

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВОЗДУХА В ПРИСУТСТВИИ ПРИМЕСИ

И. А. Кринберг

(Иркутск)

Электрические процессы в воздухе частот ведут к возникновению плазмы, представляющей смесь воздуха с некоторым посторонним элементом (например, в случае электрического разряда — это вещество электрода). Присутствие примеси в воздухе может заметно изменить его электропроводность (а соответственно — и параметры изучаемого явления) по следующим причинам.

1) Если атомная концентрация элемента — примеси более 0.001%, а энергия ионизации — менее 10 эв, то происходит увеличение концентрации электронов в плазме, и вследствие этого — увеличение электропроводности.

2) Если атомная концентрация примеси более 0.1%, а сечение столкновения электрона с атомом примеси превышает $15 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, то присутствие примеси ведет к уменьшению длины свободного пробега электрона в плазме, а следовательно, и к уменьшению электропроводности.

В работе излагается способ расчета электропроводности воздуха в интервале температур 1000—10 000° К при наличии в воздухе постороннего элемента-примеси. Предполагается, что рассматриваемая газовая смесь находится в состоянии термического равновесия. Приведены данные о величине сечений электропроводности основных компонент воздуха. Для случая, когда концентрация примеси не превышает 5%, предложен простой приближенный способ расчета состава плазмы. Правильность расчета электропроводности проконтролирована при помощи экспериментальных данных о параметрах дугового разряда в воздухе.

§ 1. Электропроводность частично ионизованного газа. Будем считать, что для исследуемой плазмы справедливы следующие допущения: 1) распределение электронов по скоростям является приближенно максвелловским (данное предположение выполняется в отсутствие сильных электрических и магнитных полей и больших градиентов температуры и концентрации частиц [1]); 2) в плазме существует локальное термическое равновесие (например, это всегда имеет место в дуговом разряде в воздухе при атмосферном давлении [2,3]). Тогда электропроводность плазмы в случае постоянного электрического поля можно рассчитать по формуле, полученной на основе приближенного решения кинетического уравнения Больцмана [4, 5]

$$\sigma(T) = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{\sqrt{8mkT}} \frac{\alpha N_e}{N_i \langle Q_i \rangle + \sum_l N_l \langle Q_l \rangle} \quad \left(\alpha = \alpha(\gamma), \quad \gamma = \frac{N_i \langle Q_i \rangle}{\sum_l N_l \langle Q_l \rangle} \right) \quad (1.1)$$

Здесь T — температура плазмы, m и e — масса и заряд электрона, k — постоянная Больцмана, N_e и N_i — концентрация электронов и ионов, N_l — концентрация нейтральных частиц l -го сорта, $\langle Q \rangle$ — так называемые сечения электропроводности для однозарядных ионов и нейтральных частиц, определяемые по формулам

$$\langle Q_i \rangle = \frac{\pi e^4}{(kT)^2} \ln \left[\left(\frac{9}{8\pi} \right)^{-1/3} \frac{kT}{e^2 N_i^{1/3}} \right] \quad (1.2)$$

$$\langle Q_l \rangle = \frac{1}{6} \left(\frac{m}{kT} \right)^3 \int_0^\infty q_l(v) v^5 \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) dv \quad (1.3)$$

Здесь $q_l(v)$ — сечение передачи импульса (транспортное сечение) нейтральной частицы l -го сорта, зависящее от скорости электрона v . Вхо-

дающая в выражение (1.1) величина α учитывает электрон-электронное взаимодействие и является сложной функцией¹ отношения γ [4]. Для практических расчетов можно рекомендовать приближенную формулу

$$\alpha(\gamma) = 1.13 + 0.05 \gamma e^{-0.02\gamma} \quad \text{при } 30 > \gamma \geq 0, \quad \alpha = 1.95 \quad \text{при } \gamma \geq 30 \quad (1.4)$$

результаты вычислений по которой с точностью до 1% согласуются с истинной зависимостью $\alpha(\gamma)$.

Формула (1.1) получена в предположении, что ток через плазму переносится только электронами (подвижность ионов почти в 100 раз меньше подвижности электронов), и основную роль в торможении электронов играют упругие соударения их с нейтральными частицами и ионами. Последнее достаточно хорошо выполняется ниже 10 000° К, когда средняя энергия электронов $3/2 kT$ не превышает 1.3 эв, что обычно значительно ниже энергии возбуждения и ионизации нейтральных частиц плазмы.

