

УДК 533.9.004.12:546.217

**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЗДУХА
ПРИ 12 000 — 25 000° К И 0.1 — 100 атм С УЧЕТОМ СНИЖЕНИЯ
ПОТЕНЦИАЛА ИОНИЗАЦИИ**

*Г. А. Ковальская, В. Г. Севастьяненко
И. А. Соколова*

(Новосибирск)

Рассчитан состав воздуха для давлений 0.1, 1, 10 и 100 атм и температур 12 000 ÷ 25 000° К с учетом кулоновского взаимодействия, что дает значительное увеличение электронной компоненты по сравнению с [1].

Подобраны физически оправданные аналитические выражения, с удовлетворительной точностью описывающие полученный состав и термодинамические свойства. Полученные аппроксимации удобны для решения прикладных задач, так как не требуют итераций.

1. Влияние кулоновского взаимодействия в основном сказывается в области температур, где идет интенсивная ионизация ($T \geq 12\,000^\circ \text{К}$). Когда ионизация практически завершена, роль кулоновских поправок к составу и термодинамическим свойствам уменьшается. Концентрация электронов при этом мало чувствительна к константе ионизации, а концентрации атомов малы и слабо сказываются на термодинамических свойствах.

Для процессов, чувствительных к концентрации атомов (например, для переноса излучения в ионизационном континууме и резонансных линиях), влияние кулоновского взаимодействия сказывается при любой температуре.

Наиболее распространенными данными по составу и термодинамическим свойствам воздуха при температурах 12 000 ÷ 20 000° К являются таблицы [1]. Однако кулоновское взаимодействие учтено в работе [1] лишь частично.

2. Составляя выражения для свободной энергии смеси ионов и электронов с учетом кулоновской энергии взаимодействия и беря вариацию по числу частиц при постоянных температуре и объеме, получаем условия ионизационного равновесия [2]

$$\frac{N_e N_{i+1}}{N_i} = \frac{Q_e Q_{i+1}}{Q_i} \exp \left[- \left(\frac{\delta F}{\delta N_e} \right)_{V, T} / kT \right] \quad (2.1)$$

где N — число частиц в объеме; Q — статистическая сумма с учетом всех видов движений, F — часть свободной энергии, связанная с кулоновским взаимодействием, k — постоянная Больцмана, T — температура; индекс e соответствует электронам, индекс i означает i -кратную ионизацию, $i = 0$ соответствует нейтральным атомам.

Выделяя в величинах Q значения поступательных статистических сумм и учитывая вырождение по спину, получаем

$$\frac{Q_e Q_{i+1}}{Q_i} = 2V \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{Z_{i+1}^*}{Z_i^*} \quad (2.2)$$

где Z — статистическая сумма по электронным состояниям, V — объем, m — масса электрона, h — постоянная Планка.

Здесь в выражениях для статистических сумм ионов по электронным состояниям учтено, что часть верхних возбужденных уровней в плазме не реализуется, так как взаимодействие переводит верхние дискретные уровни в непрерывный спектр. Влияние этого эффекта отмечено в обозначениях статистических сумм звездочкой.

Подставляя (2.2) в (2.1), переходя к концентрациям и совмещая начало отсчета энергии всех ионов с их основными состояниями, получаем

$$\frac{n_e n_{i+1}}{n_i} = 2 \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{Z_{i+1}^*}{Z_i^*} \exp \left(- \frac{I_i - \Delta I_i}{kT} \right)$$

где n — концентрация частиц, I_i — потенциал ионизации i — кратно ионизованного иона и

$$\Delta I_i = - (\delta F / \delta N_e)_{V, T}$$

Учитывая уравнение состояния

$$P = nkT + \Delta P$$

где P — давление, $\Delta P = (-\delta F / \delta V)_{T, N_i}$ — поправка к давлению, обусловленная кулоновским взаимодействием, и переходя к молярным долям получаем окончательно

