

**ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ  
КАНАЛОВОЙ ДУГИ**

*Ю. С. Левитан, И. П. Назаренко, И. Г. Паневин*

(Москва)

Представлены результаты расчетов профилей температуры и вольт-амперных характеристик длинной цилиндрической аргоновой дуги в продольном однородном магнитном поле. Расчет проводился при следующих параметрах: давлении  $p=0,1 \div 10,0$  ата; температурах  $T=1000 \div 20000^\circ\text{K}$ ; индукции магнитного поля  $B=0 \div 10$  Т; диаметре цилиндрического канала  $d=1,0$  см.

Показано, что для сильно излучающих дуг ( $p \geq 1,0$  ата) профили температур с ростом магнитного поля становятся более наполненными, а для слабо излучающих дуг ( $p \leq 0,1$  ата) характерно при некоторых условиях ( $14000 \leq T \leq 20000^\circ\text{K}$ ,  $B \geq 1,0$  Т) появление «петель» на вольт-амперных характеристиках, свидетельствующих о невозможности горения дуги в данных условиях.

В ранних работах [1-3] рассчитывались характеристики гелиевых и водородных дуг низкого давления ( $p \leq 0,05$  ата) в присутствии продольного магнитного поля без учета излучения. Было обнаружено заметное влияние магнитного поля на профиль температуры и вольт-амперную характеристику дуги.

Данная работа посвящена расчету стабилизированной каналовой дуги в продольном магнитном поле при наличии излучения газа. Некоторые предварительные результаты этого исследования были опубликованы ранее [5]\*. Расчет проводился для аргоновой дуги диаметром 1 см в диапазоне изменения давлений  $p=0,1 \div 10$  ата, осевых температур  $T_0=10000 \div 20000^\circ\text{K}$  и индукции магнитного поля  $B=0 \div 10$  Т.

Поскольку в рассматриваемых условиях с известной степенью точности аргоновую дугу можно считать оптически прозрачной [6], это предположение использовалось в расчете, что позволило заметно упростить вычисления.

Было также принято другое допущение — о наличии локального термодинамического равновесия (ЛТР) в дуге, в результате чего не учитывался отрыв температур и конечная скорость рекомбинации электронов и ионов, т. е. факторы, которые в определенных условиях (при малых давлениях) могут оказывать влияние на характеристики дуги [7]. Заметим, что учет неравновесности плазмы в присутствии сильных магнитных полей в настоящее время сопряжен с определенными трудностями, которые связаны с недостаточной изученностью свойств плазмы и процессов энергообмена в указанных условиях. Принятое предположение о наличии ЛТР не должно заметно сказаться на результатах расчета вольт-амперных характеристик при давлениях 1,0 и 10 ата, но в определенной мере может повлиять на количественные результаты, относящие-

\* К сожалению, в работе [5] вольт-амперная характеристика дуги для  $p=1$  ата нанесена неточно. В данной работе эта неточность исправлена.

ся к давлению 0,1 ата. Тем не менее использование концепции ЛТР позволяет с помощью не очень сложной вычислительной процедуры получить важные результаты, характеризующие поведение дуги в продольном магнитном поле.

Итак, рассматривается следующая задача. Длинная цилиндрическая дуга, ограниченная стенками, горит в медленно движущемся ( $M \ll 1$ ) потоке аргона. Вдоль дуги приложено однородное магнитное поле с индукцией  $B$ . Кроме того, предполагается, что градиент температуры вдоль оси существенно меньше радиального градиента, а конвекцией можно пренебречь. Термодиффузионный и термомагнитный эффекты не принимались во внимание.

