



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. А. Аляев, В. Н. Ветошкин, А. Г. Усманов, Л. С. Яновский, Радиационно-кондуктивный перенос энергии в жидких углеводородных теплоносителях, *ТВТ*, 1990, том 28, выпуск 6, 1189–1194

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.173

11 февраля 2025 г., 16:27:30



УДК 536.22 © 1990 г.

*В. А. Алеев, В. Н. Ветюшкин, А. Г. Усманов,
Л. С. Яновский*

РАДИАЦИОННО-КОНДУКТИВНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯХ

Приведены результаты экспериментального и численного исследования радиационно-кондуктивного переноса тепла в плоских слоях нормальных алканов и углеводородных топлив в широком интервале температур, включая околокритическую и закритическую области. Измерения выполнены оптическим методом на двухлучевом дифракционном интерферометре. Результаты экспериментов сопоставляются с расчетами по приближенной модели с использованием спектров поглощения сред. Предложена методика оценки параметров радиационно-кондуктивного переноса тепла в подобных веществах, а также молекулярной теплопроводности.

В последние два десятилетия широкое распространение получили углеводородные теплоносители для мягкого регулируемого обогрева промышленных установок. Частичная прозрачность этих веществ в инфракрасной области теплового излучения приводит к появлению радиационной составляющей полного теплового потока, сильно возрастающей с увеличением температуры. Учет этого эффекта необходим как в практике измерения молекулярной теплопроводности, так и при разработке теплообменных аппаратов.

В данной работе выполнено исследование радиационно-кондуктивного переноса энергии (РКПЭ) в плоских слоях нормальных алканов, их смесей и углеводородных топлив в широком интервале параметров состояния, включая околокритическую и закритическую области.

Исследования проводились на установке (рис. 1), основными элементами которой являются: двухлучевой дифракционный интерферометр на базе теневого прибора ИАБ-451, измерительный узел, в котором регулирование распределения температуры обеспечивается воздушным термостатированием и охранными нагревателями, системы регулирования и измерения температуры, система для создания разрежения в вакуумной камере, а также заполнения и создания давления.

Измерительный узел, в котором реализована модель бесконечного плоского слоя, содержит основные и охранные нагреватели, управляемые регулятором ВРТ-3 и компаратором Р 3003. В качестве датчиков температуры использованы термодары. Измерительный узел размещен в вакуумной камере, что обеспечивает устойчивость интерференционного изображения и снижение тепловых потоков, искажающих установившееся распределение температуры. Давление в системе поддерживается грузопоршневым манометром с мембранным разделителем.

Обработка интерферограмм проводилась по методике, учитывающей фазовые искажения от оптических окон измерительного узла и специальных оптических компенсаторов, расширяющих рабочий диапазон прибора ИАБ-451 [1].

Расчетные соотношения для обработки интерферограмм получены на основе уравнения идеального интерферометра, а погрешность такого допущения учитывалась путем поправок. Для идеального интерферометра соотношение, связывающее градиент температуры фазового объекта с градиентом фазового сдвига, имеет вид [2]

$$\frac{dT}{dy} = \frac{\lambda}{l} \left(\frac{dn}{dT} \right)^{-1} \frac{dS}{dy} \quad (1)$$

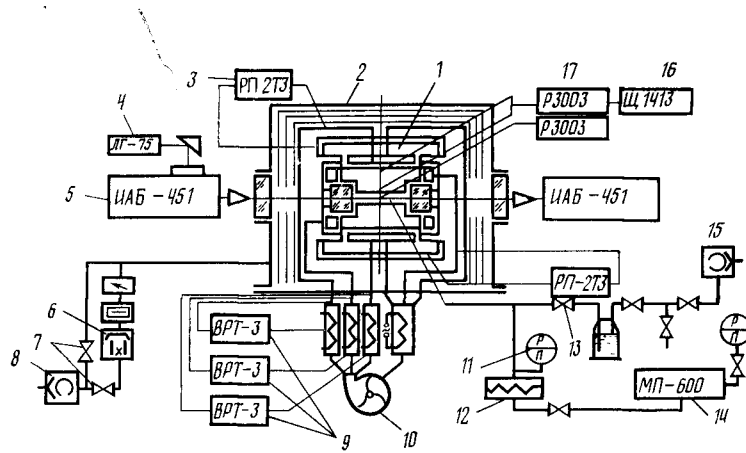


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — измерительный узел; 2 — вакуумная камера; 3 — регулятор температуры; 4 — лазер; 5 — интерферометр; 6-8 — вакуумная система; 9 — регулятор температуры; 10 — вентилятор; 11-15 — система заполнения и создания давления; 16, 17 — система измерения

где λ — длина волны оптического квантового генератора; l — протяженность объекта по ходу луча; dn/dT — температурный градиент показателя преломления вещества; dS/dy — градиент фазового сдвига.