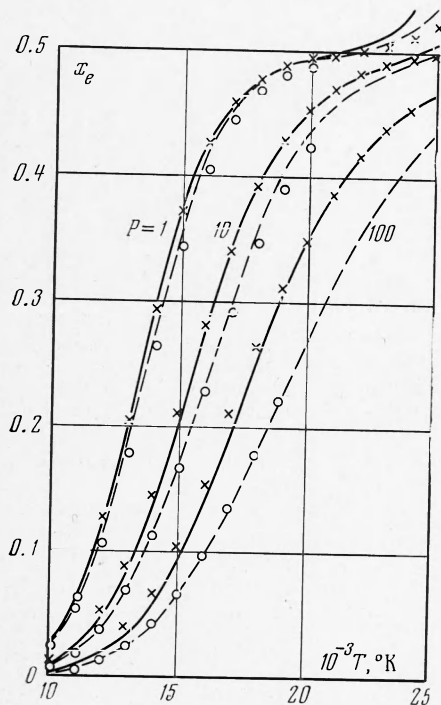
$$\frac{x_e x_{i+1}}{x_i} = \frac{2}{P - \Delta P} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{Z_{i+1}^*}{Z_i^*} \exp \left(- \frac{I_i - \Delta I_i}{kT} \right) \quad (2.3)$$

где x — молярная доля.

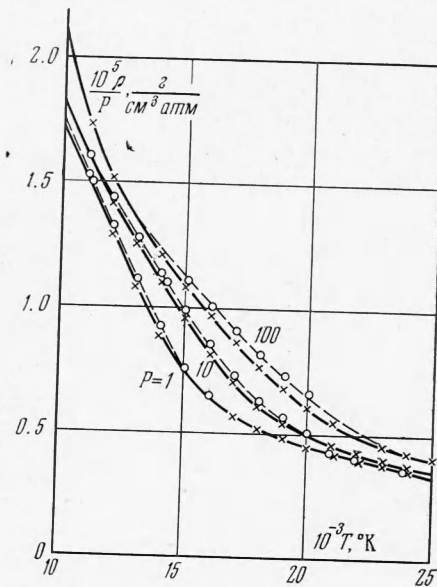
Таким образом, в уравнении ионизационного равновесия (2.3) необходимо учитывать кулоновские поправки в трех величинах Z_i^* , ΔI_i , ΔP . Для расчета снижения потенциала ионизации ΔI_i , которое требуется также при вычислении Z_i^* и Z_{i+1}^* , предложен ряд теорий. В расчетах [1] использована теория Дебая — Хюккеля [3], дающая малую величину ΔI . В данной работе использованы более обоснованные данные Эккера — Вайцеля [4]. Теория Эккера — Вайцеля [4] в настоящее время представляется одной из наиболее надежных. Численное решение уравнения Шредингера для атома водорода в кулоновском экранированном поле [5] дало результаты, близкие к расчетам по [4]. По этой причине в данной работе за основу принята работа [4]. Заметим, что более высокое значение снижения потенциала ионизации, получаемое в некоторых работах [6], возможно связано с двойным учетом поляризационного эффекта. Сравнение различных теорий обсуждается также в [7].

Поправка к давлению ΔP обычно рассчитывается по работе [3].

3. В данной работе рассчитан состав горячего воздуха с учетом всех перечисленных эффектов в интервале температур $T = 12\,000 \div 25\,000^\circ\text{K}$ при давлениях $P = 0.1 \div 100\text{ атм}$. В этом интервале параметров концентрация молекул мала (за исключением нижней границы температур при $P = 100\text{ атм}$). С другой стороны трехзарядные ионы практически отсутствуют.



Фиг. 1



Фиг. 2

Исходная система уравнений состоит из шести уравнений типа (2.3) для атомов, одно- и двухкратно заряженных ионов азота, кислорода и аргона, уравнения состояния и уравнения сохранения ядер взаимодействующих частиц

$$\frac{n_{\text{N}} + n_{\text{N}^+} + n_{\text{N}^{++}}}{0.7808} = \frac{n_{\text{O}} + n_{\text{O}^+} + n_{\text{O}^{++}}}{0.2095} = \frac{n_{\text{Ar}} + n_{\text{Ar}^+} + n_{\text{Ar}^{++}}}{0.0097}$$

где индексы N, N⁺, N⁺⁺ относятся к нейтральным атомам, однократно- и двукратно заряженным ионам азота; аналогично для кислорода (O, O⁺, O⁺⁺) и аргона (Ar, Ar⁺, Ar⁺⁺).

Числа в знаменателях отражают принятый первоначальный состав воздуха.

Решение системы уравнений равновесия проводилось на ЭВМ методом последовательных приближений. Результаты приведены в таблице.

