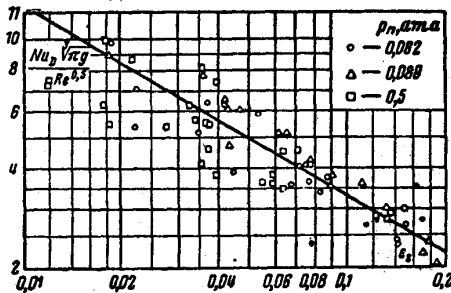


Рис. 7. Результаты III серии опытов (труба третьего ряда).

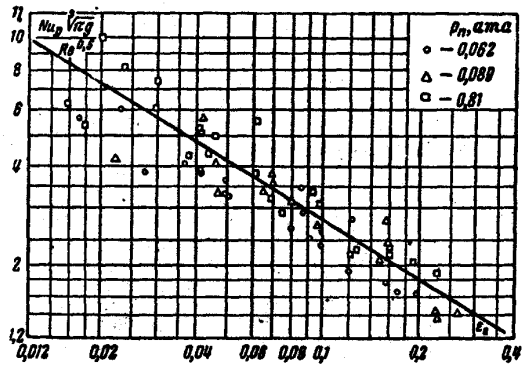


Рис. 8. Результаты III серии опытов (труба пятого ряда).

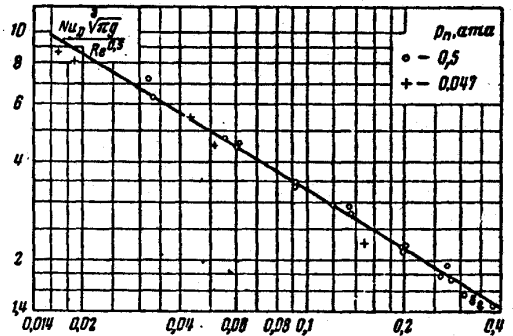


Рис. 9. Результаты IV серии опытов при $Re > 350$ (труба пятого ряда).

Таблица 2. Результаты IV серии опытов (при $Re > 350$)

$P_{cm}, \text{атм}$	$t_{cm}, ^\circ\text{C}$	α_2	$(\omega)_c, \text{кг/м}^2 \cdot \text{сек}$	$q, \text{тыс.ккал/м}^2 \cdot \text{ч}$	$g_{n.}, \text{кг/м}^2 \cdot \text{ч}$	$\theta_1, ^\circ\text{C}$	$\theta_2, ^\circ\text{C}$	$\theta_{n.}, ^\circ\text{C}$	$\Delta P_{n.}, \text{атм}$	$\beta p \cdot 10^4, \text{л/ч}$	Nu_D	Re	π_g
$t_{cm} = 31,5^\circ\text{C}$													
0,0475	31,29	0,0168	0,531	58,9	101,4	5,64	0,57	5,07	0,00151	67 400	389,5	1052	0,0318
0,0481	31,53	0,0188	0,253	60,7	104,7	6,21	0,19	6,02	0,00311	33 700	450,5	500	0,0648
0,0499	31,69	0,0427	0,271	41,9	72,2	5,09	1,23	3,86	0,00323	22 400	310,5	516	0,0648
0,0503	31,70	0,0521	0,274	40,7	70,3	5,38	1,61	3,77	0,00419	16 760	234	515	0,0835
0,0553	31,44	0,1492	0,323	33,9	58,5	7,03	4,025	3,005	0,00973	6 010	92,7	537	0,176
$t_{cm} = 80,5^\circ\text{C}$													
0,523	81,14	0,033	0,492	97,8	177,4	12,49	3,28	9,21	0,0631	2 820	363	796	0,1206
0,541	81,26	0,060	0,542	91,4	166,0	13,60	5,16	8,44	0,0970	1 711	228	846	0,1794
0,542	80,47	0,092	0,552	79,5	144,2	13,71	6,53	7,18	0,1163	1 241	165,8	834	0,2148
0,625	80,85	0,199	0,655	66,0	119,8	17,74	12,0	5,74	0,1978	605	93,0	887	0,3168
0,671	80,72	0,258	0,733	53,2	96,6	16,07	11,65	4,42	0,1922	503	83,1	944	0,2865
0,722	80,83	0,308	0,604	45,6	82,8	19,01	15,16	3,85	0,2368	350	62,2	750	0,3280
0,791	80,53	0,377	0,542	43,0	78,1	25,48	21,74	3,74	0,3015	259	50,5	644	0,3815
0,689	80,69	0,278	0,399	45,4	82,4	21,66	17,52	4,14	0,2615	315	53,4	508	0,3798
0,621	80,67	0,200	0,354	53,3	96,7	19,04	13,97	5,07	0,2217	437	66,8	480	0,3570
0,577	80,78	0,135	0,310	61,4	111,3	17,06	11,05	6,01	0,1843	605	85,9	446	0,3193
0,548	80,71	0,091	0,280	71,5	129,8	16,45	9,21	7,24	0,1579	823	110,9	423	0,2880
0,525	80,61	0,055	0,267	76,1	138,0	13,56	5,81	7,75	0,1051	1 315	169,9	419	0,2004
0,520	80,98	0,032	0,490	149,5	271,8	20,27	5,17	15,1	0,0958	2 830	362,5	793	0,1841
0,539	81,10	0,062	0,512	128,0	232,4	21,84	9,18	12,66	0,1593	1 458	193,4	795	0,2960
0,545	80,57	0,092	0,533	86,3	156,6	15,57	7,57	8,0	0,1328	1 181	158,6	802	0,244
0,578	80,89	0,133	0,574	93,3	169,2	20,89	12,23	8,66	0,2011	844	120,0	827	0,348
0,624	80,71	0,202	0,642	75,6	137,1	21,59	14,84	6,75	0,2321	592	90,9	867	0,372
0,680	80,64	0,270	0,736	69,0	125,1	23,23	17,26	5,97	0,2581	486	81,4	940	0,3795