Если поставить в формулы (1.1) и (1.2) значения постоянных и выразить N в см^{-3} , $\langle Q \rangle$ — в см^2 , T — в °К, то формулы примут вид

$$\sigma(T) = 4.52 \cdot 10^{-10} \frac{\alpha N_e}{\sqrt{T} N_i \langle Q_i \rangle + \sum_l N_l \langle Q_l \rangle} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \quad (1.5)$$

$$\langle Q_i \rangle = \frac{2.02 \cdot 10^{-5}}{T^2} \lg \left(\frac{425T}{N_i^{1/3}} \right) \text{ см}^2 \quad (1.6)$$

Так как данные по атомным сечениям обычно представляют в виде зависимости от энергии электрона, то удобно ввести в выражение (1.3) переменную $V^{1/2} m v^2 = x \text{ эв}^{1/2}$, после чего получим

$$\langle Q_l \rangle = \frac{2.08 \cdot 10^{12}}{T^3} \int_0^\infty q_l(x) x^5 \exp \left(-\frac{11600x^2}{T} \right) dx \text{ см}^2 \quad (1.7)$$

§ 2. Сечения электропроводности для основных компонентов воздуха. В интервале температур 1000—10 000° К воздух с примесью представляет смесь молекул N_2 , O_2 , NO , атомов N , O , X (через X будет обозначаться элемент-примесь); ионов NO^+ , N^+ , O^+ , X^+ и электронов. Обычно наблюдается также присутствие других частиц (например, Ar , CO , N_2^+ , O_2^+), однако, вследствие малой концентрации они практически не влияют на электропроводность и могут не приниматься во внимание.

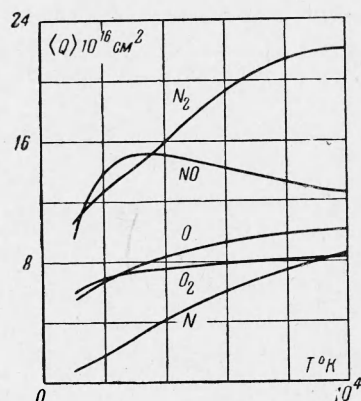
Сечение электропроводности для всех видов однозарядных ионов является одинаковым и может быть найдено согласно (1.6), причем для его вычисления требуется лишь знание суммарной концентрации ионов в плазме. Для расчета сечений электропроводности $\langle Q \rangle$ нейтральных частиц необходимы данные о соответствующих сечениях передачи импульса q в интервале энергий электрона от 0.1 до 10 эв. Значение q при более низких и более высоких энергиях не влияет на величину $\langle Q \rangle$ в интервале 1000—10 000° К, так как при этих энергиях подынтегральная функция в (1.7) практически равна нулю. К сожалению, в настоящее время не имеется достаточно полных данных о сечении передачи импульса для основных компонент воздуха. Однако в ряде случаев имеются сведения о полном сечении столкновения электрона с нейтральной частицей (из измерений по методу Рамзауэра) или о полном сечении упругого рассеяния электрона² (теоретический расчет). Так как при низких энергиях электрона (величина $\langle Q \rangle$ в основном зависит от значения q при энергиях электрона менее 3 эв) полное сечение столкновения практически совпадает с полным сечением упругого рассеяния [6], а последнее в этих случаях обы-

¹ А. В. Гуревич. Некоторые вопросы теории распространения сильных радиоволн в плазме. Докт. дисс., Физ. ин-т АН СССР, М., 1957.

² Используемая в данной работе терминология соответствует монографии [6].

чно отличается от сечения передачи импульса не более чем на 10% [6, 7], то при вычислении $\langle Q \rangle$ можно использовать данные о всех трех видах сечений. Возникающая из-за такого приближения ошибка практически во всех случаях будет меньше ошибки, с которой в настоящее время известны сечения взаимодействия электрона с атомом или молекулой. Краткая характеристика использованных при расчете $\langle Q \rangle$ данных дана ниже.

1) *Молекула N_2* . Для энергии электрона 0—1.5 эв были взяты из работы [8] данные о сечении передачи импульса, для 1.5—10 эв данные о полном сечении столкновения из [9]. В области 1.0—1.8 эв данные работ [8, 9]



Фиг. 1. Сечения электропроводности для основных компонент воздуха

достаточно хорошо согласуются друг с другом (расхождение менее 10%). Кроме того, относительный ход кривой $q(v)$ из работы [9] в области 2.7—10 эв подтверждается измерениями Нейнебера [10].