Сравнение результатов расчета (крестики) с данными таблиц [1] (кружочки) показано на фиг. 1, 2. Видно, что при 100 атм значения x_e значительно превышают данные [1].

4. При решении задач на ЭВМ использование табличных данных иногда нежелательно. В этом случае нужно иметь аналитические выражения, аппроксимирующие с необходимой точностью табличные данные. В литературе используются аппроксимации трех типов:

1) формальные, аппроксимирующие табличные данные произвольными математическими выражениями. Эти аппроксимации громоздки и пригодны лишь для тех параметров, для которых они подобраны;

$$P = 0.1$$

T	n_e	n_N	n_{N+}	n_{N++}	n_O
12000	1.688(16)	2.087(16)	1.409(16)	1.662(9)	6.678(15)
13000	2.139(16)	1.022(16)	1.754(16)	1.647(10)	3.710(15)
14000	2.328(16)	4.382(15)	1.873(16)	1.163(11)	1.777(15)
15000	2.330(16)	1.826(15)	1.851(16)	6.344(11)	7.902(14)
16000	2.249(16)	7.917(14)	1.775(16)	2.824(12)	3.518(14)
17000	2.144(16)	3.655(14)	1.685(16)	1.063(13)	1.632(14)
18000	2.037(16)	1.800(14)	1.595(16)	3.478(13)	7.992(13)
19000	1.939(16)	9.381(13)	1.504(16)	1.007(14)	4.131(13)
20000	1.854(16)	5.073(13)	1.406(16)	2.640(14)	2.222(13)
21000	1.785(16)	2.889(13)	1.290(16)	6.000(14)	1.273(13)
22000	1.740(16)	1.651(13)	1.140(16)	1.221(15)	7.480(12)
23000	1.718(16)	9.336(12)	9.496(15)	2.158(15)	4.503(12)
24000	1.715(16)	5.116(12)	7.348(15)	3.295(15)	2.736(12)
25000	1.717(16)	2.684(12)	5.270(15)	4.397(15)	1.647(12)

T	n_{O+}	n_{O++}	n_{Ar}	n_{Ar+}	n_{Ar++}
12000	2.702(15)	5.111(6)	1.337(14)	8.439(13)	1.844(8)
13000	3.739(15)	8.457(7)	6.140(13)	1.118(14)	1.723(9)
14000	4.425(15)	9.344(8)	2.373(13)	1.205(14)	1.109(10)
15000	4.667(15)	7.317(9)	8.868(12)	1.179(14)	5.504(10)
16000	4.624(15)	4.348(10)	3.483(12)	1.120(14)	2.253(11)
17000	4.459(15)	2.079(11)	1.470(12)	1.052(14)	7.877(11)
18000	4.255(15)	8.345(11)	6.631(11)	9.775(13)	2.392(12)
19000	4.043(15)	2.839(12)	3.120(11)	8.840(13)	6.313(12)
20000	3.826(15)	8.957(12)	1.456(11)	7.513(13)	1.440(13)
21000	3.593(15)	2.390(13)	6.676(10)	5.793(13)	2.640(13)
22000	3.325(15)	5.759(13)	2.820(10)	3.917(13)	3.961(13)
23000	3.002(15)	1.233(14)	1.126(10)	2.367(13)	4.907(13)
24000	2.619(15)	2.347(14)	4.426(9)	1.338(13)	5.304(13)
25000	2.192(15)	4.004(14)	1.769(9)	7.392(12)	5.293(13)

$$P = 1$$

T	n_e	n_N	n_{N+}	n_{N++}	n_O
12000	7.466(16)	3.599(17)	6.343(16)	2.163(9)	1.027(17)
13000	1.153(17)	2.580(17)	9.735(16)	2.267(10)	7.805(16)
14000	1.543(17)	1.652(17)	1.288(17)	1.667(11)	5.423(16)
15000	1.824(17)	9.496(16)	1.499(17)	9.200(11)	3.424(16)
16000	1.965(17)	5.091(16)	1.590(17)	4.046(12)	1.990(16)
17000	1.995(17)	2.666(16)	1.595(17)	1.490(13)	1.099(16)
18000	1.961(17)	1.414(16)	1.554(17)	4.763(13)	5.983(15)
19000	1.897(17)	7.725(15)	1.495(17)	1.357(14)	3.294(15)
20000	1.823(17)	4.378(15)	1.429(17)	3.506(14)	1.861(15)
21000	1.750(17)	2.573(15)	1.360(17)	8.303(14)	1.086(15)
22000	1.681(17)	1.561(15)	1.287(17)	1.816(15)	6.537(14)
23000	1.622(17)	9.712(14)	1.205(17)	3.676(15)	4.058(14)
24000	1.576(17)	6.062(17)	1.107(17)	6.998(15)	2.554(14)
25000	1.541(17)	3.918(14)	9.915(16)	1.174(16)	1.687(14)

