

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНТАЛЬПИИ НЕРАВНОВЕСНОГО ПАРОВОГО ПОТОКА

АННОТАЦИЯ

Излагается методика определения энтальпии неравновесного потока влажного пара в испарительно-конденсационных теплообменниках (ИКТ), в том числе термосифонах (ТС) и тепловых трубах (ТТ).

1. ВВЕДЕНИЕ

Расчетные характеристики ИКТ в значительной мере зависят от принимаемой модели состояния пара, которая должна учитывать всю совокупность физических процессов, протекающих по длине парожидкостного тракта. В большинстве работ [1] принимается модель равновесного парового потока, замороженного по отношению к фазовым переходам. В общем случае процесс теплопереноса в ИКТ необходимо считать как ряд последовательно реализующихся метастабильных состояний парового потока, при которых возможно появление новых фаз. Эти фазы в процессе тепло- и массопереноса могут расти или разрушаться. Поведение таких фаз в поле аэродинамических и гравитационных сил мало изучено. Однако известно [2], что появление новых устойчивых фаз в паровом потоке может существенно повлиять на гидродинамику и теплообмен в ИКТ

2. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИССЛЕДОВАНИЯ

Традиционные способы исследования теплопереноса в ТТ и ТС основаны на термопарных измерениях. Полученные температурные поля и балансовые измерения становятся единственным критерием правильности выбранной расчетной модели состояния парового потока. Принимаемые расчетные модели значительно упрощают истинную картину протекающих в паровом потоке физических явлений. Так, например, в [1] утверждается, что объемная конденсация в ТТ вряд ли возможна, так как необходимая степень пересыщения в паровом потоке трудно достижима. Данное утверждение не учитывает влияние на процесс зарождения новой фазы таких явлений, как капельный выброс из пор фитиля испарителя вследствие наступления термокапиллярной или барокапиллярной неустойчивости межфазной поверхности [3] при больших удельных тепловых нагрузках. Известно, что присутствие таких капель в паровом потоке облегчает появление зародышей новой фазы в результате гетерофазных флуктуаций [2,3]. Электростатический заряд, появ-

ляющийся в результате трения между частицами в паровом потоке, также облегчает появление зародышей новой фазы [2]. Кроме того, ТТ представляет собой идеальную камеру Вильсона. Случайное воздействие космического излучения на пересыщенный паровой поток создаст огромное количество зародышей, которые будут длительное время поддерживать взрывной механизм гетерофазных флуктуаций [3]. Таким образом, термопарные измерения должны быть дополнены оптическими средствами контроля.

Выбор оптических средств контроля состояния парового потока обусловлен прежде всего тем, что они не искажают температурного поля, поскольку энергия, поглощаемая средой, мала по сравнению с энергией, передаваемой в процессе теплообмена. Данные методы практически безинерционны, что позволяет произвести регистрацию всего поля оптических неоднородностей на одной фотографии.

Интерференционные методы основаны на регистрации разности фаз и позволяют установить количественные связи в распределении оптических неоднородностей по всему полю течения. Эти данные могут послужить основой для оценки распределений плотности влажного пара, степени пересыщения парового потока, выявить распределение тепловых потоков по зонам теплообмена, оценить изменение энтальпии пара по ходу потока вдоль ТТ.

Теневые методы основаны на измерении освещенности и идентификации световых лучей. Они позволяют выявить области наибольших градиентов оптических неоднородностей по ходу течения влажного пара, определить положение и форму скачков конденсации в результате визуализации каустических линий. Данные методы очень удобны для исследования нестационарных процессов тепло- и массообмена.

Световой «нож» позволяет выявить наличие жидкой фазы в паровом потоке, оценить размеры и количество капелек в паровом потоке, зафиксировать на фотографии треки частиц, их форму и размеры.

