

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. А. Иванов, Ю. А. Лебедев, В. Н. Трофимов,  
Термопара в неравновесной плазме, *ТВТ*, 1979,  
том 17, выпуск 4, 828–834

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: 18.97.14.84

9 декабря 2024 г., 19:15:17



УДК 537.525.1

## ТЕРМОПАРА В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ

*Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Трофимов В. Н.*

Рассмотрены возможности термопарного метода диагностики низко-температурной неравновесной плазмы. Большое внимание уделено вопросам интерпретации результатов термопарных измерений. Показано, что применение одной термопары невозможно без привлечения ряда данных, полученных независимыми методами. Предложен метод двух термопар для измерения газовой температуры и исследования гетерогенных процессов. Приведены результаты термопарных измерений в плазме тлеющего разряда постоянного тока в азоте.

Термозонды (термопары и нагреваемые проволочки) часто используют для измерения газовой температуры (поступательной температуры тяжелых частиц) в электрических разрядах пониженного давления [1, 2], а иногда и для изучения таких гетерогенных процессов, как дезактивация возбужденных частиц и рекомбинация атомов на поверхности твердого тела [3, 4]. Однако вопрос о возмущениях, вносимых в плазму термозондом, и о погрешностях этого метода почти не рассматривается в литературе. Поэтому до сих пор нет ясного представления о границах применимости и возможностях метода.

Существуют две разновидности метода термозонда: 1) зонд вводят в плазму как конструктивный элемент разрядной системы, и все измерения с использованием других методов диагностики проводят в плазме, возмущенной присутствием зонда; 2) зонд вводят в плазму только на время измерения, а результаты относят к невозмущенной плазме (в отсутствие зонда). Именно во втором случае можно говорить о влиянии возмущения плазмы термозондом на точность определения параметров невозмущенной плазмы.

Возмущения плазмы могут быть следующими: 1) изменение радиального распределения источников тепла (геометрическое возмущение); 2) отвод тепла на зонд (излучение и отвод тепла вдоль термозонда теплопроводностью); 3) уход заряженных частиц на зонд; 4) уход возбужденных частиц на зонд; 5) химические реакции на его поверхности; 6) изменение условий возникновения и существования неустойчивостей в плазме (страты и т. п.); 7) нарушение зондом структуры электрического (электромагнитного) поля. В случае ВЧ- и СВЧ-разрядов появляется дополнительный источник погрешности измерений из-за нагрева зонда в поле электромагнитной волны (8). В предлагаемой работе мы попытались учесть все изложенные выше факторы, кроме 6) и 8).

Проиллюстрируем трудности и возможности диагностики плазмы с помощью термозондов на примере неравновесной плазмы положительного столба тлеющего разряда постоянного тока в диффузионном режиме, хотя основные выводы применимы и для других условий. В работе не ставилась задача детальной разработки теории термозондов. В этом случае потребовалось бы построить строгую теорию разряда, что в настоящее время не представляется возможным. Нами использован ряд упрощенных моделей и предположений, которые, хотя и снижают строгость решения, но

позволяют сравнительно легко получить результаты и дать их физическую интерпретацию. В частности, нами используются положения приближенной теории положительного столба Шоттки, которая в общем верно отражает основные закономерности плазмы разряда в диффузионном режиме.

Задача решалась в следующей последовательности. Сначала были найдены радиальные распределения электронов ( $n_e(r)$ ) в системе с цилиндрической симметрией при различных соотношениях радиусов разрядной трубки  $R$  и коаксиально введенного термозонда  $r_s$ , затем — радиальные распределения газовой температуры  $T_r(r)$ . Плазма считалась однородной относительно продольной координаты. Последнее, как показали оценки и эксперименты, соблюдается для длинных разрядных трубок и аксиального введения термозонда.

Профиль концентраций электронов находится из уравнения баланса заряженных частиц для квазинейтральной плазмы положительного столба с учетом предположений теории Шоттки [5, 6] и может быть записан в виде

$$n_e(r) = n_{e0} [N_0(\alpha R) I_0(\alpha r) + I_0(\alpha R) N_0(\alpha r)] = n_{e0} Z(\alpha r), \quad (1)$$

где  $I_0(\ )$ ,  $N_0(\ )$  — функции Бесселя и Неймана нулевого порядка действительного аргумента;  $n_{e0}$  — размерный коэффициент;  $\alpha = (z_i/D_a)^{1/2}$ ,  $z_i$  — частота ионизации,  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии.