T	n_{O^+}	$n_{O^{++}}$	n_{Ar}	n_{Ar^+}	$n_{Ar^{++}}$
12000	1.085(16)	5.932(6)	2.267(15)	3.735(14)	2.360(8)
13000	1.730(16)	9.704(7)	1.583(15)	6.338(14)	2.423(9)
14000	2.463(16)	1.085(9)	9.522(14)	8.814(14)	1.693(10)
15000	3.147(16)	8.838(9)	4.975(14)	1.030(15)	8.608(10)
16000	3.642(16)	5.479(10)	2.389(14)	1.070(15)	3.445(11)
17000	3.895(16)	2.690(11)	1.128(14)	1.047(15)	1.161(12)
18000	3.953(16)	1.089(12)	5.466(13)	1.000(15)	3.437(12)
19000	3.893(16)	3.778(12)	2.762(13)	9.450(14)	9.155(12)
20000	3.775(16)	1.154(13)	1.456(13)	8.845(14)	2.213(13)
21000	3.629(16)	3.168(13)	7.914(12)	8.133(14)	4.864(13)
22000	3.471(16)	7.922(13)	4.358(12)	7.233(14)	9.636(13)
23000	3.300(16)	1.819(14)	2.375(12)	6.090(14)	1.695(14)
24000	3.110(16)	3.928(14)	1.230(12)	4.727(14)	2.641(14)
25000	2.894(16)	7.500(14)	6.387(11)	3.440(14)	3.495(14)

P = 10

T	n_e	n_N	n_{N^+}	$n_{N^{++}}$	n_O
12000	2.893(17)	4.341(18)	2.472(17)	3.205(9)	1.190(18)
13000	4.921(17)	3.648(18)	4.202(17)	3.622(10)	1.022(18)
14000	7.490(17)	2.925(18)	6.369(17)	2.876(11)	8.481(17)
15000	1.029(18)	2.212(18)	8.687(17)	1.701(12)	6.726(17)
16000	1.289(18)	1.571(18)	1.077(18)	7.859(12)	5.067(17)
17000	1.490(18)	1.055(18)	1.231(18)	2.952(13)	3.625(17)
18000	1.619(18)	6.790(17)	1.320(18)	9.413(13)	2.474(17)
19000	1.679(18)	4.277(17)	1.354(18)	2.627(14)	1.630(17)
20000	1.689(18)	2.683(17)	1.350(18)	6.596(14)	1.052(17)
21000	1.668(18)	1.696(17)	1.323(18)	1.519(15)	6.755(16)
22000	1.628(18)	1.089(17)	1.283(18)	3.257(15)	4.356(16)
23000	1.581(18)	7.134(16)	1.235(18)	6.539(15)	2.848(16)
24000	1.532(18)	4.749(16)	1.183(18)	1.247(16)	1.888(16)
25000	1.484(18)	3.216(16)	1.126(18)	2.253(16)	1.274(16)

T	n_{O^+}	$n_{O^{++}}$	n_{Ar}	n_{Ar^+}	$n_{Ar^{++}}$
12000	4.062(16)	8.444(6)	2.718(16)	1.447(15)	3.475(8)
13000	6.917(16)	1.436(8)	2.261(16)	2.764(15)	3.912(9)
14000	1.076(17)	1.653(9)	1.765(16)	4.564(15)	3.058(10)
15000	1.539(17)	1.379(10)	1.268(16)	6.535(15)	1.742(11)
16000	2.037(17)	8.787(10)	8.327(15)	8.190(15)	7.559(11)
17000	2.507(17)	4.444(11)	5.070(15)	9.183(15)	2.614(12)
18000	2.890(17)	1.853(12)	2.943(15)	9.520(15)	7.615(12)
19000	3.151(17)	6.537(12)	1.683(15)	9.415(15)	1.950(13)
20000	3.291(17)	2.005(13)	9.699(14)	9.083(15)	4.529(13)
21000	3.332(17)	5.474(13)	5.709(14)	8.650(15)	9.736(13)
22000	3.305(17)	1.358(14)	3.444(14)	8.161(15)	1.957(14)
23000	2.235(17)	3.095(14)	2.427(14)	7.611(15)	3.676(14)
24000	3.140(17)	6.611(14)	1.330(14)	6.972(15)	6.494(14)
25000	3.027(17)	1.326(15)	8.339(13)	6.213(15)	1.067(15)