Дополненные термопарными измерениями температуры пара в реперных точках (для расшифровки интерферограмм) эти методы позволяют получить объективную информацию о механизмах переноса тепла, массы и импульса в паровом потоке ИКТ, недоступную для традиционных методов экспериментального исследования.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИЧЕСКОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОГО ПАРОВОГО ПОТОКА В ТТ

Исследование оптических неоднородностей проводилось в парожидкостном тракте плоской модели ТТ с боковыми прозрачными стенками [4]. Основным прибором для регистрации оптических неоднородностей был интерферометр Маха – Цендера ИТ-244 производства ЛОМО. Рабочее поле прибора имело диаметр 70 мм. Компенсационная камера позволяла регулировать оптический ход опорного луча. Подсветка интерферометра производилась источником света ЛГ-52 с $\lambda = 0,6328$ мкм.

Визуализация методом оптический световой «нож» осуществлялась с помощью источника интенсивного монохроматического света ЛГН 404А, длина волны которого $\lambda = 0,45 \pm 0,035$ мкм. Плоскость светового «ножа» формировалась системой

линз и коллиматором. Толщина «ножа» устанавливалась равной 2 мм. Тонкая настройка осуществлялась набором стеклянных пластин и оптическим клином. На рис. 1–2 представлены результаты визуализации неравновесного парового потока [4].

4. РАСШИФРОВКА ИНТЕРФЕРОГРАММ НЕРАВНОВЕСНОГО ПАРОВОГО ПОТОКА

По интерферограммам двумерных или цилиндрических объектов можно определить не только поля плотности и температуры, но и информацию общего характера, например энтальпию парового потока в выделенном объеме шлиры относительно невозмущенной среды.

Из [5] следует, что теплосодержание шлиры относительно невозмущенной среды ΔH , Дж, прямо пропорционально изменению показателя преломления в области шлиры:

$$\Delta H(X, Y, Z) = k_n \Delta n(X, Y, Z),$$

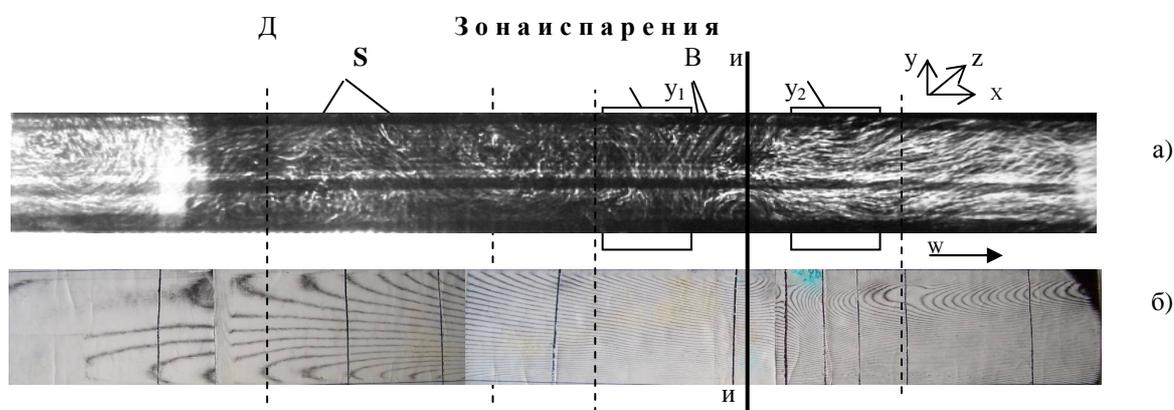


Рис.1. а) визуализация оптических неоднородностей методом светового «ножа». Теплоноситель – ацетон. Тепловая нагрузка $Q = 230$ Вт. $Re = 460$, $Re_r = 30$. Совмещение фотографий с интерферограммой по сечению и-и, выхода из испарителя, В – вихри на выходе из испарителя, S – синусоидальное движение основного потока; определение влажности в указанных областях: $y_1 = 4,8\%$, $y_2 = 38\%$;

б) интерферограммы течения, настройка интерферометра Маха-Цендера на полосу бесконечной ширины.