Отличие (1) от результатов [5, 6] обусловлено наличием ограничивающей разряд внутренней поверхности радиуса  $r_s$  (поверхность термозонда). Константы интегрирования находились из граничных условий на поверхности термозонда  $n_e(r_s) = 0$  и поверхности разрядной трубки  $n_e(R) = 0$ . В силу приведенных ранее соображений мы не использовали более корректные граничные условия (см., например, [5]), что привело бы к усложнению задачи. Для нахождения  $\alpha$  следует учесть, что для всех  $r$  справедливо соотношение  $n_e(r) \geq 0$ . Величина  $\alpha$  определяется по значениям  $r_s$  и  $R$  с помощью функции  $\eta(R/r_s) = \alpha(R - r_s)$  [7]. В [7] приведены значения  $\eta$  только для  $R/r_s \leq 39$ . Нами по аналогичной методике рассчитана величина  $\eta$  для  $39 < R/r_s \leq 1000$ . Результаты расчета представлены на рис. 1.

Радиальные распределения  $n_e(r)$  при  $n_{e0} = N_0^{-1}(2,405)$  для различных значений  $R/r_s$  представлены на рис. 2.

Радиальные распределения газовой температуры получим из уравнения теплопроводности с учетом того, что количество тепла, выделяемого в единице объема плазмы, пропорционально  $jE$

$$-\frac{d}{dr} \left( \kappa r \frac{dT_r}{dr} \right) = q_v j E r, \quad (2)$$

где  $j$  — плотность разрядного тока;  $E$  — продольная напряженность электрического поля;  $\kappa = a + bT_r(r)$  — коэффициент теплопроводности;  $q_v \neq q_v(r)$  — доля энергии электрического поля, идущая на нагрев газа. Применимость уравнения (2) для условий неравновесной плазмы обоснована рядом экспериментов (см., например, [8]).

Граничные условия имеют вид

$$T_r = T_{ст}^*, \quad r = R, \quad (3)$$

$$2\pi \kappa r \cdot dT_r/dr = Q_{из} - Q_{ст}. \quad (4)$$

Здесь  $T_{ст}^*$  — температура газа у стенки трубки, ограничивающей разряд (вопрос о связи  $T_{ст}^*$  с температурой стенки  $T_{ст}$  будет рассмотрен далее);  $Q_{из}$  — поток энергии излучения с единицы длины термодары;  $Q_{ст}$  — энергия, выделявшаяся на единице длины термодары за счет гетерогенных процессов (сюда входят потоки тепла за счет рекомбинации заряженных частиц и радикалов, дезактивации возбужденных частиц, а также поток

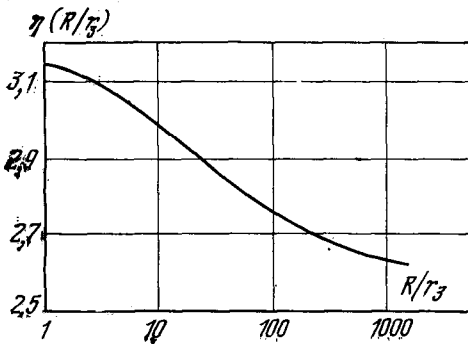


Рис. 1

Рис. 1. Функция  $\eta(R/r_3)$

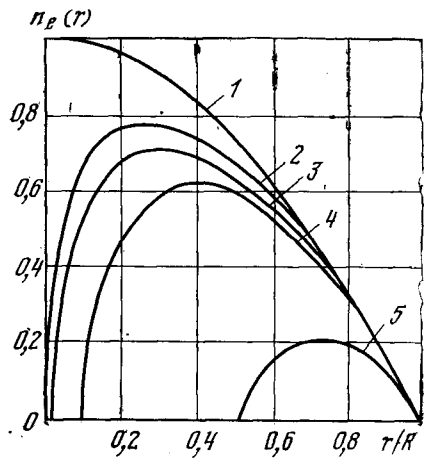


Рис. 2

Рис. 2. Радиальные распределения концентрации электронов: 1 -  $r_3/R=0$ ; 2 - 0,001; 3 - 0,01; 4 - 0,1; 5 - 0,5

тепла, обусловленный тем, что средние энергии внутренних степеней свободы тяжелых частиц превышают их поступательную энергию [2]).