С учетом указанных допущений поставленная задача сводится к решению уравнения энергии для цилиндрической дуги

$$(1) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \lambda_{\perp} r \frac{dT}{dr} \right) + \sigma_{\parallel} E^2 - u = 0$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned} r=0: T=T_0 \text{ и } dT/dr=0; \\ r=r_0: T=T_w. \end{aligned}$$

Здесь  $T$  — температура газа;  $E$  — напряженность электрического поля;  $u$  — мощность объемного излучения газа;  $\sigma_{\parallel}$  — электропроводность плазмы в направлении магнитного поля;  $\lambda_{\perp}$  — теплопроводность газа в направлении, перпендикулярном вектору магнитного поля.

Исходя из физических представлений о влиянии магнитного поля на электропроводность и теплопроводность плазмы, можно прийти к выводу о том, что  $\lambda_{\parallel}$  и  $\sigma_{\parallel}$  должны совпадать с соответствующими значениями  $\lambda$  и  $\sigma$  в отсутствие магнитного поля. Величина  $\lambda_{\perp} = \lambda_{e\perp} + \lambda_{ax}$ , где  $\lambda_{e\perp}$  — теплопроводность электронного газа поперек магнитного поля, а  $\lambda_{ax}$  — теплопроводность атомарного газа и химическая теплопроводность, обусловленная переносом энергии ионизации. Вклад ионной составляющей в теплопроводность плазмы в данных условиях крайне невелик [8].

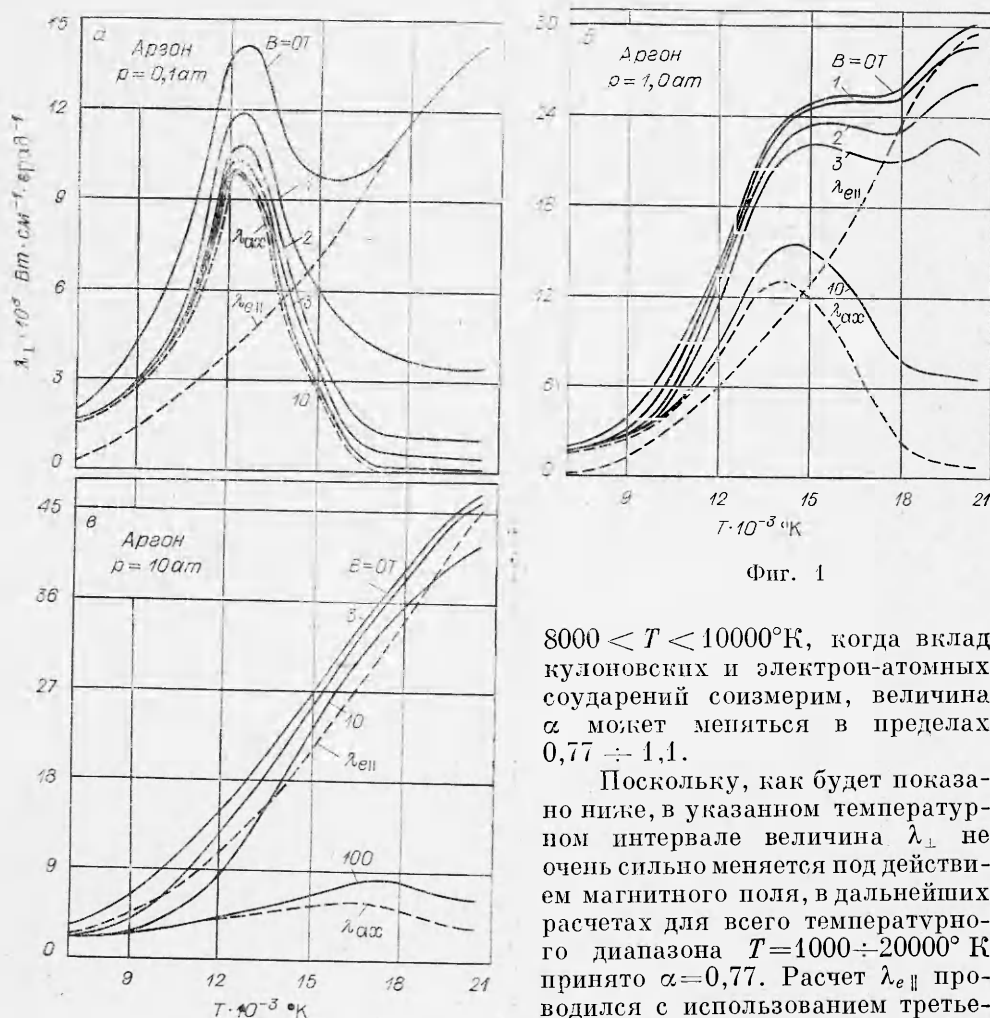
Электронная теплопроводность  $\lambda_{e\perp}$  рассчитывалась по формуле [9]