* Примечание. $\theta = t_{cm} - t_{ст}$; $\theta_2 = t_{cm} - t_{2p}$ и $\theta_{n.} = t_{2p} - t_{ст}$. где t_{cm} — температура паровоздушной смеси, $^\circ\text{C}$; t_{2p} — температура наружной поверхности конденсатной пленки, $^\circ\text{C}$; $t_{ст}$ — температура стенки, $^\circ\text{C}$.

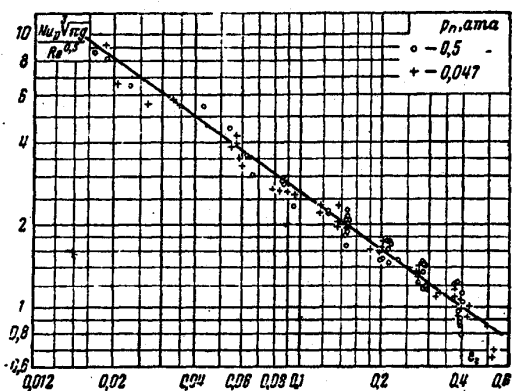


Рис. 10. Результаты IV серии опытов при $Re < 350$ (труба пятого ряда).

дается в области $\epsilon_2 < 0,03$, что объясняется очень малыми при этом значениями разности $\Delta p_n = p_n - p_{n,2p}$ и ростом вследствие этого относительной погрешности значений Δp_n и β_p , вызывавшейся неточностями определения парциальных давлений пара, особенно $p_{n,2p}$. Так, например, ошибка при определении t_{2p} в $0,1^\circ C$ могла вызывать при максимальных Δp_n погрешность до 0,5%, а при минимальных Δp_n — до 70%.

Разброс точек, естественно, выше для труб третьего и пятого рядов по данным третьей серии опытов (рис. 7 и 8) из-за погрешностей, вносившихся еще в этих случаях при пересчете параметров и скорости паровоздушной смеси для получения их значений перед названными рядами труб.

Сравнение кривых для одиночной трубы и трубы первого ряда пучка (рис. 11) показывает, что во втором случае коэффициент массоотдачи примерно на 13% выше. Кривые для трубы третьего ряда по данным третьей серии опытов и пятого ряда по данным четвертой серии опытов совпадают между собой и ложатся выше кривой для трубы первого ряда. В качественном отношении последнее хорошо согласуется с результатами исследований теплоотдачи в пучках поперечно обтекаемых труб при отсутствии изменения агрегатного состояния, свидетельствующими о нарастании турбулентности потока в первых двух—трех рядах труб, после чего структура его стабилизируется. В количественном же отношении наблюдается некоторая разница — рост коэффициента массоотдачи для третьего и пятого рядов труб сравнительно с первым рядом составил около 50% против 30—35% для «чистой» теплоотдачи в пучках.

