[3] Каган Ю. М., Кононец Ю. В., Джаманкызов Н. К. ЖЭТФ, 1978, 74, с. 288. [4] Andersen H. H., Bay H. L., J. Appl. Phys., 1974, 45, p. 953. [5] Hofer W. O. Nucl. Instr. Meth., 1980, 170, p. 275. [6] Молчанов В. А., Сошка В. ЖТФ, 1965, 35, с. 963. [7] Машкова Е. С., Молчанов В. А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980, с. 256. [8] Staundenmaier G. Rad. Effects, 1973, 18, p. 181.

Поступила в редакцию
03.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 536.223

О ВЕЛИЧИНЕ ДИФФУЗИОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ЖИДКИХ СМЕСЯХ

С. Н. Кравчун, Д. Я. Пяста

(кафедра молекулярной физики)

Процесс теплопроводности в жидких и газовых смесях осложнен перекрестными эффектами. В смесях градиент температуры вызывает не только поток тепла, но и диффузионный поток (термодиффузия, эффект Соре) и, наоборот, градиент концентрации служит причиной не только диффузионного потока, но и потока тепла (диффузионная теплопроводность, эффект Дюфора). Вследствие этого для описания процесса переноса тепла вводятся два коэффициента теплопроводности: λ_0 — теплопроводность системы, однородной по концентрации ($\nabla c_1 = 0$), и λ_∞ — теплопроводность системы в стационарном состоянии ($J_1 = 0$).

Выражения для потока тепла и массы в покоящейся бинарной смеси имеют вид [1]

$$J_q = -\lambda_0 \nabla T - \rho_1 \frac{\partial \mu_1}{\partial c_1} T D' \nabla c_1, \tag{1}$$

$$J_1/\rho = -c_1 c_2 D' \nabla T - D \nabla c_1, \tag{2}$$

где J_q — приведенный поток тепла, J_1 — диффузионный поток, ρ — плотность, T — абсолютная температура, c_1, c_2 — весовые концентрации компонент, D' — коэффициент Дюфора, D — коэффициент взаимной диффузии, μ — химический потенциал.

Из (1), (2) следует выражение для диффузионной теплопроводности λ^*:

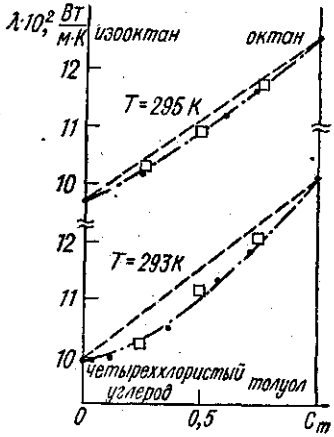
$$\lambda^* = \lambda_0 - \lambda_\infty = c_1 c_2 \rho_1 \frac{\partial \mu_1}{\partial c_1} T \frac{D'^2}{D}. \tag{3}$$

Величина относительного различия теплопроводностей $\xi = \lambda^*/\lambda_0$ для газов может составлять несколько процентов. Так, например, ξ для смеси He—Ar может достигать $\sim 1{,}9\%$, для He—Xe $\sim 2{,}4\%$, He—Kr $\sim 1{,}7\%$ [2], т. е. различием λ_0 и λ_∞ априори пренебрегать нельзя.

В случае экспериментального исследования теплопроводности смесей необходимо четко представлять, какая теплопроводность измеряется тем или иным методом. Очевидно, что стационарные методы (метод плоского слоя, коаксиальных цилиндров и т. п.) позволяют измерять теплопроводность λ_∞. Эта же теплопроводность измеряется нестационарным методом, в котором регистрируется температура тонкого проволочного зонда при подаче на него ступенчато изменяющегося напряжения [3]. Нами была рассмотрена с учетом перекрестных эффектов теория метода периодического нагрева, сущность которого состоит в

регистрации амплитуды и фазы колебаний температуры зонда (тонкой проволочки или металлической фольги), нагреваемого переменным током в исследуемой среде (теория метода для чистых жидкостей и схема установки описаны в работе [4]). Решение этой задачи для плоского и цилиндрического зондов показало, что в общем случае измерение дает эффективную теплопроводность, значение которой зависит от отношения $q=D/a_0$ ($a_0=\lambda_0/(C_p\rho)$ — температуропроводность). При этом если $\sqrt{q}\ll 1$ (что соответствует жидким смесям, для которых $q\sim 10^{-2}$—10^{-3}), то измеряемая теплопроводность близка к λ_0, если $q\sim 1$ (что соответствует газовым смесям, для которых при нормальных условиях $q\sim 0{,}1$—1), то измеряемое значение теплопроводности не совпадает ни с λ_0, ни с λ_∞, а лежит между ними.

Существующий экспериментальный материал позволяет оценить ξ для жидких смесей. Эти оценки важны для анализа предположения о том, что отрицательное отклонение λ_∞ от аддитивной формулы



Зависимость теплопроводности от весовой концентрации для смесей изооктан — октан и четыреххлористый углерод — толуол: — — — — результаты расчета по аддитивной формуле; —·—·— кривая, проведенная по экспериментальным точкам, полученным методом периодического нагрева (λ_0) — ● и стационарным методом (λ_∞) — □

Оценки величин λ^* и $\xi=\lambda^*/\lambda_0$ для некоторых растворов жидкостей

Раствор при $c=0{,}5$	t, °C	$\lambda^*\cdot 10^4$, $\frac{Вт}{мК}$	ξ, %
C_3H_6—CCl_4	20	0,51	0,045
CCl_4—C_6H_{14}	35	7,20	0,6
C_3H_6—C_6H_{12}	20	0	0
C_6H_{12}—CCl_4	25	0,63	0,06

$\lambda_\infty=\lambda_1c_1+\lambda_2c_2$ связано с диффузионной теплопроводностью [5].