$$\lambda_{e\perp} = \frac{\lambda_{e\parallel}}{1 + (\alpha\beta_e)^2},$$

где коэффициент  $\alpha$  характеризует вид взаимодействия частиц в плазме и является функцией показателя степени  $m$  в выражении для частоты соударения частиц в зависимости от их скорости, а  $\beta_e$  — параметр Холла для электронов, который меняется в широких пределах от  $\beta_e = 0$  до  $\beta_e \ll 1$ . Заметим, что для ионов параметр Холла крайне мал. Согласно работе [9],

$$\alpha = \frac{2,5}{2,5 + m + m^2}.$$

При низких температурах ( $T \leq 8000^\circ\text{K}$ ) в аргоне электронная теплопроводность определяется в основном электрон-атомными взаимодействиями, которые могут быть описаны с помощью модели твердых сфер ( $m=0,5$ ), а при высоких температурах ( $T > 10000^\circ\text{K}$ ) преобладающее влияние на величину  $\lambda_e$  оказывают кулоновские взаимодействия ( $m = -1,5$ ). В обоих случаях  $\alpha = 0,77$ . Лишь в небольшом температурном интервале



Фиг. 1

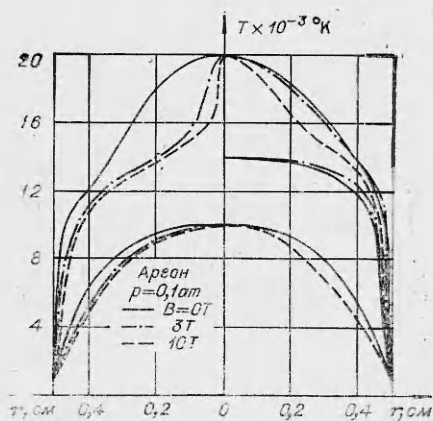
$8000 < T < 10000^\circ\text{K}$ , когда вклад кулоновских и электрон-атомных соударений соизмерим, величина  $\alpha$  может меняться в пределах  $0,77 \div 1,1$ .

Поскольку, как будет показано ниже, в указанном температурном интервале величина  $\lambda_{\perp}$  не очень сильно меняется под действием магнитного поля, в дальнейших расчетах для всего температурного диапазона  $T = 1000 \div 20000^\circ\text{K}$  принято  $\alpha = 0,77$ . Расчет  $\lambda_{e\parallel}$  проводился с использованием третьего приближения метода Чепмена—

Энскога при  $T > 10000^\circ\text{K}$  и по приближенным методикам [10] при  $T < 10000^\circ\text{K}$ . Значения  $\lambda_e$  рассчитывались, а величины  $\lambda_{\alpha\alpha}$  определялись как разность между данными работы [8] по  $\lambda_{\parallel}$  и вычисленными значениями  $\lambda_e$ . Результаты расчета  $\lambda_{\perp}$ ,  $\lambda_{e\perp}$  и  $\lambda_{\alpha\alpha}$  аргона в функции температуры для давлений 0,1; 1,0 и 10,0 ата и разных значений индукции магнитного поля ( $B = 0 \div 10\text{ T}$ ) показаны на фиг. 1 (а — в). Видно, что влияние магнитного поля на  $\lambda_{\perp}$  и  $\lambda_{e\perp}$  особенно существенно при  $p = 0,1\text{ ата}$ .