2) физические аппроксимации, требующие итераций. Эти аппроксимации весьма точны, так как представляют собой несколько упрощенную систему уравнений равновесия. Применение их для прикладных целей затруднительно из-за необходимости итераций;

3) физические аппроксимации, не требующие итераций. Они получают путем дальнейшего упрощения исходной системы уравнений, в связи

$P = 100$

T	n_e	n_N	n_{N+}	$n_{N^{++}}$	n_O
12000	1.144(18)	4.625(19)	9.791(17)	6.288(9)	1.251(19)
13000	2.075(18)	4.109(19)	1.778(18)	8.129(10)	1.122(19)
14000	3.413(18)	3.584(19)	2.920(18)	7.374(11)	9.929(18)
15000	5.139(18)	3.044(19)	4.382(18)	4.962(12)	8.619(18)
16000	7.129(18)	2.499(19)	6.044(18)	2.576(13)	7.292(18)
17000	9.168(18)	1.979(19)	7.715(18)	1.066(14)	5.992(18)
18000	1.102(19)	1.513(19)	9.195(18)	3.623(14)	4.776(18)
19000	1.251(19)	1.125(19)	1.033(19)	1.038(15)	3.704(18)
20000	1.358(19)	8.179(18)	1.111(19)	2.615(15)	2.799(18)
21000	1.424(19)	5.864(18)	1.154(19)	5.906(15)	2.074(18)
22000	1.456(19)	4.186(18)	1.170(19)	1.224(16)	1.515(18)
23000	1.462(19)	2.989(18)	1.165(19)	2.365(16)	1.095(18)
24000	1.450(19)	2.151(18)	1.146(19)	4.287(16)	7.926(17)
25000	1.427(19)	1.553(18)	1.118(19)	7.479(16)	5.723(17)

T	n_{O+}	$n_{O^{++}}$	n_{Ar}	n_{Ar+}	$n_{Ar^{++}}$
12000	1.588(17)	1.635(7)	2.889(17)	5.717(15)	6.792(8)
13000	2.851(17)	3.140(8)	2.557(17)	1.174(16)	8.812(9)
14000	4.713(17)	4.049(9)	2.205(17)	2.133(16)	7.990(10)
15000	7.232(17)	3.748(10)	1.827(17)	3.452(16)	5.323(11)
16000	1.035(18)	2.608(11)	1.437(17)	4.992(16)	2.692(12)
17000	1.387(18)	1.416(11)	1.068(17)	6.480(16)	1.062(13)
18000	1.750(18)	6.200(12)	7.523(16)	7.648(16)	3.380(13)
19000	2.087(18)	2.241(13)	5.101(16)	8.353(16)	8.954(13)
20000	2.376(18)	6.974(13)	3.362(16)	8.650(16)	2.077(14)
21000	2.598(18)	1.901(14)	2.200(16)	8.618(16)	4.321(14)
22000	2.749(18)	4.653(14)	1.438(16)	8.395(16)	8.292(14)
23000	2.838(18)	1.041(15)	9.467(15)	8.051(16)	1.491(15)
24000	2.868(18)	2.144(15)	6.338(15)	7.630(16)	2.524(15)
25000	2.859(18)	4.188(15)	4.160(15)	7.161(16)	4.111(15)

с чем обладают меньшей точностью, чем аппроксимации второй группы. Однако они привлекают своей простотой и позволяют вводить поправки, улучшающие точность.

