

# Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

S. A. Mokrushin, R. V. Radchenko, V. G. Stepanov,  
A. G. Sheinkman, Об особенностях установок с маг-  
нитогазодинамическими преобразователями, рабо-  
тающих по циклу Ренкина,  
*TVT*, 1968, Volume 6, Issue 2, 327–332

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt5384>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you  
have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.168

May 17, 2025, 12:45:11



УДК 621.313.12:538.4

**ОБ ОСОБЕННОСТЯХ УСТАНОВОК  
С МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ,  
РАБОТАЮЩИХ ПО ЦИКЛУ РЕНКИНА**

*С. А. Мокрушин, Р. В. Радченко, В. Г. Степанов,  
А. Г. Шейнман*

Приведены результаты сравнительного термодинамического анализа МГД-установок, работающих по циклам Брайтона и Ренкина. Показано, что при осуществлении неравновесной ионизации цикл Ренкина позволяет проводить преобразование при больших значениях числа  $M$  в канале. Проводится анализ рабочих тел, пригодных для работы по циклу Ренкина.

В стационарной энергетике магнитогидродинамическое преобразование энергии может быть осуществлено в установках, работающих по циклу Брайтона (с газовым сжатием) или по циклу Ренкина (с жидкостным сжатием). Различие этих двух циклов не только не исчерпывается различным конструктивным оформлением ступени сжатия, но и требует различного подхода при выборе оптимальных параметров цикла.

Установки, работающие по циклу Брайтона с агрегатами расширения — сжатия (турбина-компрессор) при максимальной начальной температуре до  $\sim 1100^\circ \text{K}$ , обеспечивают приемлемый к.п.д. цикла, если внутренний к.п.д. компрессора и турбины достаточно высок (по крайней мере, не ниже 80%). При заданных внутренних к.п.д. компрессора и турбины максимальное значение к.п.д. цикла достигается при оптимальном значении степени сжатия в компрессоре (расширения в турбине), а следовательно, при оптимальном отношении температур на входе и выходе из турбины. Уменьшение выходной температуры ниже оптимального значения нецелесообразно, так как затраты на дополнительное сжатие полностью поглощают увеличение работы турбины. С ростом начальной температуры растут оптимальная степень сжатия и максимальный к.п.д. цикла.

Указанные соотношения, хорошо известные в практике газотурбостроения, будут справедливы и в случае замены турбоустановки магнитогидродинамическим генератором. Специфическим свойством МГД-преобразователя является более низкий внутренний к.п.д. вследствие значительных необратимых потерь с джоулевым разогревом, потерь на трение, потерь с охлаждением, потерь с выходной скоростью. Существенно снизить указанные потери оказывается практически невозможно: с уменьшением одних растут другие. Так, при уменьшении потерь с джоулевым разогревом растут размеры канала и увеличиваются относительные потери с охлаждением и потери на трение. С ростом скорости в канале уменьшаются размеры канала и потери на охлаждение, но растут потери с выходной скоростью и на трение.

Найдем оптимальные значения коэффициента преобразования  $\eta_{\text{пр}}$  в случае цикла Брайтона

$$\eta_{\text{пр}} = 1 - T_{02} / T_{01}, \quad (1)$$

где  $T_{01}$  — температура торможения на входе в МГДП,  $T_{02}$  — температура торможения на выходе из МГДП.

Для постоянного значения числа  $M$  по каналу

$$\eta_{\text{пр}} = 1 - T_2 / T_1 \quad (2)$$

степень расширения в канале МГДП тогда определится по формуле

$$\varepsilon = \frac{p_1}{p_2} = \left( \frac{T_1}{T_2} \right)^m \quad \left( m = \frac{\gamma}{\eta_{\text{п}}(\gamma - 1)} \left[ 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2(1 - \eta_{\text{п}}) \right] \right) \quad (3)$$

$$\eta_{\text{п}} = \frac{k(1 - k)}{(1 - k) + C}, \quad k = \frac{E}{uB}, \quad C = \frac{F_{\text{тр}}}{uB^2\sigma k(1 - k)}$$

Здесь  $\eta_{\text{п}}$  — политропический к.п.д. процесса преобразования [1];  $k$  — коэффициент нагрузки;  $F_{\text{тр}}$  — сила трения на единицу объема;  $u$ ,  $\sigma$  — средняя скорость и электропроводность в канале.