Уравнение (1) решалось численно на ЭВМ с учетом полученных значений  $\lambda_{\perp}$ . Величины  $\lambda_{\parallel}$ ,  $\sigma_{\parallel}$  и  $u$  брались из [8, 11—14]. Результаты расчетов представлены на фиг. 2 — 4, где показаны некоторые характерные профили температуры, и на фиг. 5 — 7, где изображены вольт-амперные характеристики дуг.

Рассмотрим подробнее полученные результаты. Из расчетов видно, что с увеличением напряженности магнитного поля при фиксированных значениях  $p$ ,  $r_0$  и  $T_0$  напряженность электрического поля и ток дуги монотонно снижаются. При этом уменьшение  $E$  невелико, а силы тока



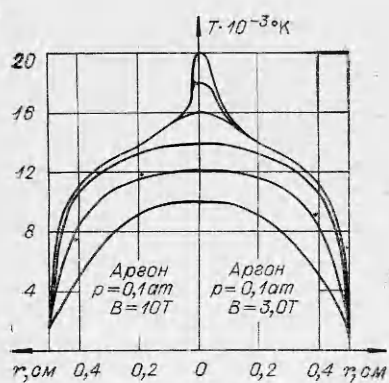
Фиг. 2

току в пределах  $T_0 = 10000 \div 12000^\circ\text{K}$ . При  $T_0 = 12000 \div 14000^\circ\text{K}$  совпадение расчетных и экспериментальных значений силы тока, как видно из фиг. 5, вполне удовлетворительно. Сравнение полученных расчетных результатов с данными предварительных экспериментов при давлениях 0,1 и 10 ата [16] показывает, что при  $p = 0.1$  ата, вследствие пренебрежения отрывом электронной температуры, расчетные значения  $I$  могут оказаться заниженными по сравнению с экспериментальными в более широком интервале значений  $T_0$ . При  $p = 10$  ата, по-видимому, наблюдается некоторое занижение расчетных значений  $E$ .

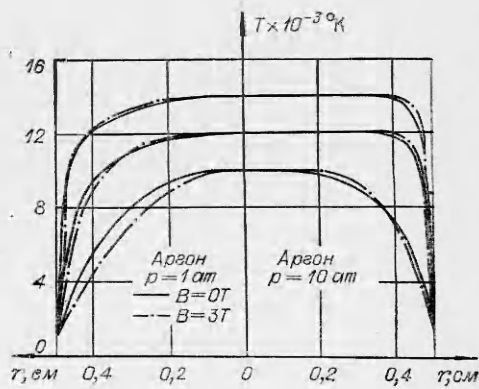
Рассмотрим профили температуры, приведенные на фиг. 2 и 4. Чтобы нагляднее интерпретировать полученные результаты, проанализируем уравнение (1). После интегрирования получаем

$$(2) \quad T = T_0 - \int_0^r \frac{dr}{\lambda_{\perp} r} \int_0^r (\sigma_{\parallel} E^2 - u) r dr.$$

Отсюда видно, что на форму радиального профиля температуры в стабилизированном разряде при наличии объемного излучения оказывают влияние две величины:  $(\sigma_{\parallel} E^2 - u)$  и  $\lambda_{\perp}$ . Роль первой из них подробно обсуждается в [17]. Для сильно излучающих оптически прозрачных дуг