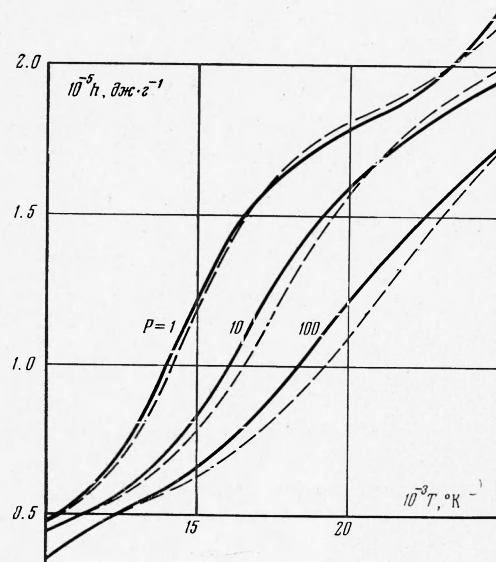
В данной работе в качестве исходных аппроксимирующих выражений выбраны физические аппроксимации А. Н. Крайко [8]. Погрешности аппроксимирующей системы уравнений, записанной в [8], вызваны в основном тремя причинами:

- 1) расщеплением исходной системы уравнений равновесия на основе ряда упрощающих предположений, перечисленных в [6];
- 2) пренебрежением влиянием кулоновского взаимодействия на давление;
- 3) пренебрежением снижением потенциала ионизации.

Последняя причина в рассматриваемом интервале параметров дает наибольшую погрешность. В связи с этим, а также чтобы не усложнять чрезмерно систему уравнений, записанную в [8], все три перечисленных источника погрешностей приближенно ликвидируются с помощью двух поправок к потенциалам ионизации атомов и однозарядных ионов. Эти «эффективные снижения температуры ионизации» ΔT_0^* и ΔT_1^* подобраны так, чтобы обеспечить достаточную точность аппроксимации результатов расчетов.

Полная система аналитических выражений, аппроксимирующих состав и термодинамические свойства горячего воздуха, выписана ниже. В этой

системе концентрация частиц n имеет размерность см^{-3} , давление P измеряется в физических атмосферах ($1 \text{ атм} = 1,013 \cdot 10^6 \text{ дн/см}^2$), температура T в градусах Кельвина, плотность ρ в г/см^3 , энтальпия H и кулоновская



Фиг. 3

поправка к энтальпии ΔH в $\text{дж} \cdot \text{г}^{-3}$, остальные величины безразмерные

$$x_{\text{O}} = \frac{2\varepsilon_1 - 0.42\varepsilon_3}{\alpha}, \quad x_{\text{N}} = \frac{2\varepsilon_2 - 1.58\varepsilon_3}{\alpha}, \quad x_{\text{O}_2} = \frac{0.21 - \varepsilon_1}{\alpha}$$

$$x_{\text{N}_2} = \frac{0.79 - \varepsilon_2}{\alpha}, \quad x_{\text{N}^+} + x_{\text{O}^+} = \frac{2\varepsilon_3}{\alpha}$$

$$x_{\text{N}^{++}} + x_{\text{O}^{++}} = \frac{2\varepsilon_4}{\alpha}, \quad x_e = \frac{2(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_4)}{\alpha}$$

$$n_i = 0.734 \cdot 10^{22} \frac{P - \Delta P}{T} x_i, \quad \rho = 0.3565 \frac{P - \Delta P}{\alpha T}$$

$$H = 0.2843 \{ T [(0.21 - \varepsilon_1) H_{\text{O}_2} + (0.79 - \varepsilon_2) H_{\text{N}_2} + 2(\varepsilon_1 - 0.21\varepsilon_3) H_{\text{O}} +$$

$$+ 2(\varepsilon_2 - 0.79\varepsilon_3) H_{\text{N}} + 2\varepsilon_3 H_i + 5(\varepsilon_3 + \varepsilon_4)] + 59000\varepsilon_1 + 113000\varepsilon_2 +$$

$$+ (333100 - \Delta T_0)\varepsilon_3 + (714440 - \Delta T_1)\varepsilon_4 \} + \Delta H$$

$$\varepsilon_1 = \left[1.88 + \sqrt{8.3 + \frac{P}{T} \exp\left(\frac{57800}{T} - 4.02 + 1.32 \cdot 10^{-4} T\right)} \right]^{-1}$$

$$\varepsilon_2 = \left[0.22 + \sqrt{1.096 + \frac{P}{T} \exp\left(\frac{113300}{T} - 5.94\right)} \right]^{-1}$$