Плотность разрядного тока в (2) удобно выразить через полный ток разряда (1). С учетом предположения о независимости дрейфовой скорости электрона  $u_{др}$  от радиуса (в данной задаче это приводит к незначительной погрешности [8]) запишем

$$j = u_{др} n_{e0} Z_0(\alpha r) = \frac{\alpha I Z_0(\alpha r)}{2\pi [R Z_1(\alpha R) - r_3 Z_1(\alpha r_3)]}. \quad (5)$$

Здесь  $Z_1(\alpha r) = N_0(\alpha R) I_1(\alpha r) - I_0(\alpha R) N_1(\alpha r)$  и  $I_1(\ )$ ,  $N_1(\ )$  - функции Бесселя и Неймана первого порядка действительного аргумента.

Решение уравнения (2) с учетом (3) - (5) имеет вид

$$at_r(r) + \frac{b}{2} t_r^2(r) = A \frac{Z_0(\alpha r)}{\alpha^2} + \frac{Q_{на} - Q_{ст}}{2\pi} \ln \frac{r}{R} + A \frac{r_3 Z_1(\alpha r_3)}{\alpha} \ln \frac{r}{R}, \quad (6)$$

где  $t_r(r) = T_r - T_{ст}$ ,  $A = \frac{\alpha q_v I E}{2\pi [R Z_1(\alpha R) - r_3 Z_1(\alpha r_3)]}$ . У поверхности термозонда

( $r \sim r_3$ ) температура газа  $t_3^*$  определяется следующим соотношением:

$$at_3^* + \frac{b}{2} t_3^{*2} - \frac{Q_{на} - Q_{ст}}{2\pi} \ln \frac{r_3}{R} = \frac{q_v \varphi I E}{1,246 \cdot 2\pi}, \quad (7)$$

где

$$\varphi = (1,246 \ln r_3/R) \cdot \left[ \frac{R}{r_3} \frac{Z_1(\alpha R)}{Z_1(\alpha r_3)} - 1 \right]^{-1} \quad (8)$$

- формфактор, учитывающий отличие радиального распределения источников тепла ( $n_e(r)$ ) от бесселевского. График  $\varphi(r_3/R)$  приведен на рис. 3.

Заметим, что из уравнения (7) получается соотношение для определения газовой температуры на оси разряда без термозонда, аналогичное

приведенному в [1]

$$at_{r_0} + \frac{b}{2} t_{r_0}^2 = \frac{q_0 EI}{1,246 \cdot 2\pi}. \quad (9)$$

Прежде чем переходить к анализу выражения (7), следует обсудить вопрос о связи температуры газа у поверхности трубки, ограничивающей разряд, и поверхности термозонда ( $T_{ст}^*$  и  $T_3^*$  соответственно) и температурами этих поверхностей ( $T_{ст}$  и  $T_3$ ). Именно последние измеряются в эксперименте.

Известно, что температура поверхности может отличаться от температуры прилегающего к ней газа, причем величину температурного скачка можно оценить по формуле [9]

$$\Delta Q \sim \frac{\delta \kappa (T_{пов}^* - T_{пов})}{\lambda_0}, \quad (10)$$

где  $\Delta Q$  — поток энергии на единицу поверхности;  $T_{пов}^*$  и  $T_{пов}$  — температуры газа у поверхности и самой поверхности;  $\delta$  — коэффициент тепловой аккомодации;  $\lambda_0$  — средняя длина свободного пробега тяжелых частиц. Величина температурного скачка прямо связана с соотношением характерного размера тела и длины свободного пробега молекул. Как показано в формуле (4), поток энергии на единицу длины термозонда за счет теплопроводности плазмы равен  $Q_{из} - Q_{ст}$ . Тогда из (10) получаем

$$t_3^* - t_3 \sim \frac{\lambda_0}{r_3} \frac{Q_{из} - Q_{ст}}{2\pi\delta\kappa}. \quad (11)$$

Для поверхности трубки, ограничивающей разряд, можно записать аналогичное соотношение (12) с учетом того, что отсутствует поток энергии вдоль разряда (однородный столб, длинная трубка); плазма прозрачна для излучения термопары; поток энергии на единицу длины разрядной трубки равен  $EI - Q_{из} - Q_{из.пл} - Q_{ст.р}$  ( $Q_{из.пл}$  — энергия излучения единицы длины плазмы,  $Q_{ст.р}$  — энергия гетерогенных процессов на единицу длины разрядной трубки)

$$T_{ст}^* - T_{ст} \sim \frac{\lambda_0}{R} \frac{EI - Q_{из} - Q_{из.пл} - Q_{ст.р}}{2\pi\delta\kappa}. \quad (12)$$

Выражения (11), (12) могли быть получены и при других предположениях относительно потоков энергии (например, учет стока энергии вдоль разряда и т. д.). Существенно то, что при неизменности потока энергии на единицу длины поверхности, величина температурного скачка определяется величиной  $\lambda_0/r_3$ .