Зона конденсации

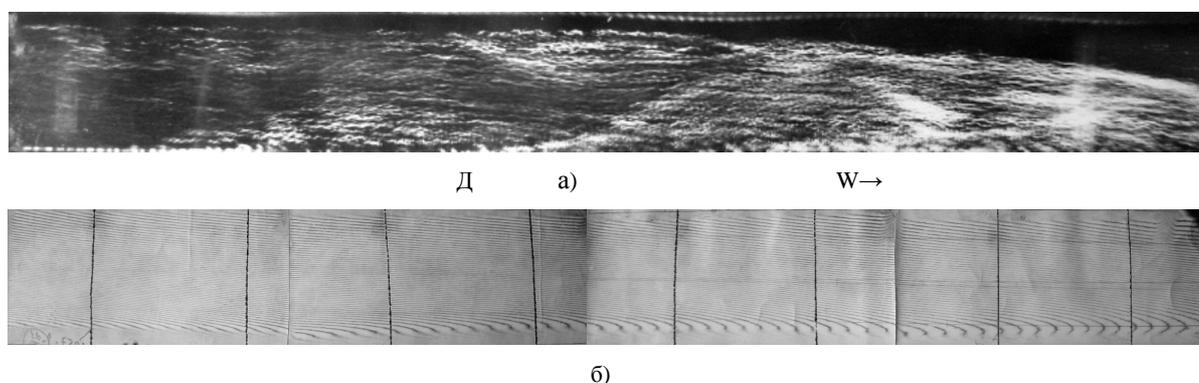


Рис.2. а) визуализация течения влажного пара в зоне конденсации, Д-область восстановления давления ($dP/dX > 0$); $W \rightarrow$ направление движения пара. б) интерферограмма течения в конденсаторе; тепловая нагрузка – режим по рис.1.

где k_n – коэффициент пропорциональности, а Δn – изменение показателя преломления относительно невозмущенной среды. Во всей области шлиры полное теплосодержание будет

$$\Delta H_{\Pi} = k_n \iiint \Delta n(X, Y, Z) dx dy dz. \quad (1)$$

Интегрирование частично выполняется световым лучом. Эта часть интеграла получается в виде разности фаз

$$S(X, Y) = 1/\lambda \int_{\text{®}} \Delta n dz, \quad (2)$$

где ® – траектория луча.

Для энтальпии относительно невозмущенной среды можно записать

$$\Delta H_{\Pi} = \rho c_p (T - T_0), \quad (3)$$

$$\Delta n = (n - n_0) = (dn/dT)(T - T_0), \quad (4)$$

где c_p , ρ , n и T – удельная теплоемкость, плотность, показатель преломления и температура в объеме шлиры (средние для всей области шлиры); n_0 и T_0 – показатель преломления и температура невозмущенной среды (в нашем случае в начале испарителя, определенные по показаниям термомпар); dn/dT – температурный градиент показателя преломления (физическая постоянная среды). В [5, 7–9] принималось $k_n = -2/3 (c_p T_0 / \bar{\nu}) (\rho / \rho_0)$.

Описанный выше метод был использован в опытах Ханнеса [9] для исследования электрического разряда в воздухе. Такой разряд создает неупорядоченную шлиру с неопределенными рваными границами, поэтому определить энтальпию [Дж/м³] невозможно. Принималось весьма сомнительное допущение, что в изучаемой области $\rho/\rho_0 = 1$. Тем не менее погрешность метода не связывалась с принятым допущением, а объяснялась погрешностью при обработке интерферограммы и оценивалась в 11%.

В ИКТ градиенты оптической неоднородности создаются процессами вдува – отсоса при практически изотермичных условиях, следовательно, можно принять, что $(\partial n / \partial \rho)_T d\rho \gg (\partial n / \partial T)_\rho dT$, тогда для (4) будет $\Delta n = (n - n_\infty) = (dn/d\rho)(\rho - \rho_\infty)$. Тогда

$$\Delta H_{\Pi} = c_p T_0 (\rho - \rho_0),$$

$$k_n = (\Delta H_{\Pi} / \Delta n) = \frac{c_p T_0 (\rho - \rho_0)}{(dn/d\rho)(\rho - \rho_0)} = \frac{c_p T_0}{dn/d\rho}.$$

Общее физическое соотношение между показателем преломления и плотностью для паров, показатель преломления которых близок к единице, можно записать в упрощенном виде (уравнение Гладстона-Дейла):

$$\bar{\nu} \rho = \frac{2}{3} (n - 1),$$

из которого следует

$$dn/d\rho = 3/2 \bar{\nu}.$$

Выражение для k_n будет иметь вид

$$k_n = \frac{2}{3} (c_p T_0) / \bar{\nu}.$$

В данном случае k_n не зависит от ρ/ρ_0 .