Выражение для к.п.д. газового цикла с нижним контуром имеет вид

$$\eta_{\text{ц}} = (L_1 + L_2 - L_{\text{к}}) / q_1, \quad (4)$$

( $L_1 = c_p T_{01} \eta_{\text{пр}}$ ,  $L_2 = c_p T_{01} \eta_2 (1 - \eta_{\text{пр}})$ ,  $L_{\text{к}} = c_p (T_{\text{к}} - T_{\text{вх}})$ ,  $q_1 = c_p (T_{01} - T_{\text{к}})$ ), где  $L_1$ ,  $L_2$  и  $L_{\text{к}}$  — соответственно удельная работа МГДП, нижнего контура и компрессора;  $q_1$  — подводимое тело;  $T_{\text{вх}}$ ,  $T_{\text{к}}$  — температуры соответственно на входе и выходе из компрессора;  $\eta_2$  — к.п.д. нижнего контура.

Выражения для внутреннего к.п.д. МГД-преобразователя  $\eta_s$  и компрессора  $\eta_{\text{к}}$  записываются следующим образом:

$$\eta_s = \frac{1 - T_{02}/T_{01}}{1 - T_2'/T_{01}}, \quad \eta_{\text{к}} = \frac{T_{\text{к}}' - T_{\text{вх}}}{T_{\text{к}} - T_{\text{вх}}}. \quad (5)$$

Здесь  $T_2'$ ,  $T_{\text{к}}'$  — соответственно значения температуры на выходе МГД-преобразователя (при давлении за диффузором) и компрессора в случае изэнтропического процесса. Принято, что теплоемкость газа в контуре постоянна.

Используя формулы (4), (5), а также соотношение

$$(T_1 / T_2') = T_{\text{к}}' / T_{\text{вх}} = (p_1 / p_2)^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad (6)$$

получим окончательное выражение для к.п.д. газового цикла с одноступенчатым сжатием

$$\eta_{\text{ц}} = \left[ \eta_{\text{пр}} + \eta_2(1 - \eta_{\text{пр}}) - \frac{T_{\text{вх}}}{T_{01}\eta_{\text{к}}} \left( \frac{\eta_s}{\eta_s - \eta_{\text{пр}}} - 1 \right) \right] \times \\ \times \left[ 1 - \frac{T_{\text{вх}}}{T_{01}\eta_{\text{к}}} \left( \frac{\eta_s}{\eta_s - \eta_{\text{пр}}} - 1 \right) - \frac{T_{\text{вх}}}{T_{01}} \right]^{-1}. \quad (7)$$

В случае многоступенчатого сжатия с промежуточным охлаждением между компрессорами до температуры  $T_{\text{вх}}$  выражение для  $\eta_{\text{ц}}$  имеет вид

$$\eta_{\text{ц}} = \left[ \eta_{\text{пр}} + \eta_2(1 - \eta_{\text{пр}}) - \frac{T_{\text{вх}}}{T_{01}\eta_{\text{к}}} \ln \frac{\eta_s}{\eta_s - \eta_{\text{пр}}} \right] \left[ 1 - \frac{T_{\text{вх}}}{T_{01}} \right]^{-1}. \quad (8)$$

При этом  $\eta_{\text{к}}$  показывает отличие реального процесса сжатия от изотермического. Каждому  $\eta_s$  соответствует определенное значение  $\eta_{\text{пр}}$ , которому отвечает максимальный к.п.д. цикла. Для многоступенчатого сжатия эта зависимость записывается наиболее просто:

$$\eta_{\text{пр}}' = \eta_s - \frac{T_{\text{вх}}}{T_{01}(1 - \eta_2)\eta_{\text{к}}}. \quad (9)$$

Для  $T_{вх}/T_{01} = 0,1$ ,  $\eta_{к} = 0,8$ ,  $\eta_2 = 0$  значения  $\eta_{пр}'$  и  $(\eta_{ц})_{\max}$  показаны на рис. 1. Несмотря на высокую начальную температуру, при реальных значениях внутреннего к.п.д. преобразователя в пределах  $\eta_s = 0,4-0,5$  значение к.п.д. цикла без нижнего контура не превышает 25%. Таким образом, даже имея возможность получить высокое значение электропроводности при низких температурах, в случае газового цикла нецелесообразно понижать выходную температуру ниже оптимального значения. Высокие значения суммарного к.п.д. могут быть при этом достигнуты путем использования выходного тепла.