Сделаем несколько замечаний относительно размеров термозонда. Если термозонд не является элементом конструкции, а вводится в разряд лишь на время измерения, то следует обеспечить требование малости возмущений им плазмы, т. е. нужно уменьшать его размеры. При этом, однако, возникают трудности интерпретации результатов, связанные с наличием скачка температуры у поверхности термозонда, поскольку скачок увеличивается с уменьшением размера термопары ( $\lambda_0/r_3$ ). Таким образом, требование отсутствия температурного скачка противоречит условию малости возмущения плазмы. Поэтому размеры термопары необходимо выбирать с учетом приведенных выше соображений. С другой стороны, как показали наши оценки, в разрядных трубках ( $R \geq 1$  см) при давлениях,

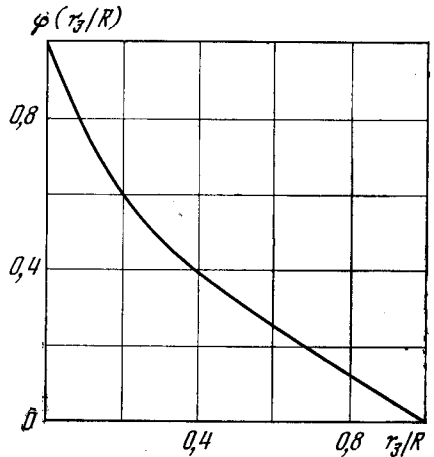


Рис. 3. Формфактор  $\varphi(r_3/R)$

превышающих 1 мм рт.ст., температурный скачок у внутренней поверхности разрядной трубки можно не учитывать.

Теперь вернемся к уравнениям (7) и (9). Уравнение (9) позволяет по измеренным значениям  $E$  и  $I$  рассчитать  $T_r$ . Величина доли энергии внешнего поля  $q_v$ , переданной на поступательную степень свободы молекул, является функцией состава плазмообразующего газа, разрядных условий. Она известна недостаточно точно, а часто неизвестна вообще. Это

$r_a$ , см		0,065			0,03			0		
		0,075	0,03	0,01	0,075	0,03	0,01	0,075	0,03	0,01
6 мм рт.ст.	$E$ , В/см	35,2	40,8	58	38,4	41,2	58	32,7	39,1	58
	$T_a$ , К	626	542	474	700	576	493			
	$T_{ст}$ , К	366	337	320	370	337	320	365	348	320
1 мм рт.ст.	$E$ , В/см	11,8	16,2	19,0	12,2	16	20,4	12,2	16,03	20,4
	$T_a$ , К	457	391	338	482	406	339			
	$T_{ст}$ , К	332	324	309	333	316	312	333	317	312

сужает область применения расчетных методов определения  $T_r$  и увеличивает роль экспериментальных методов, в частности метода термозондов.

Мы хотели бы предостеречь от ошибок, связанных с упрощенным подходом к термометрическим измерениям. Такой подход может быть вызван отсутствием корректной теории термозонда. Однако даже уравнения (7) и (9), полученные при упрощающих предположениях, позволяют выявить характер влияния различных факторов на интерпретацию результатов и измерений. Так, наличие переноса энергии рекомбинации, дезактивации и т. п.  $Q_{ст}$ , наличие излучения термопары  $Q_{из}$  приводят к тому, что  $T_a \neq T_r$ . С другой стороны, если соблюдено условие  $T_a = T_r$ , то определенная по измеренной  $T_r$  в соответствии с (9) величина  $q_v'$  оказывается лишь эффективной величиной. В частности, при наличии только геометрического возмущения  $q_v' = q_v \phi$ ,  $\phi \leq 1$ . Анализ уравнений (7) и (9) показывает также, что применение одной термопары для измерения газовой температуры возможно лишь с привлечением ряда данных ( $q_v$ ,  $\delta$ ,  $Q_{ст}$ ), полученных независимыми способами, и погрешность определения  $T_r$  связана с погрешностями этих величин.