В случае настройки интерферометра на полосы бесконечной ширины градиент фазового сдвига равен обратной величине локальной плотности полос на интерферограмме. При настройке интерферометра на полосы конечной ширины, расположенные вертикально, градиент температуры фазового объекта может быть определен по соотношению [2]

$$\frac{dT}{dy} = \frac{\lambda}{l} \left(\frac{dn}{dT} \right)^{-1} \frac{dx}{dy} \frac{1}{b_k}, \quad (2)$$

где x, y — координатные оси; b_k — ширина интерференционной полосы.

Для оценки радиационного вклада в эффективный тепловой поток рассмотрим отношение полного теплового потока к его среднеинтегральной кондуктивной составляющей

$$\kappa = q_x / \frac{1}{H} \int_0^H q_k(y) dy. \quad (3)$$

Здесь H — толщина слоя жидкости.

Учитывая, что на границе стенка — жидкость собственная радиация жидкости стремится к нулю, а полный тепловой поток складывается из кондуктивного потока на границе стенки и радиационного потока от стенки, соотношение (3) можно записать в виде

$$\kappa = \frac{(dT/dy)_{ст}}{(1-\alpha)\Delta T/H}, \quad (4)$$

где α — доля плотности радиационного потока от граничных поверхностей к полному тепловому потоку.

В случае известных линейных фазовых искажений (от юстировки окон измерительного узла либо компенсаторов) выражение для определения градиента температуры фазового объекта имеет вид

$$\frac{dT}{dy} = \frac{\lambda}{l} \frac{1}{dn/dT} \left(\frac{dx}{dy} \bar{S}_x + \bar{S}_y \right), \quad (5)$$

где $\bar{S}_x = \sum_{i=1}^n \left(\frac{dS}{dn} \right)_{x_i}$ и $\bar{S}_y = \sum_{i=1}^n \left(\frac{dS}{dn} \right)_{y_i}$ — суммы проекций векторов

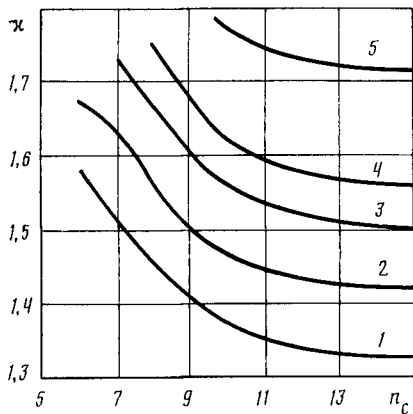


Рис. 2

Рис. 2. Влияние температуры и молекулярной массы вещества на соотношение плотностей полного и кондуктивного тепловых потоков в плоском слое *n*-алканов (толщина слоя $5,32 \cdot 10^{-3}$ м, $\bar{\epsilon} = 0,25$): 1 — $T = 460$ К, 2 — 500, 3 — 530, 4 — 550, 5 — 600

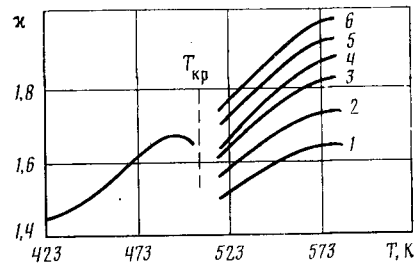


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость соотношения полного и кондуктивного тепловых потоков в *n*-гексане от температуры (толщина слоя $5,32 \cdot 10^{-3}$ м): 1 — $P = 1,98$ МПа; 2 — 2,22; 3 — 2,62; 4 — 3,16; 5 — 3,49; 6 — 5,98

плотности полос, создаваемых компенсаторами либо оптическими окнами измерительного узла, на соответствующие координатные оси.