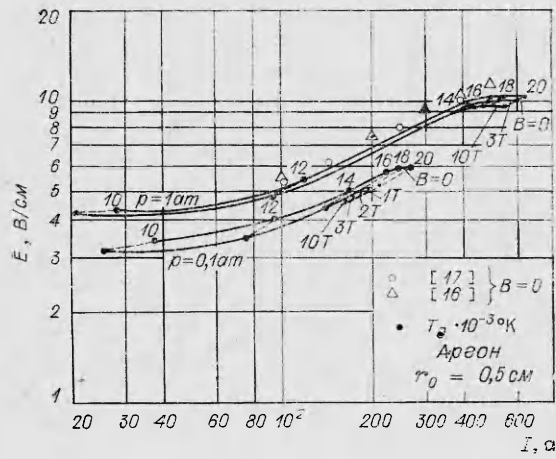
Фиг. 3



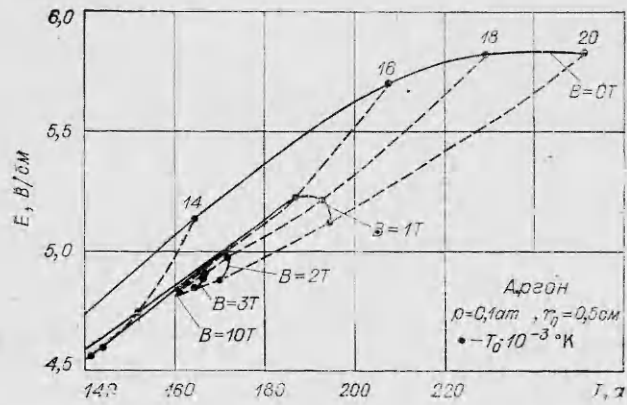
Фиг. 4

$I$  — значительно. Например, при  $p = 0.1$  ата и  $T_0 = 20000^\circ\text{K}$  значениям  $B = 0, 1, 2, 3$  и  $10$  Т соответствуют величины  $E = 5, 8, 3; 5, 1, 2; 4, 8, 8; 4, 8, 4; 4, 8, 1$  В/см и  $I = 251, 194, 170, 164, 160$  А, а в случае  $p = 1$  ата и  $T_0 = 20000^\circ\text{K}$  значениям  $B = 0; 3$  и  $10$  Т соответствуют  $E = 10, 4; 10, 1; 9, 7$  В/см и  $I = 633, 614$  и  $521$  А.

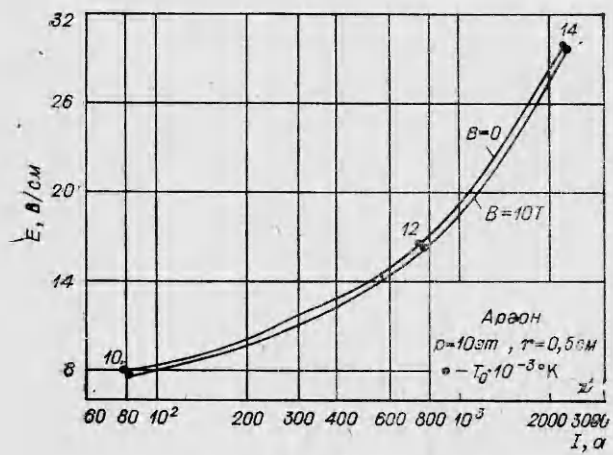
Следует заметить, что рассчитанная вольт-амперная характеристика при  $B = 0$  Т и  $p = 1$  ата удовлетворительно согласуется с экспериментальной [15]. При этом наблюдается достаточно хорошее совпадение по  $E$  во всем рассмотренном диапазоне изменения  $T_0$  и некоторое занижение по



Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7

в случае, когда  $u$  становится соизмеримым с  $\sigma_{\parallel} E^2$ , профиль температуры делается более наполненным, как это следует из (2).