2) *Молекула O_2* . В интервале 0.03—1.5 эв использовалось сечение передачи импульса из [8], от 1.5 до 10 эв — полное сечение столкновения из [11]. В области 1.0—1.8 эв данные работ [8, 11] согласуются с точностью до 5%. Относительный ход кривой $q(v)$ из работы [11] подтверждается измерениями Нейнебера [12].

3) *Молекула NO*. В интервале 0.2—1.4 эв взято из [8] сечение передачи импульса, от 1.4 до 10 эв — полное сечение столкновения из работы [11]. Данные о величине сечения для молекулы NO менее надежны, чем соответствующие данные для

N_2 и O_2 . Однако вследствие относительно малого содержания NO в воздухе (менее 5%) неточность в определении $\langle Q(NO) \rangle$ мало скажется при вычислении электропроводности воздуха.

4) *Атом N*. Во всем интервале 0—10 эв использовалось полное сечение упругого рассеяния, рассчитанное теоретически Бауэром и Броном (взято из работы [10]). Форма полученной ими кривой $q(v)$ в интервале 3—10 эв хорошо согласуется с экспериментальной кривой Нейнебера [10], однако экспериментальное значение сечения примерно на 40% ниже расчетного. Причина этого расхождения в настоящее время еще неясна.

5) *Атом O*. Во всем интервале 0—10 эв использовалось полное сечение упругого рассеяния, рассчитанное теоретически [13]. Имеющиеся в интервале 2.3—10 эв экспериментальные данные [12] дают значение сечения на 30% ниже расчетного. Формы экспериментальной и расчетной кривой $q(v)$ мало отличаются друг от друга.

Результаты вычисления сечений электропроводности в области 1000—10 000 °K представлены на фиг. 1. Продолжение расчета в область более высоких температур не представляет интереса, так как при $T > 10^4$ K существенную роль играет лишь рассеяние электронов ионами (т. е.

$$N_i \langle Q_i \rangle \gg \sum_l N_e \langle Q_l \rangle$$

§ 3. Состав плазмы. Концентрацию частиц N , входящих в состав равновесной плазмы, можно получить, решив систему нелинейных алгебраических уравнений, которая состоит из уравнений Саха для реакций ионизации, уравнений закона действующих масс (для реакций диссоциации), условия квазинейтральности плазмы, закона Дальтона и уравнений ма-

териальных балансов. Численный способ решения системы подробно изложен в [14,15] и здесь рассматриваться не будет. Следует заметить, что в часто встречающихся на практике случаях, когда концентрация примеси в воздухе не превышает 5%, необходимость в проведении такого расчета вообще отпадает, так как появляется возможность использовать имеющиеся в литературе данные о составе воздуха при различных температурах и давлениях [16,17]. Осуществляется это следующим образом. Представим входящую в (1.5) сумму в виде

$$\sum_i N_i \langle Q_i \rangle = A + N(X) \langle Q(X) \rangle \quad (3.1)$$

$$A = N(N_2) \langle Q(N_2) \rangle + N(O_2) \langle Q(O_2) \rangle + N(NO) \langle Q(NO) \rangle + N(N) \langle Q(N) \rangle + N(O) \langle Q(O) \rangle \quad (3.2)$$

Так как концентрация примеси невелика, то можно пренебречь ее влиянием на концентрацию компонент воздуха и считать величину $A(T)$ не зависящей от присутствия примеси. Тогда, воспользовавшись значениями сечений $\langle Q \rangle$ (фиг. 1) и данными о составе воздуха [16, 17], можно рассчитать A . Для определения входящих в (1.5) значений $N_e = N_i$ можно применить следующий приближенный способ. Уравнение материального баланса, представляющее отношение атомных концентраций элемента-примеси и азота, имеет вид

$$\frac{p(X) + p(X^+)}{2p(N_2) + p(N) + p(NO) + p(N^+) + p(NO^+)} = a \quad (p = nkT) \quad (3.3)$$

Здесь p — парциальные давления соответствующих частиц. Пренебрегая, как и ранее, влиянием примеси, можно положить

$$2p(N_2) + p(N) + p(NO) + p(N^+) + p(NO^+) \approx 2p(N_2) + p(N) + p(NO) = b \quad (3.4)$$