После подстановки (5) в (4) имеем следующее расчетное соотношение:

$$\kappa = \frac{(dx/dy)_{ст} + \bar{S}_y / \bar{S}_x}{(1 - \alpha)(L/H + \bar{S}_y / \bar{S}_x)}, \quad (6)$$

где L — горизонтальная проекция интерференционной полосы.

Анализ показал, что относительная погрешность измерения величин $\Delta T(y)$ и κ составляет 2–3% в интервале температур до 473 К и 3–4% вблизи критических температур.

Экспериментально установлено, что для *n*-алканов (рис. 2) и топлив обнаружено сильное возрастание доли радиационного переноса с ростом температуры (n_c — число атомов углерода в молекуле). При температурах ниже критических на 20–30 К радиационная и кондуктивная составляющие становятся сопоставимыми. При этом с ростом молекулярной массы вещества имеет место асимптотическое уменьшение доли радиационного переноса в достаточно широком интервале температур. С увеличением толщины слоя жидкости возрастает доля радиационного переноса. Обнаружено anomalous изменение соотношения полного и кондуктивного потоков вблизи критической точки (рис. 3), проявляющееся в подавлении доли радиационного переноса. По нашему мнению, этот эффект связан с anomalous ростом теплопроводности в околкритической области параметров состояния [3, 4], а также с тем, что спектральные коэффициенты поглощения не имеют в этой области anomalous изменений [5, 6].

Отметим, что для топлив, имеющих различный состав, отмеченные выше зависимости аналогичны. Это объясняется сходством спектров поглощения, близкими значениями коэффициентов молекулярной теплопроводности, а также свойственной насыщенным углеводородам закономерностью асимптотического изменения характеристик радиационно-кондуктивного переноса при увеличении молекулярной массы.

Полученные экспериментальные данные позволили оценить степень достоверности различных моделей и использовать последние для анализа обнаруженных в эксперименте закономерностей. Для проведения численных исследований были выполнены сопряженные измерения спектров поглощения и показателей преломления углеводородов, а также спектров отражения плоских образцов материала, из которого изготовлены граничные поверхности измерительного узла (нержавеющая сталь 12X18H10T).

Спектральные коэффициенты поглощения топлив Т-8В при температуре 298 К

ω , см^{-1}	K , м^{-1}	ω , см^{-1}	K , м^{-1}	ω , см^{-1}	K , м^{-1}	ω , см^{-1}	K , м^{-1}
4000	1 563	2640	4 689	1390	10 049	830	2680
3950	1 173	2600	4 019	1340	10 049	810	5136
3800	989	2550	1 898	1320	6 252	800	3015
3750	759	2470	1 005	1300	7 034	770	6476
3630	529	2450	1 035	1250	4 131	760	5024
3590	267	2440	1 196	1210	3 238	745	8262
3550	230	2390	1 334	1190	3 145	740	6476
3460	414	2350	759	1170	4 689	730	7590
3360	759	2250	644	1150	4 689	710	2791
3320	713	2170	621	1110	3 014	700	4466
3270	805	2150	230	1070	3 684	690	837
3230	1 340	2040	414	1060	3 349	670	223
3180	2 791	1970	230	1030	4 019	620	230
3130	2 791	1920	460	990	3 684	590	460
3090	3 573	1840	414	970	4 801	540	874
3050	6 364	1720	670	960	3 908	510	345
3030	10 049	1650	1 228	940	4 131	470	529
2790	10 049	1610	3 796	930	3 513	440	1173
2750	5 359	1570	1 786	920	4 019	370	60
2720	7 369	1540	2 563	910	3 908	300	69
2700	5 025	1490	10 049	890	4 131	270	299
2680	5 136	1430	10 049	860	2 680	230	115
2660	5 806	1410	6 141	850	3 796	100	120

Спектры поглощения углеводородов регистрировались на разнотипных спектрофотометрах в диапазоне волновых чисел $70\text{--}4000\text{ см}^{-1}$ вплоть до температур кипения при нормальных условиях.