С другой стороны, рост магнитного поля, т. е. уменьшение  $\lambda_{\perp}$ , ведет к обратному эффекту: профиль температуры должен быть менее наполненным. При этом следует ожидать, что наибольшее влияние магнитного поля проявляется лишь при осевых температурах дуги  $T_0 = 16000 \div 18000^{\circ}\text{K}$ , которым соответствует очень сильное уменьшение величины  $\lambda_{\perp}$  (см. фиг. 1). При меньших осевых температурах снижение  $\lambda_{\perp}$  не столь велико, вследствие чего влияние магнитного поля на температурный профиль дуги проявляется в меньшей степени. Приведенные на фиг. 2 распределения температур для  $T_0 = 20000$  и  $10000^{\circ}\text{K}$  при  $p = 0,1$  ата иллюстрируют влияние зависимости  $\lambda_{\perp} = f(B, T)$  на профиль температур, поскольку роль излучения в этом случае незначительна. Если для  $T_0 = 10000^{\circ}\text{K}$  при увеличении  $B$  от 0 до 10 Т наблюдается весьма малое изменение распределенной температуры, то при  $T_0 = 20000^{\circ}\text{K}$  с увеличением  $B$  температурный профиль деформируется весьма существенно. Характерным является образование пика температуры в центре дуги в интервале  $18000 \div 20000^{\circ}\text{K}$  при возрастании напряженности магнитного поля. При этом на вольт-амперной характеристике дуги появляются «петли» (см. фиг. 6), свидетельствующие о том, что при питании дуги от обычных источников тока ее горение в данных условиях становится невозможным.

Объяснить подобное поведение вольт-амперных характеристик удобно на примере неизлучающей дуги (скажем, при  $p \leq 0,1$  ата). Из уравнения (1) найдем, что

$$(3) \quad E^2 \sim \frac{1}{\sigma_{\parallel}} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \lambda_{\perp} r \left| \frac{dT}{dr} \right| \right).$$

Кроме того,

$$(4) \quad I = 2\pi E \int_0^{r_0} \sigma r dr.$$

Так как при  $T \geq 8000^{\circ}\text{K}$   $\sigma_{\parallel}(T)$  монотонно возрастает ( $\sigma \sim T^{3/2}$ ), а зависимость  $\lambda_{\perp}(T)$  имеет сложный характер, то для оценки влияния  $\lambda_{\perp}$  на  $E$  температурный интервал  $T_0$  удобно разбить на три части.

В интервале  $T_0 = 10^4 - 12,5 \cdot 10^3^{\circ}\text{K}$  величина  $\lambda_{\perp}$  сильно возрастает с  $T_0$ , вследствие чего, как видно из (3) и (4), увеличиваются  $E$  и  $I$ . В области  $12500 < T_0 \leq 17000^{\circ}\text{K}$  с повышением  $T_0$  при фиксированном  $B$  теплопроводность  $\lambda_{\perp}$  снижается быстрее, чем растет  $\sigma_{\parallel}$ , вследствие чего  $E$  уменьшается, а  $I$  продолжает увеличиваться. Наконец, в третьей области  $17000 \leq T_0 \leq 20000^{\circ}\text{K}$  величина  $\lambda_{\perp}$  при заданном  $B$  с ростом  $T_0$  меняется мало, а температурный профиль становится резко неравномерным. Поэтому в определенных условиях, например, при  $B \geq 2$  Т и  $p = 0,1$  ата,  $E$  и  $I$  могут уменьшаться с увеличением  $T_0$ .

При высоких давлениях ( $p \geq 1,0$  ата) на формирование температурного профиля дуги, горячей в продольном магнитном поле, могут в равной мере оказывать влияние как снижение  $\lambda_{\perp}$ , так и возрастание излучения, т. е. уменьшение величины  $(\sigma_{\parallel} E^2 - u)$ , что иллюстрируется фиг. 4. Так, в случае  $p = 1$  ата при  $T_0 = 12000^{\circ}\text{K}$  и  $10000^{\circ}\text{K}$  наполненность температурного профиля с ростом  $B$  уменьшается, а при  $T_0 = 14000^{\circ}\text{K}$  — увеличивается. В случае  $p = 10$  ата, как указывалось выше, температурный профиль делается более наполненным в ядре дуги, а в пристеночных областях градиенты температуры во всех случаях уменьшаются вследствие снижения величины энергии, передаваемой теплопроводностью.