Однако и в рамках только термометрического метода можно получить методику для извлечения необходимой информации о плазме. Это метод двух термопар с различающимися диаметрами. Измеряемыми величинами здесь, как и прежде, являются температуры термопар, температура стенки разрядной трубки, ток разряда и напряженность электрического поля. Необходимое условие для применения метода — неизменность величин  $q_v$  и  $Q_{ст}$  в условиях экспериментов с двумя термопарами. Схема обработки данных измерений такова: сначала по измеренным величинам  $T_{a1}$ ,  $T_{a2}$ ,  $T_{ст1}$ ,  $T_{ст2}$  с помощью уравнения (7) находят величины  $Q_{ст}$  и  $q_v$ , затем с использованием  $q_v$ , по значениям  $EI$  с помощью уравнения (9) находят искомую газовую температуру на оси разряда без термопары (и профили  $T_r(r)$ ). Следует отметить, что и в этом случае к точности экспериментальных данных о  $T_a$  и  $T_{ст}$  предъявляются достаточно жесткие требования.

Проиллюстрируем сказанное выше на анализе экспериментальных данных А. Д. Урбаса, представленных в таблице.

Тлеющий разряд постоянного тока в азоте зажигался в стеклянной трубке диаметром 30 мм. Давление газа изменялось от 1 до 6 мм рт.ст., а разрядный ток — от 0,01 до 0,075 А. Термопары заключены в стеклянные трубки с радиусами  $r_{a1} = 0,065$ ,  $r_{a2} = 0,03$  см и вводились аксиально с торца трубки.

Необходимая для расчета зависимость коэффициента теплопроводности от температуры взята из [10]. При этом величины  $a$  и  $b$  (уравнения (2), (6), (7)) имели значения:  $a=2,75 \cdot 10^{-4} + 5 \cdot 10^{-7}$  ( $T_{ст}=300$ ), Вт/(см·К),  $b=5 \cdot 10^{-7}$  (Вт/см·К<sup>2</sup>).

Для расчета энергии излучения термопары использовалось соотношение [11]

$$Q_{из}/2\pi r_a = \varepsilon_{пр} \sigma [T_3^4 - T_{ст}^4], \quad (13)$$

где  $\varepsilon_{пр} = [\varepsilon_3^{-1} + r_3/R(\varepsilon_{ст}^{-1} - 1)]^{-1}$  — приведенный коэффициент черноты системы;  $\varepsilon_3$ ,  $\varepsilon_{ст}$  — коэффициенты черноты термопары и разрядной трубки соответственно;  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-12}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>). Поскольку  $r_3/R \ll 1$ ,  $\varepsilon_{пр} \approx \varepsilon_3$ . Зави-

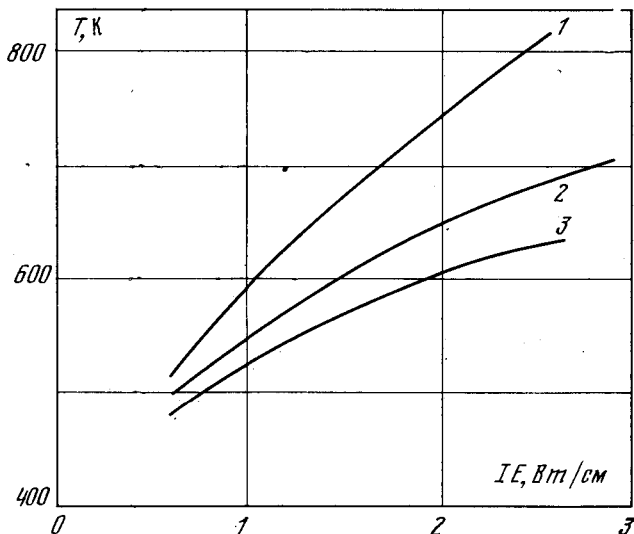


Рис. 4. Зависимость температур термопар  $T_3$  и газа  $T_{г0}$  в плазме положительного столба в азоте от удельной мощности ( $p=6$  мм рт. ст.): 1 —  $T_{г0}$ ; 2 —  $T_3$  ( $r_3/R=1/50$ ); 3 —  $T_3$  ( $r_3/R=1/23$ )

симость коэффициента черноты стекла  $\varepsilon(T)$  от температуры бралась из [12] и аппроксимировалась формулой  $\varepsilon(T) = 0,6 + (1000 - T_3) 4 \cdot 10^{-4}$ .