Далее можно записать выражение для определения изменения энтальпии относительно невозмущенной среды (начало испарителя) в результате процессов вдува-отсоса:

$$\Delta H_{\Pi} = \frac{2}{3} (c_p T_0 / \bar{\nu}) \lambda \iint S(X, Y) dx dy.$$

Далее разобьем рабочий участок ГТ на объемы одинаковой величины, в пределах которых можно считать $k_n = \text{const}$. Тогда в первом объеме будет определена энтальпия торможения $H_0 = c_p T_0 \rho_0 - \Delta H_{\Pi}$, а в следующих – H_{0i} . Разность между этими значениями будет отражать тепломассообмен, состоявшийся на границах и внутри выделенного объема. Формула для расшифровки интерферограммы в конечном виде будет

$$\Delta H_{\Pi} = 2/3 (c_p T_0 / \bar{\nu}) \lambda \sum_{y=0}^{y=n} \Delta y \left[\sum_{x=0}^{x=n} (S \Delta x) \right].$$

4.1. Практическая реализация метода

Настройка интерферометра Маха-Цендера на полюсу бесконечной ширины позволяет получить поле оптической разности фаз $S(X, Y)$ совпадающее с полем линий одинаковой плотности. При такой настройке получают дискретные значения $S(X, Y)$, т.е. определяются положения последовательных максимумов ($S = 0, -1, -2, \dots$) и минимумов ($S = -0,5, -1,5, \dots$). В начале зоны испарения пар практически неподвижен, интерферограмма показывает незначительные градиенты плотности, рис.1, б. Термомпарные измерения подтверждают данное обстоятельство. Эту область можно принять за невозмущенную среду с параметрами ρ_0, T_0 , в которой точно определяется положение полосы $S=0$, относительно которой определялось положение других максимумов. Точное положение максимумов и минимумов определялось фотометром с длинной и узкой щелью по фотографиям, полученным эквидистантным методом. На рис. 3 представлены результаты измерений. Семейство этих кривых представляет топографическую диаграмму разности фаз $S(X, Y)$ (эйконал шлиры).

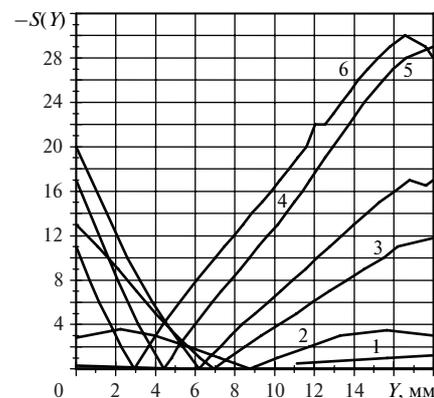


Рис. 3. Распределение разности фаз $S(Y)$ по вертикалям: 1 – $X = 45,2$ мм; 2 – 75; 3 – 113; 4 – 124,5; 5 – 140,5; 6 – 146,5

На следующем этапе производится планиметрическое определение интеграла $I(X) = \int S(Y) dY$ для

различных плоскостей пересечения с линиями $X=\text{const}$. Значения этого интеграла приведены на рис.4.