Оценка влияния отрыва электронной температуры от температуры тяжелых частиц, проведенная по методу, изложенному в [17], показывает, что, например, для  $p=1$  ата и  $T_{e0}=14000^\circ\text{K}$  при  $B=0$  и  $10$  Т величины  $E$  мало отличаются от соответствующих значений, найденных при условии отсутствия отрыва температур, а токи несколько увеличиваются (в рассматриваемом случае до  $10 \div 12\%$ ). При этом характер температурных профилей и вольт-амперных характеристик принципиально не меняется.

В заключение заметим, что в данной работе не рассматривается проблема магнитогазодинамической неустойчивости дуги, горящей в продольном магнитном поле, поскольку этот вопрос требует самостоятельного подробного изучения.

Поступила 1 II 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Wienecke R. Druckerhöhung in der zylindersymmetrischen Lichtbogensäule bei überlagertem axialem Magnetfeld. Z. Naturf., 1963, Bd. 18a, 1151—1156.
2. Mahn C., Ringler H., Wienecke R., Witkowski S., Zankl G. Experimente zur Erhöhung der Lichtbogentemperatur durch Reduktion der Wärmeleitfähigkeit in einem Magnetfeld. Z. Naturf., 1964, Bd. 19a, 1202—1207.
3. Witkowski S. Druckerhöhung in der zylindersymmetrischen Lichtbogensäule bei überlagertem axialem Magnetfeld. Z. Naturf., 1965, Bd. 20a, 463—466.
4. Heidrich U. Die Energiebilanz eines Wasserstoffbogens in axialem Magnetfeld. Z. Naturf., 1965, Bd. 20a, 475—484.
5. Ермишин Ю. М., Левитан Ю. С., Назаренко И. П., Паневин И. Г. Характеристики стабилизированной дуги в продольном магнитном поле.— Тезисы докл. V Всесоюзной конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1972, том. 1, с. 74.
6. Ветлуцкий В. П., Онуфриев А. Г., Севастьяненко В. Г. Расчет цилиндрической электрической дуги с учетом переноса энергии излучением.— В кн.: Низкотемпературная плазма. М., «Мир», 1967.
7. Clark K. J., Incropera F. Thermochemical nonequilibrium in an argon constricted arc plasma. AIAA Paper, N 71, p. 593.
8. Devoto R. S. Simplified Expressions for the Transport Properties of Ionized Monatomic gases. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, N 10, p. 2105.
9. Kruger C. H., Mitchner M., Daybelge U. Transport Properties of MHD-Generator plasmas. Proceedings of the IEEE, 1968, vol. 56, N 9.  
(Рус. перев.: Переносные свойства плазмы МГД-генераторов. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1968, т. 56, № 9.)
10. Жданов В. М. Явления переноса в частично ионизованном газе.— ПИММ, 1962, т. XXVI, № 2, с. 280.
11. Москвин Ю. В. Излучательные способности некоторых газов в области высоких температур  $6000 \div (2000) \div 12000^\circ\text{K}$ . ТВТ, 1963, т. 6, вып. 1, с. 1.
12. Bauder U. Radiation from High — pressure plasmas. J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, N 1, p. 148.
13. Кулик П. П., Паневин И. Г., Хвезюк В. И. Теоретический расчет вязкости, теплопроводности и критерия Прандтля при наличии ионизации. ТВТ, 1963, т. 1, вып. 1, с. 56.
14. Греков Л. И., Москвин Ю. В., Романьчев В. С., Фаворский О. Н. Основные свойства некоторых газов при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1964.
15. Emmons H. W. Arc. Measurement of high — temperature gas transport properties. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, N 6, p. 1125.
16. Назаренко И. П., Паневин И. Г., Тибрина М. К. Экспериментальное исследование энергообмена и характеристик стабилизированных дуг высокого давления. Тезисы докладов V Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1972, т. 1, с. 160.
17. Назаренко И. П., Паневин И. Г. Расчет характеристик стабилизированных дуг с учетом переноса излучения и отрыва температур.— В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. М., «Наука», 1974.