где $b(T)$ не зависит от присутствия примеси. Из (3.3) и (3.4) следует

$$p(X) + p(X^+) = ab \quad (3.5)$$

Если теперь условно принять, что образование электронов в плазме происходит только за счет ионизации атомов примеси, то имеем

$$p(X^+) p(eX) = K(X) p(X) \quad (3.6)$$

$$p(X^+) = p(eX) \quad (3.7)$$

Решая систему (3.5) — (3.7), получим

$$p(eX) = \sqrt[1/4]{K^2(X) + K(X) ab} - 1/2 K(X) \quad (3.8)$$

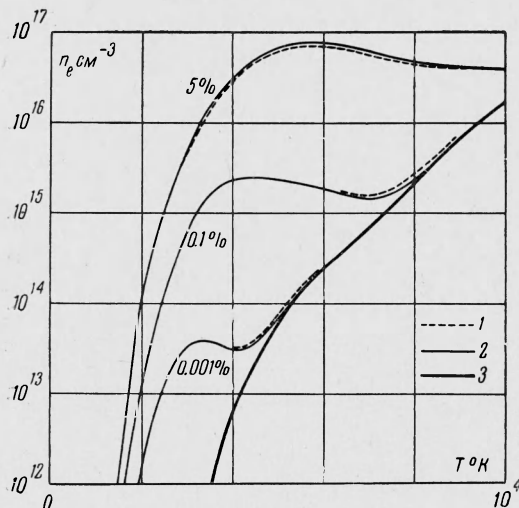
Здесь $K(X)$ — константа равновесия реакции ионизации элемента-примеси (численные значения K для многих элементов имеются в таблицах [18]), $p(eX)$ — парциальное давление электронов, которое имело бы место при отсутствии ионизации основных компонент воздуха.

В свою очередь, если предположить, что ионизация атомов примеси отсутствует, то парциальное давление электронов в рассматриваемой газовой смеси будет практически равно парциальному давлению электронов $p(eO)$ в воздухе без примеси (данные о $p(eO)$ имеются в таблицах [16,17]).

Зная величины $p(eX)$ и $p(eO)$, оказывается возможным приближенно определить истинную концентрацию электронов N_e , не решая довольно сложной полной системы уравнений для состава плазмы. Достаточно удовлетворительные результаты дает соотношение

$$N_e = \frac{p_e}{kT} \approx \frac{1}{kT} \sqrt{p^2(eO) + p^2(eX)} \quad (3.9)$$

где p_e — парциальное давление электронов, возникающее при одновременной ионизации примеси и компонент воздуха. На фиг. 2 приведены результаты расчета N_e для различных концентраций цезия в воздухе путем решения полной системы уравнение для состава плазмы (пунктирная кривая) и приближенным способом согласно (3.9) (сплошная кривая). Видно, что



Фиг. 2. Концентрация электронов в воздухе с примесью цезия: 1 — точный расчет, 2 — приближенный расчет, 3 — воздух без примеси

здесь выполняется даже лучше, чем при более низких концентрациях Cs. Это завышение объясняется неучтенным нами влиянием примеси на значение величины b , которое становится заметным при больших концентрациях примеси.

Единственной неизвестной величиной, необходимой для расчета электропроводности воздуха с примесью, теперь остается произведение $N(X) \langle Q(X) \rangle$. Во многих случаях

$$N_i \langle Q_i \rangle + A \gg N(X) \langle Q(X) \rangle \quad (3.10)$$

и в определении $N(X) \langle Q(X) \rangle$ нет необходимости. Если же (3.10) не имеет места, то $N(X) = p(X)/kT$ может быть найдено из (3.5), (3.6) путем замены там $p(eX)$ на p_e , а $\langle Q(X) \rangle$ может быть рассчитано согласно (1.7) с привлечением соответствующих данных о сечении передачи импульса для атома примеси.

§ 4. Электропроводность воздуха с примесью при атмосферном давлении. Для давления 1 атм был проведен расчет состава воздуха в интервале температур 1000—10 000° К с использованием наиболее новых данных [18] о константах равновесия реакций ионизации и диссоциации¹, после чего были вычислены значения A , b , $p(eO)$, представленные в табл. 1. При помощи этих значений вышеизложенным способом была вычислена электропроводность воздуха в присутствии Cs, Na и Mg (потенциалы ионизации 3.89, 5.14 и 7.64 эв) в концентрациях 0.1 и 1%. Как видно из фиг. 3, кривые $\sigma(T)$ во всех случаях имеют подобный вид. При низких температурах происходит резкий рост σ с увеличением T , что вызывается ионизацией все большего числа атомов примеси. Затем наблюдается участок, где электропроводность слабо зависит от температуры, так как атомы примеси практически полностью ионизованы, а образование