$$\varepsilon_3 = \left[1 + P \left(\frac{10000}{T}\right)^{5/2} \exp\left(\frac{161620 - \Delta T_0^*}{T} - 8.73\right) \right]^{-1/2}$$

$$\varepsilon_4 = -0.5 + \sqrt{0.25 + \left[1 + P \left(\frac{10000}{T}\right)^{5/2} \exp\left(\frac{357220 - \Delta T_1^*}{T} - 8.44\right) \right]^{-1}}$$

$$\Delta T_0^* = 8170 \sqrt[3]{P \cdot 10000 / T} [1 + P^{1/2} (10000 / T)^{5/2} \exp(169000 / T - 10)]^{-1/2}$$

$$\Delta T_1^* = 96000 \sqrt[3]{P} (10000 / T)^2 [1 + \sqrt{P} \exp(343400 / T - 14.87)]^{-1/2}$$

$$\alpha = 1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + 2\varepsilon_3 + 2\varepsilon_4$$

$$\Delta P = -0.276 (10\,000/T)^2 \left(P \frac{\varepsilon_3 + 3\varepsilon_4}{\alpha} \right)^{3/4}$$

$$\Delta T_0 = 8950 \sqrt[3]{\frac{P}{\alpha} \left(\frac{10\,000}{T} \right)} (\sqrt[3]{\varepsilon_3} + 1.28 \sqrt[3]{\varepsilon_4}) + 4125 \left(\frac{10\,000}{T} \right) \sqrt{P \frac{\varepsilon_3 + 3\varepsilon_4}{\alpha}}$$

$$\Delta T_1 = 14\,400 \sqrt[3]{\frac{P}{\alpha} \frac{10\,000}{T}} (\sqrt[3]{\varepsilon_3} + 1.24 \sqrt[3]{\varepsilon_4}) + 8300 \left(\frac{10\,000}{T} \right) \sqrt{P \frac{\varepsilon_3 + 3\varepsilon_4}{\alpha}}$$

$$\Delta H = -3140 (10\,000/T) \sqrt{P} (\varepsilon_3 + 3\varepsilon_4)^{1/2} \alpha^{-1/2}$$

$$H_{O_2} = 3.076 + 1.19 \cdot 10^{-3} T - 9 \cdot 10^{-8} T^2$$

$$H_{N_2} = 3.415 + 2.17 \cdot 10^{-4} T - 1.2 \cdot 10^{-8} T^2$$

$$H_O = 2.514 + 10^{-5} T + 1.2 \cdot 10^{-10} T^2$$

$$H_N = 2.117 + 10^{-4} T - 1.97 \cdot 10^{-9} T^2$$

$$H_{i+} = 2.46 + 2 \cdot 10^{-5} T$$

Сравнение аппроксимаций (сплошные линии) с точными расчетами (крестики) и с аппроксимациями [8] (пунктир) показано на фиг. 1, 2, 3 для давлений 1, 10, 100 атм.

Предлагаемые аппроксимации справедливы при давлениях до $P = 100$ атм и температурах до $T = 25\,000^\circ$ К. При более высоких давлениях и температурах погрешность может увеличиваться.

Поступила 14 I 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешанов А. С., Самуйлов Е. В., Рождественский И. Б. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 12 000 до 20 000° К и давлений от 0.001 до 1000 атм). М., Изд-во АН СССР, 1959.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. Debye P., Hückel E. Zur Theorie der Electrolyte. Z. Phys., 1923, Bd 24, H. 9.
4. Weizel W., Ecker G. Partition Function and effective ionization potential of an atom in a plasma. Bull. Amer. Phys. Soc., 1956, vol. 1, No. 4.
5. Rouse C. A. Screened coulomb solutions of the schrodinger equation. Phys. Rev. 1967, vol. 159, No. 1.
6. Brunner J. Die «effective» Ionisierungsenergie der Atome eines Plasmas und der Beitrag der höchsten Atomterme zur kontinuierlichen Emission. Z. Phys., 1960, Bd 159, Nr 3.
7. Ковальская Г. А., Севастьяненко В. Г., Соловова И. А. Electrostatic interaction influence on plasma composition. 9-th Internat. Conf. Phenomena Ionized Gases. Bucharest, Romania, 1969, p. 369.
8. Крайко А. Н. Аналитическое представление термодинамических функций воздуха. Инж. ж., 1964, т. 4, вып. 3, стр. 548.