Если сравнить между собой кривые для труб пятого ряда по данным третьей и четвертой серий опытов, то в первом случае кривая лежит несколько ниже. Следует, однако, иметь в виду, что при обработке опытов третьей серии параметры и скорость смеси перед пятым рядом труб были получены путем пересчета и, кроме

того, при этом не учитывалось при подсчете t_{2p} влияние стекающего с верхних рядов конденсата, тогда как при обработке четвертой серии опытов эти источники погрешностей отсутствовали.

Рассмотренные результаты опытов дают следующие значения постоянного множителя в уравнении (8) при $Re > 350$ и пределах изменения других параметров, указанных в таблице: одиночная труба — $a = 0,47$; первый ряд пучка — $a = 0,53$; третий и следующие ряды пучка — $a = 0,82$.

Результаты четвертой серии опытов (труба пятого ряда) для области более низких чисел Рейнольдса — от 40 до 350 — представлены на рис. 10. Нанесенная здесь осредняющая кривая описывается уравнением

$$Nu_D = 0,52 Re^{0,5} \pi \epsilon^{-\frac{1}{3}} \epsilon_2^{-0,7}. \quad (9)$$

В силу сказанного выше о распространении при обработке опытов формулы (5) на область $Re < 350$ уравнение (9) следует рассматривать как предварительное и нуждающееся в корректировке. Им можно пользоваться лишь в первом приближении и только совместно с уравнением (5).

Располагая уравнениями (8) и (9) для коэффициента массоотдачи и уравнением (5) для коэффициента теплоотдачи $\alpha_{n,1} \approx \alpha_0$, характеризующего термическое сопротивление конденсатной пленки, можно при расчете найти общий коэффициент теплоотдачи от паровоздушной смеси к стенке трубы:

$$\alpha_n = \frac{1}{\frac{1}{\beta_p} \frac{t_{2p} - t_{cm}}{p_n - p_{n,2p}} + \frac{1}{\alpha_{n,1}}}. \quad (10)$$

Значение t_{2p} , определяющее и давление $p_{n,2p}$, должно при этом находиться путем по-

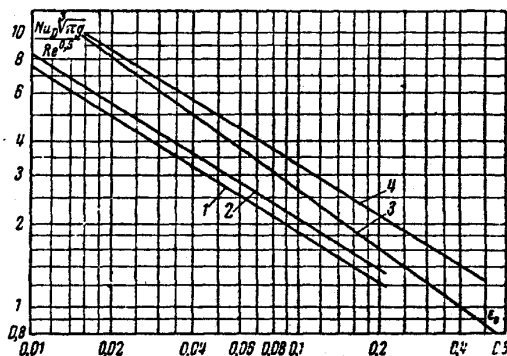


Рис. 11. Сводный график результатов четырех серий опытов.

1 — одиночная труба (I и II серия); 2 — первый ряд пучка (III серия); 3 — пятый ряд пучка при $Re < 350$ (IV серия); 4 — третий ряд пучка (III серия) и пятый ряд при $Re > 350$ (IV серия).

следовательного приближения, исходя из равенства

$$q = r\beta_p (p_n - p_{n,p}) = \alpha_{n,n} (t_{2p} - t_{cm}). \quad (11)$$

Разработанная ВТИ методика расчета позволяет свести работу по отысканию значения t_{2p} до минимума — требуется лишь один простой контрольный подсчет. Однако методика расчета аппаратов, в которых происходит конденсация пара, содержащего примесь воздуха, должна явиться предметом специального рассмотрения.

ВЫВОДЫ

1. Проведенное экспериментальное исследование подтвердило возможность обобщения опытных данных по массообмену в случае конденсации пара из движущейся парогазовой смеси при помощи предложенной ранее (в общей форме) критериальной зависимости, учитывающей влияние на коэффициент массоотдачи стейфанова потока и суммарного поперечного потока вещества.