В таблице приведены расчетные значения величин $\lambda^*=\lambda_0-\lambda_\infty$ и $\xi=(\lambda_0-\lambda_\infty)/\lambda_0$ для нескольких смесей. Коэффициенты Соре S, плотность и коэффициенты диффузии взяты из работ [6], [7] и [8] соответственно, значения $\partial\mu_1/\partial c_1$ оценивались по соотношению, справедливому для идеальных смесей (многие смеси нормальных жидкостей близки к идеальным). Из таблицы видно, что величина ξ не превосходит нескольких десятых долей процента.

Оценки показывают, что эффект Дюфора не может объяснить наблюдаемого отклонения от линейности в зависимости $\lambda_\infty(c)$, которое в большинстве случаев составляет несколько процентов.

С помощью метода периодического нагрева нами были исследованы теплофизические свойства некоторых смесей. На рисунке приведены результаты измерения теплопроводности λ_0. Здесь же приведены данные, полученные стационарными методами [9, 10] и нанесенные на график так, чтобы значения теплопроводностей чистых компонент совпадали. Наблюдается хорошее согласие этих данных (λ_∞) с нашими (λ_0).

Таким образом, результаты эксперимента подтверждают проведенные оценки, которые свидетельствуют о малости диффузионной теплопроводности и, следовательно, отсутствии сколько-нибудь замет-

ного влияния эффекта Дюфора на концентрационную зависимость теплопроводности в жидких смесях.

Авторы благодарны Л. П. Филиппову за обсуждение основных положений работы и внимание к ней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гроот С. де, Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. [2] Шашков А. Г., Абраменко Т. Н. Перекрестные эффекты в газовых смесях. Минск: Наука и техника, 1976. [3] Khalifa H. E., Kestin J., Wakeham W. A. Physica, 1979, 97A, p. 273. [4] Филиппов Л. П., Нефедов С. Н., Кравчун С. Н., Колыхалова Е. А. ИФЖ, 1980, 38, № 4, с. 644. [5] Новиков И. И. В кн.: Обзоры по теплофизическим свойствам веществ. М.: 1980, вып. 1, с. 8. [6] Рабинович Г. Д., Гуревич Р. Я., Боброва Г. И. Термодиффузионное разделение жидких смесей. Минск: Наука и техника, 1971. [7] Landolt—Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik·Chemie·Actronomie·Geophysik und Technik. Berlin—Heidelberg—New York, 1969, II Band, 5 Tell, Bandteil a. [8] Landolt—Börnstein. Numerical data and functional relation ships in science and technology. New series. Berlin—Heidelberg—New York, 1974, Group IV, v. 1, Part a. [9] Мухамедзянов Г. Х., Усманов А. Г. Теплопроводность органических жидкостей. Л.: Химия, 1971. [10] Venart J. E. S. In: 4th Symp. Thermophys. Properties. Univ. Delawares, 1968.

Поступила в редакцию
23.07.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 539.01.1

ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР ФОТОНАМИ В ИНТЕНСИВНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О. Ф. Дорофеев, В. Н. Родионов

(кафедра общей физики для химического факультета; кафедра квантовой теории)

Исследование процесса образования e^-e^+-пары в магнитном поле было начато сравнительно давно [1—3]. Следует отметить, что интерес к этой важной с точки зрения возможных приложений задаче возродился в последнее время по целой совокупности причин. Среди них можно выделить экспериментальное подтверждение существования магнитных полей, напряженность которых сравнима с характерной в квантовой электродинамике величиной $H_0=m^2c^3/(e\hbar)=4{,}11\cdot10^{13}$ Гс [4], возрастающие возможности использования источников интенсивного электромагнитного поля и, наконец, методическую ценность этой задачи при совершенствовании методов расчета [5—7].

В настоящей работе рассмотрен процесс образования пары e^-e^+ при учете взаимодействия фотона со сложным электромагнитным полем, представляющим собой комбинацию поля волны и однородного магнитного поля. Вероятность образования пары e^-e^+ при распространении внешнего неполяризованного фотона ω' навстречу фотонам электромагнитной волны циркулярной поляризации [7] (рассматриваем фиксированный случай, когда число квантов волны, принимающих участие в реакции, равно единице), с параметром интенсивности $\xi=eE/(mc\omega)$, E и ω — амплитуда и частота волны в однородном магнитном поле напряженности H, ориентированном вдоль направления распространения волны, в системе центра инерции сталкивающихся фотонов ($\omega=\omega'$) имеет вид

$$W=e^2m^3\gamma/\omega\sum_{n=0}^{\infty}\int_0^{2/\mu}\frac{d\alpha_-}{2\alpha_-\alpha_+}\left\{\left[\frac{1}{2\alpha_-\alpha_+}(2/\mu+\gamma n\alpha_+^2+\right.\right.$$