при концентрации цезия менее 1% в интервалах температуры, где образование электронов происходит исключительно за счет ионизации примеси или, напротив, преимущественно за счет ионизации компонент воздуха, обе кривые совпадают. Это также непосредственно следует из (3.9), так как

$$p_e \approx p(eX) \quad \text{при } p(eX) \gg p(eO) \\ p_e \approx p(eO) \quad \text{при } p(eX) \ll p(eO)$$

Наибольшая ошибка при расчете по (3.9) возникает в случае $p(eX) \sim p(eO)$, однако, как видно из фиг. 2, она не превышает 13%. В случае присутствия в воздухе 5% Cs приближенный расчет дает завышенное (примерно на 10%) значение N_e в большой области температур, хотя условие $p(eX) \gg p(eO)$

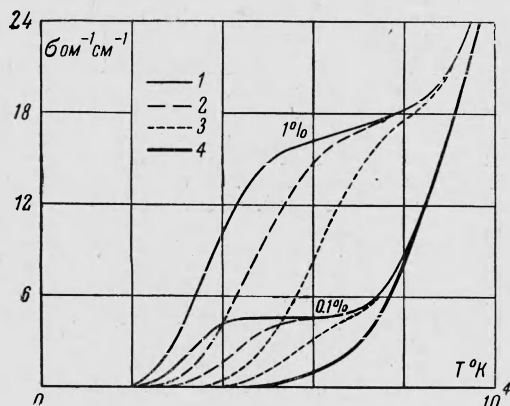
¹ Результаты проведенного расчета с точностью до 1—3% согласуются с данными [16,17] и лишь ниже 7500° К вычисленные нами значения концентрации электронов на 10—30% выше, что объясняется отличием использованных при расчете значений константы равновесия реакции ионизации NO от значений, применявшихся в [16,17].

электронов за счет ионизации атомов и молекул воздуха незначительно. Наконец, при больших температурах электропроводность мало зависит от присутствия примеси и приближается к электропроводности чистого воздуха.

Вследствие отсутствия экспериментальных данных может быть проведена лишь приближенная оценка степени согласия расчета с электропроводностью реальной плазмы. Осуществить ее можно при помощи данных о параметрах дугового разряда в воздухе. Для поперечного сечения в центре дуги достаточно точным является соотношение

$$I = E \int_0^R \sigma(r) 2\pi r dr \quad (4)$$

где I — сила тока, E — напряженность электрического поля, r — расстояние от оси дуги, R — расстояние от оси, на котором электропроводность плазмы становится достаточно малой (порядка 1—3% от максимального значения σ). Если при фиксированной I проведены измерения величин E и $T(r)$, то, зная концентрацию примеси в плазме, можно рассчитать $\sigma(r)$, а затем при помощи (4.1) — и силу тока I . Тогда, по соответствию расчетного значения I истинному, можно судить о правильности расчета электропроводности плазмы.



Фиг. 3. Электропроводность воздуха с примесью различных элементов: 1 — цезий, 2 — натрий, 3 — магний, 4 — воздух без примеси

(а соответственно — и σ) составляла, по оценке автора [19,20], 20—30%. Во втором случае присутствие примеси не влияло на электропроводность плазмы, однако ошибка в определении температуры составляла $\pm 200^\circ \text{K}$, что дает ошибку в определении N_e (и σ) порядка 25—30%. Следует также отметить, что автор [21], проведя дополнительное измерение температуры на оси дуги другим методом, получил вместо использованной при расчете I величины 6150°K значение 6400°K . Если это значение температуры действительно имело место, то расчет I по (4.1) даст величину, очень близкую к истинному значению в 10 а. Наконец, в третьем случае вместо измерения концентрации примеси проводилось непосредственно измерение концентрации электронов, точность которого составляла 5—10%. Соответственно для третьего случая получается и наименьшее расхождение между действительной и расчетной силами тока.

Таблица 2

Параметры дуговых разрядов в воздухе

№	Литература	Примесь	$T_R, ^\circ \text{K}$	$T_0, ^\circ \text{K}$	$E, \text{ в/см}$	$I, \text{ а}$		$\frac{\Delta I}{I}, \%$
						фактически	расчет	
1	[19,20]	0.022% Na	2700	4750	19.5	4	5.2	+30
2	[21,22]	0.01—1% C	4000	6150	17	10	6.3	—37
3	[23,24]	30% C	7000	10900	10	200	213	+6.5

В заключение можно отметить, что изложенный в настоящей работе способ расчета электропроводности воздуха с примесью является достаточно простым и при использовании рекомендованных данных о сечениях электропроводности и составе воздуха имеет ошибку не более 10—30%.