Отметим следующее. Во-первых, учет излучения зонда может существенно исказить связь  $T_3$  и  $IE$ . Так, для зонда с  $r_{з1}=0,065$  см в режиме  $IE=2,6$  Вт/см,  $Q_{из}/IE \sim 0,1$ . Во-вторых, погрешности измерений температуры термопары и стенки разрядной трубки должны быть достаточно малы, причем допустимые погрешности существенно зависят от режима разряда и плазмообразующего газа. Так, если для вычисления  $T_{г0}$  по (9) с относительной погрешностью, не превышающей 10%, в высокоточном режиме ( $IE=2,6$  Вт/см,  $p=6$  мм рт.ст.) требуется измерять  $T_3$  и  $T_{ст}$  с относительной погрешностью  $\sim (4-5)\%$ , то в слаботочном режиме ( $IE=0,6$  Вт/см,  $p=6$  мм рт.ст.) для этого требуется погрешность  $\sim 2\%$ . При этом  $q_0$  вычисляется по (7) с погрешностью (15–20)% при абсолютном значении  $q_0 \approx 0,6$ , а величину  $Q_{ст}$  удается оценить лишь по порядку величины. Малость влияния последнего на погрешность  $T_{г0}$  связана с малостью абсолютного значения  $Q_{ст}$  по сравнению с остальными потоками энергии, учтенными в уравнении (7) (например, при  $p=6$  мм рт.ст.  $Q_{из}/Q_{ст} \sim 10$ ). Для других газов и в других разрядных условиях такое соотношение может не выполняться, и анализ необходим в каждом конкретном случае.

По экспериментальным данным (см. таблицу) и соотношениям, приведенным выше, был проведен расчет температуры газа на оси разрядной трубки без термопары  $T_{г0}$ . Погрешность определения  $T_{г0} \sim 5\%$  при отно-

сительной погрешности измерения  $T_3 \sim 2\%$ . Результаты показаны на рис. 4 для  $p = 6$  мм рт.ст. Видно, что температура газа на оси разряда без термопары  $T_{г0}$  выше  $T_3$ . По мере уменьшения радиуса термопары ее температура приближается к  $T_{г0}$ . Для  $p = 1$  мм рт.ст. величины  $T_{г0}$  и  $T_{31}$ ,  $T_{32}$  совпадают в пределах погрешности 10%. Для определения соотношения  $T_{г0}$  и  $T_3$  в этих условиях следует уменьшать погрешность измерения  $T_3$  и  $T_{ст}$ . Таким образом:

1) при использовании термопары для определения  $T_r$  необходимо учитывать возмущение плазмы термопарой, излучение термопары и гетерогенные процессы на ее поверхности;

2) использование одной термопары для определения  $T_r$  невозможно без привлечения данных о  $Q_{ст}$  и  $q_v$ , полученных независимыми способами,

3) температура газа на оси разряда без термопары равна температуре термопары при той же величине  $IE$ , если  $\varphi \approx 1$ ,  $Q_{из} - Q_{ст} \ll q_v IE$ , а величина температурного скачка мала и обеспечивает заданную погрешность определения  $T_r$ ;

4) по результатам термопарных измерений (одной термопарой) можно определить одну из двух величин  $Q_{ст}$  или  $q_v$  при известной другой;

5) использование двух термопар разного диаметра позволяет определять температуру газа на оси разряда без термопары и исследовать гетерогенные процессы.

Авторы выражают благодарность Д. И. Словецкому и А. Д. Урбасу за предоставленные экспериментальные данные и полезные замечания, высказанные при обсуждении работы.

Институт нефтехимического  
синтеза Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
10 VII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Елецкий, Л. Г. Мищенко, В. П. Тычинский. ЖПС, 8, 425, 1968.
2. Г. К. Виноградов, Ю. А. Иванов, Ю. А. Лебедев. В кн. Плазмохимические реакции и процессы (под ред. Л. С. Полака). «Наука», 1977, стр. 108.
3. L. Elias, E. A. Ogryslo, H. I. Schiff. Canad. J. Chem., 37, 1680, 1959.
4. H. J. Shotzau, F. Kneubuhl. Appl. Phys., 6, 25, 1975.
5. В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. Установившийся ток. «Наука», 1971.
6. И. Мак-Даниэль, Э. Мэзон. Подвижность и диффузия ионов в газах. «Наука», 1976.
7. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. «Мир», 1968.
8. Ю. В. Голубовский, В. Н. Ржевский, А. В. Флорко. ТВТ, 16, 13, 1978.
9. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. «Наука», 1967.
10. S. C. Saxena, S. H. P. Chen. Mol. Phys., 29, 1507, 1975.
11. А. В. Болгарский, Г. А. Мухачев, В. К. Щукин. Термодинамика и теплопередача. «Высшая школа», 1975.
12. E. Hauser, K. Wojaszek. Beitr. Plasmaphys., 10, 407, 1970.