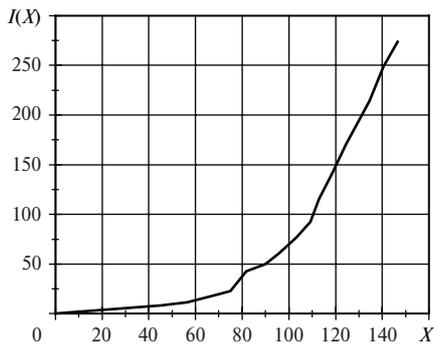


Рис. 4. Зависимость $I(X) = \int S(Y)dY$ полученная для различных плоскостей вдоль оси ТТ

Интегрирование этой кривой дает интеграл $\iint -S(Y,X) dY dX = -94,66 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, пропорциональный энтальпии. Для дальнейшего расчета принимались следующие данные:

$$c_p = 1,371 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К}),$$

$$\rho_0 = 2,445 \text{ кг}/\text{м}^3,$$

$$T_0 = 329,1 \text{ К},$$

$$\check{\rho} = 0,296 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$k_n \cdot \lambda = 636,4 \text{ Дж}/\text{м}^2.$$

В результате изменение энтальпии относительно невозмущенной среды $\Delta H_{\Pi} = k_n \lambda \iint -S(Y,X) dY dX = 636,4 \text{ Дж}/\text{м}^2 \cdot 94,66 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 = -6,024 \text{ Дж}$.

4.2. Оценка погрешности

Если предположить, что разность фаз $S(Y,X)$ известна с точностью $\Delta S = 0,1$ во всей области шлиры, то имея в виду, что энтальпия равна $\Delta H_{\Pi} = k_n \lambda \iint S(Y,X) dY dX$, получим погрешность

$$\Delta H^* = k_n \lambda \Delta S \iint dY dX,$$

где $\iint dY dX$ – площадь, занимаемая шлирой в интерференционной картине. Здесь $A = \iint dY dX = 0,02117 \text{ м}^2$, а $\Delta H^* = 636,4 \text{ Дж}/\text{м}^2 \cdot 0,1 \cdot 2,62 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 = 0,167 \text{ Дж}$. Следовательно,

$$\Delta H^*/\Delta H_{\Pi} = 0,027 = 2,7\%.$$

Высокая точность достигнута благодаря высоким градиентам поля показателей преломления и

незначительной ошибки, обусловленной дифракционными искажениями на краях модели ТТ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оптические методы позволяют выявить труднодоступные для исследования параметры состояния неравновесного парового потока:

- изменение энтальпии неравновесного парового потока,
- потери энергии в скачке конденсации,
- оценить степень пересыщения пара в ТТ,
- распределение плотности пара в объеме парожидкостного тракта,
- распределение тепловых потоков вдоль теплообменных плит ТТ.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$\check{\rho}$ – удельная преломляющая способность, $\text{м}^3/\text{кг}$;

c_p – удельная теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$;

k_n – коэффициент пропорциональности, $\text{Дж}/\text{м}^3$;

S – оптическая разность хода;

$I(X)$ – значения интеграла, определенного по распределению разности фаз (см. рис. 3), м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ивановский М.Н., Сорокин В.П., Ягодкин И.В.** Физические основы тепловых труб. М., 1978.
2. **Дейч М.Е., Филиппов Г.А.** Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергия, 1968. 422 с.
3. **Павлов П.А.** Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: УрО АН СССР, 1988. 241 с.
4. **Шульц А.Н.** Экспериментальное исследование механизмов тепломассопереноса в паровом потоке тепловых труб: Автореферат дисс. ... канд. техн. наук. М., 1990. 22 с.
5. **Хауф В., Григуль У.** Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир, 1973. 240 с.
6. **Сивухин Д.В.** Общий курс физики. Оптика: Учебное пособие. –2-е изд., испр. М.: Наука, 1985. 752 с.
7. **Schardin H.** Die Schlierenverfahren und ihre Anwendungen // Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd 20, Springer, Berlin. 1942. S. 303–439.
8. **Kennard R. B.** An optical method for measuring temperature distributions and convective heat transfer // *Bur. Std. Res.* 1932. № 8. 787–805
9. **Hannes H.** Inerferometrische Messung der thermischen Energie von elektrischen Funken // *Forsch. Geb. Wes.* 1963. №29. P. 169–175.