Использовались кюветы толщиной $10^{-5}\text{--}10^{-3}$ м, что позволило измерить с необходимой точностью коэффициенты поглощения во всем спектральном интервале. В качестве примера в таблице приведены данные по коэффициентам поглощения топлива Т-8В в том виде, в котором они использовались в расчетах.

Для веществ, по которым отсутствовали справочные значения показателей преломления, последние определялись на рефрактометре ИРФ-23. Температурная зависимость показателя преломления рассчитывалась по соотношению Лорентц — Лоренца.

На спектрофотометре SPECORD-80М и терморadiометре ТРМ-И были измерены интегральная нормальная степень черноты (в интервале $4\text{--}40\text{ мкм}$) и угловые спектральные коэффициенты отражения образцов материала 3, 8 и 10 классов шероховатости, из которого изготавливались граничные поверхности измерительного узла, при двух углах падения (20° и 70°) и двух компонентах поляризации. Коэффициенты отражения оказались слабой монотонной функцией частоты излучения, что позволило принять их в расчетах постоянной величиной.

Величина интегральной нормальной степени черноты для поверхностей по данным измерений на терморadiометре составила $\varepsilon_n=0,15$, что достаточно хорошо согласуется с результатами измерения угловых коэффициентов отражения.

Приемлемую точность дают вычисления по приближенной модели Польша, реализованной в селективно серой постановке [7]. Расчеты по этой модели хорошо согласуются с результатами экспериментов на n -алканах и топливах. При этом обнаружено, что использование спектров, относящихся к нормальным условиям, для расчетов при повышенных температурах вплоть до значений ниже критических на $20\text{--}30\text{ К}$ не приводит к значительной погрешности.

В расчетах использовалась интегральная полусферическая степень черноты граничных поверхностей, равная $\sim 0,25$ для поверхностей измерительного узла.

Практически значимыми являются закономерности РКПЭ в смесях углеводородов. Были выполнены измерения соотношения полного и кондуктивного потоков в бинарной смеси n -гексан — n -декан при толщине

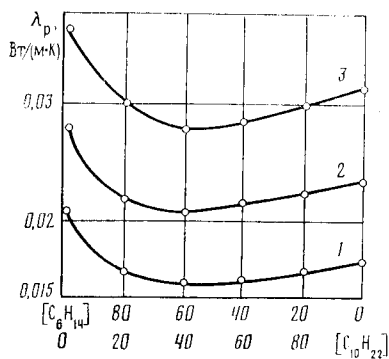


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость радиационной теплопроводности смеси н-гексана и н-декана от концентрации компонентов (в %) при различных температурах: 1 – 373 К; 2 – 423; 3 – 473; точки – эксперимент; линии – расчет по модели [7]

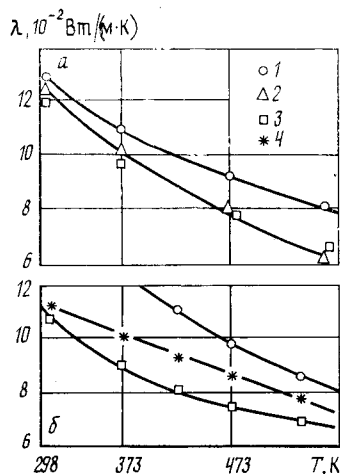


Рис. 5

Рис. 5. Температурная зависимость теплопроводности н-октана (а) и топлива Т-8В (б): 1 – данные [8]; 2 – [9]; 3 – эксперимент авторов; 4 – [10]

слоя $5,32 \cdot 10^{-3}$ м в интервале температур 293–473 К. Установлено, что изменение соотношения потоков в этой смеси не подчиняется правилу аддитивности, что обусловлено существенным отличием спектров поглощения смеси по сравнению со спектрами исходных компонентов. Детали этого эффекта выявлены численным моделированием с использованием спектров поглощения смесей. Обнаружено, что основной интервал изменения соотношения потоков приходится на смеси, в которых концентрация н-декана не превышает 20–30%. Расчеты показывают, что при увеличении концентрации н-декана радиационный поток уменьшается и при значении концентрации 40% становится даже меньше, чем в чистом н-декане (рис. 4). Это связано с тем, что на достаточно насыщенный спектр н-гексана накладывается сильное фоновое (в области прозрачности) поглощение н-декана. В совокупности это приводит к тому, что смесь становится менее прозрачной, чем исходные компоненты.