2. Опыты подтвердили, что коэффициент массоотдачи при конденсации существенно зависит, кроме критерия Re (и Pr_D), как от содержания воздуха в паровоздушной смеси ε_2 , так и от критерия $\pi_g = \frac{\Delta p_n}{p_{cm}}$. При понижении ε_2 и π_g коэффициент массоотдачи быстро растет и при $\varepsilon_2 \rightarrow 0$, т. е. при приближении к условиям конденсации чистого пара, стремится в пределе к бесконечности. Изменение Re потока парогазовой смеси отражается на коэффи-

циенте массоотдачи заметно сильнее, чем на термическом сопротивлении конденсатной пленки.

3. Полученные критериальные уравнения (8) и (9) для коэффициента массоотдачи при конденсации пара из движущейся паровоздушной смеси на горизонтальных трубах (одиночных и в пучке) наряду с уравнением (5) для термического сопротивления конденсатной пленки позволяют более надежно оценить для разных условий общий коэффициент теплоотдачи от паровоздушной смеси к стенке трубы, чем искусственно построенные эмпирические формулы для общего коэффициента теплоотдачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Берман. „Известия ВТИ“ № 8, 1947 и № 1 1948.
2. Л. Д. Берман. Статья в сборнике „Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества“. Госэнергоиздат, 1953.
3. Л. Д. Берман. „Теплоэнергетика“ № 6, 1957.
4. Л. Д. Берман и С. Н. Фукс. „Известия ВТИ“ № 11, 1952.
5. K. Nickschall, W. A. Torgrey. Ing. Eng. Chem. № 7, 1954.
6. Л. Д. Берман. „Известия ВТИ“ № 3, 1953.
7. С. Н. Фукс. „Известия ВТИ“ № 3, 1953.
8. Л. Д. Берман. „Теплоэнергетика“ № 5, 1954.
9. Л. Д. Берман. „Теплоэнергетика“ № 8, 1955.
10. С. Н. Фукс. „Теплоэнергетика“ № 1, 1957.
11. С. Н. Фукс. „Теплоэнергетика“ № 4, 1954.
12. K. Rossie. Forschung Ing.-Wes. № 2, 1953.
13. Теплофизические свойства веществ. Под ред. Н. Б. Варгафника. Госэнергоиздат, 1956.
14. J. W. Buddenberg, C. R. Wilke. Ind. Eng. Chem. № 7, 1949.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕПЛОЙ НАГРУЗКИ ПРИ КИПЕНИИ БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ

Доктор техн наук В. Г. ФАСТОВСКИЙ и инж. Р. И. АРТЫМ

Сессоюзный электротехнический институт

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Опыты выполнены на горизонтальной никелевой проволоке 1 диаметром 0,4 мм* и длиной 50 мм, размещенной в кипя-

щей жидкости, заполняющей стеклянный цилиндрический сосуд 2. К этому сосуду приварено кольцо из ковара, что позволило создать удобное металлическое разъемное соединение из припаянного к ковровому кольцу фланца и крышки. Уплотнение осуществлялось с помощью болтов и свинцовой прокладки. Во избежание ржавления фланец, крышка и болты были полностью покрыты оловом гальваниче-

Приведены результаты исследования критической тепловой нагрузки при атмосферном давлении в зависимости от состава для смесей метанола, пропанола, изопропанола, н-бутанола, метилэтилкетона и изоамилового спирта с водой.

ским способом. Все вводы, находившиеся под напряжением, проходили через крышку и представляли собой припаянные к ней коваровые трубки, по оси которых располагались молибденовые стержни диаметром 3 мм, сваренные с трубками стеклом, изолирующим молибденовые электроды от корпуса установки. Никелевая проволока присоединялась к токоведущим молибденовым стержням 3 с помощью хромированных латунных гаек. Для измерения падения напряжения на рабочем участке длиной 50 мм к никелевой проволоке были приварены точечной сваркой потенциальные вводы 4 (никелевые проволочки диаметром 0,1 мм), концы которых присоединялись к молибденовым стержням 5. Пары жидкости поступали в конденса-

* Вследствие малых размеров теплоотдающих поверхностей полученные в этой работе данные не характерны для промышленных условий. Редакция.