Поступила 20.VI.1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Гостехиздат, М.—Л., 1952.
2. Finkelburg W., Maescker H. Elektrische Bögen und thermisches Plasma. Handbuch der Physik, 1956, B. 22, S. 254—444, (Русск. пер., Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. Изд. иностр. лит., М., 1961).
3. Коханенко В. В. К вопросу об установлении термодинамического равновесия в разрядах. Изв. высш. уч. завед., Физика, 1960, № 4, стр. 237—239.
4. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле. Успехи физ. наук, 1960, т. 70, № 2, стр. 201—246.
5. Колесников В. Н., Обухов-Денисов В. В. Эффективное сечение рассеяния медленных электронов на атомах водорода. Ж. эксперим. и теор. физ., 1962, т. 42, № 4, стр. 1001—1009.
6. Massey H., Burhop E. Electronic and ionic impact phenomena. Clarendon Press, Oxford, 1952 (Русск. пер., Мессеи Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. Изд. иностр. лит., М., 1958).
7. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, М., 1961.
8. Shkarofsky I. P., Bachynsky M. P., Johnston T. W. Collision frequency associated with high temperature air and scattering cross sections of the constituents. Planet. and Sp. Sci., 1961, vol. 6, p. 24—46.
9. Brüche E. Über den Querschnitt von Wasserstoff- und Stickstoffmolekülen gegenüber langsamen Elektronen. Ann. Physik, 1927, B. 82, H. 7, S. 912—943.
10. Neynaber R. H., Marino L. L., Rothe E. W., Trujillo S. M. Low-energy electron scattering from atomic nitrogen. Phys. Rev., 1963, vol. 129, № 5, p. 2069—2072.
11. Brüche E. Wirkungsquerschnitt und Molekülbau. Ann. Physik, 1927, B. 83, H. 8, S. 1065—1128.
12. Neynaber R. H., Marino L. L., Rothe E. W., Trujillo S. M. Low-energy electron scattering from atomic oxygen. Phys. Rev., 1961, vol. 123, No. 1, p. 148—152.
13. Cooper J. W., Martin J. B. Electron photodetachment from ions and elastic collision cross sections for O, C, Cl and F. Phys. Rev., 1962, vol. 126, No. 4, p. 1482—1488.
14. Ступоченко Е. В., Стаханов И. П., Самуйлов Е. В., Плешанов А. С., Рождественский И. Б. Термодинамические свойства воздуха в интервале температур от 1000 до 12 000° К и интервале давлений от 0.001 до 1000 атм. Сб. «Физическая газодинамика», Изд-во АН СССР, М., 1959.
15. Малкин О. А. Расчет электропроводности газообразных смесей, находящихся в состоянии плазмы. Радиотехника и электроника, 1963, т. 8, № 4, стр. 630—638.
16. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В., Стаханов И. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б. Таблицы термодинамических функций воздуха. Изд-во АН СССР, М., 1957.
17. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В., Стаханов И. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б. Таблицы термодинамических функций воздуха. Изд-во АН СССР, М., 1962.
18. Гурвич Л. В., Хачкярузов Г. А., Медведев В. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Изд-во АН СССР, М., 1962.
19. Энгельшт В. С. Распределение атомов натрия и меди в облаке дуги постоянного тока. Сб. тр. кафедры эксперим. физ. Киргизск. ун-та, 1961, стр. 13—34.
20. Энгельшт В. С. Токопроводящий канал стабилизированной натрием дуги постоянного тока. Сб. тр. кафедры эксп. физ. Киргизск. ун-та, 1961, стр. 35—39.
21. Hess H., Kloss H. G., Rademacher K., Seliger K. Vergleich zwischen einem Verfahren zur Bestimmung von Bogentemperaturen mit Hilfe von Stoss wellen und einer Spektroskopischen Methode. Beitr. Plasmaphys., 1962, B. 2, No. 3, S. 171—178.
22. Sperling J. Das Temperaturfeld im freien Kohlebogen. Z. Phys., 1950, B. 128, H2, S. 269—278.
23. Maescker H. Elektronendichte und Temperatur in der Säule des Hochstromkohlebogens. Z. Phys. 1953, B. 136, No. 2, S. 119—136.
24. Finkelburg W., Segal S. High temperature plasma properties from high current arc stream measurements. Phys. Rev., 1950, vol. 80, No. 2, p. 258—260.