На основании проведенных исследований предложена методика оценки молекулярной теплопроводности, согласно которой необходимо иметь экспериментальные данные по соотношению потоков χ , а также расчетное интегральное значение плотности теплового радиационного потока по приближенной модели.

Для иллюстрации на рис. 5, а приведены расчетные значения молекулярной теплопроводности н-октана. Сопоставление результатов расчета со справочными данными показывает, что последние содержат систематическую погрешность, обусловленную радиационным переносом, которая сильно возрастает с увеличением температуры.

На рис. 5, б приведены рассчитанные указанным методом значения молекулярной теплопроводности топлива Т-8В, сопоставленные с известными значениями теплопроводности [8–10]. Видно, что часть данных содержит систематическую погрешность, обусловленную радиационным переносом, которая увеличивается с ростом температуры. Следует отметить, что использованный подход является оценочным и может быть полезен для выявления систематической погрешности исходных данных по теплопроводности в случае, если известен тип экспериментальной установки, на которой они получены. Погрешность определения молекулярной теплопроводности таким методом составляет 3–4%.

Как известно, полупрозрачность сред приводит к интенсификации теплообмена по сравнению с непрозрачными. Полученные в данной ра-

боте результаты позволяют оценить этот эффект. В [11, 12] получены соотношения, определяющие полный тепловой поток в зависимости от оптической толщины и радиационно-кондуктивного параметра N . Поскольку последний комплекс получен в сером приближении, более правомерным представляется использование его усредненного по спектру значения. Таким эквивалентом является соотношение вида $N = \bar{q}_h / \bar{q}_p = (\kappa - 1)^{-1}$, где значения κ для ряда веществ получены в наших экспериментах, а также могут быть вычислены по используемой модели. Например, для случая ламинарного течения полупрозрачной среды n -гептана в щелевом канале при температурах ~ 473 К и толщине щели $(3-4) \cdot 10^{-3}$ м, когда $N=1$, получим, что прозрачность среды должна привести к увеличению коэффициента теплоотдачи на 15–20%. Оптическая толщина при этом находится в интервале $1 < \tau < 4$.

В рассмотренной модели принято, что граничные поверхности являются черными. Как показали проведенные расчеты, для исследуемых веществ при толщинах слоя выше $2 \cdot 10^{-3}$ м влияние отражательных характеристик границ становится менее сильным, чем в тонких слоях. Поэтому следует ожидать, что, например, при интегральной полусферической степени черноты стенок $\varepsilon \approx 0,25$ интенсификация теплоотдачи будет примерно такой же.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ветошкин В. Н., Аляев В. А., Ветошкина Л. Г. Экспериментальная установка для исследования РКТ в плоских слоях жидкостей оптическим методом. Казань, 1987. 12 с. — Деп. в ОНИИТЭхим 12.11.87, № 274-ХП.
2. Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир, 1973. 238 с.
3. Назиев Я. М. // Энергетика и транспорт. 1970. № 6. С. 174.
4. Азундов Т. С., Гасанова Н. Э. // Нефть и газ. 1969. № 7. С. 59.
5. Бударин П. И. Интегральный коэффициент поглощения углекислого газа и этилена (область фазового перехода и закритическое состояние): Дис. ... канд. техн. наук. Казань, 1984. 140 с.
6. Артюховская Л. М., Шиманская Е. Т., Шиманский Ю. И. // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 37. № 5. С. 935.
7. Grigull V., Schodel G. // Int. Konf. Warmestrahlung. Versailles. 1970. V. 4. P. 1.
8. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
9. Кравчук С. Н., Филиппов Л. П. // В кн.: Тепло- и массообмен в химической технологии. Казань: Казанск. химико-технолог. ин-т. 1985. С. 3.
10. Дубовкин Н. Ф., Маланничева В. Г., Массур Ю. П., Федоров Е. П. Физико-химические и эксплуатационные свойства реактивных топлив. Спр. М.: Химия, 1985.
11. Viscanta R. // Int. J. Heat Transfer. 1963. V. 85. P. 318.
12. Viscanta R. // Appl. Sci. Sect. A. 1964. V. 13. P. 291.

ЦИАМ им. П. И. Баранова

Поступила в редакцию
08.08.89