К.п.д. диффузора на выходе из МГД-преобразователя равен  $\eta_{д} = (T_2'' - T_2)/(T_{02} - T_2)$ , откуда

$$T_2'' = T_2 \left[ 1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2\eta_{д} \right], \quad (10)$$

где  $T_2''$  — температура на выходе из МГД-преобразователя в случае изотермического процесса в диффузоре.

Используя (3), первую формулу и формулу (6), получим окончательные выражения для внутреннего к.п.д. МГД-преобразователя с постоянным значением  $M$  по каналу

$$\eta_s = \frac{\eta_{пр} \left[ 1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2 \right]}{1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2 - (1 - \eta_{пр})^a \left[ 1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2\eta_{д} \right]} \quad (11)$$

$$(a = (1/\eta_{пр}) \left[ 1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2(1 - \eta_{пр}) \right]).$$

Проанализируем зависимость  $\eta_s$  от числа  $M$  в канале. Для дозвукового течения на выходе из МГДП диффузор представляет собой обычный расширяющийся канал с к.п.д. не выше 0,7; в случае сверхзвукового потока преобразование скоростной энергии в потенциальную энергию давления происходит сначала в скачке уплотнения, а затем в обычном дозвуковом диффузоре.

На рис. 2 показаны значения  $\eta_{ц}$  для МГДП с одноступенчатым и многоступенчатым сжатием при различных значениях  $\eta_{пр}$ . Расчеты проведены для значений  $C = 0,05 M$ ;  $\eta_{к} = 0,8$ ;  $T_{вх}/T_{01} = 0,1$ ;  $\gamma = 1,67$ ; выбрано оптимальное значение  $\eta_{д}$  в соответствии с оптимальными  $k$  ( $k \leq 0,75$ ). Значительные  $\eta_{ц}$  при малых  $M$  в цикле Брайтона объясняются тем, что приняты высокие значения  $\eta_{д}$ , возможность осуществления которых в реальном преобразователе сомнительна. Резкое падение  $\eta_{ц}$  при больших значениях  $M$  происходит в основном из-за больших потерь с выходной скоростью. Значения  $\eta_{д}$  взяты из работы [2].

Рассмотрим особенности цикла Ренкина с МГДП при использовании тепла выходящего из него пара в нижнем контуре. К.п.д. такого цикла равен

$$\eta_{ц} = \eta_1 + (1 - \eta_1)\eta_2 \quad (\eta_1 = (q_1 - q_2)/q_1, q_1 = i_{01} - i_{жз} - L_{нас},$$

$$q_2 = i_{02} - i_{жз}), \quad (12)$$

где  $q_1$  — тепло, подведенное в верхнем контуре;  $q_2$  — тепло, отведенное из верхнего контура;  $L_{нас}$  — работа насоса.

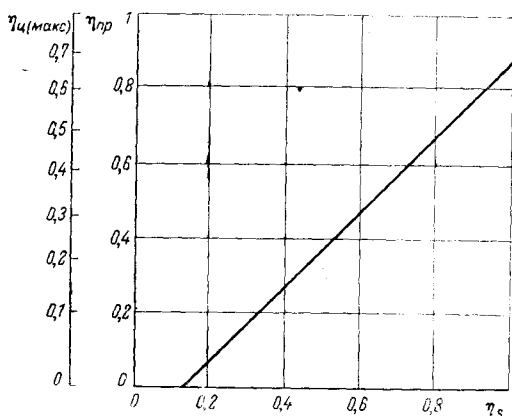


Рис. 1. Зависимость максимального к.п.д. цикла Брайтона при многоступенчатом сжатии от внутреннего к.п.д. МГД-преобразователя

Для упрощения анализа полагаем теплоемкости жидкости  $c_{ж}$  и плазмы  $c_p$ , а также отношение  $r/c_p$  скрытой теплоты парообразования  $r$  к теплоемкости плазмы постоянными. Тогда

$$i_{01} = c_p T_{01} \left( 1 - \frac{T_{н1}}{T_{01}} + \frac{r}{c_p} + \frac{c_{ж}}{c_p} \frac{T_{н1}}{T_{01}} \right),$$

$$i_{02} = c_p T_{01} \left( \frac{T_{02}}{T_{01}} - \frac{T_{н2}}{T_{01}} + \frac{r}{c_p} + \frac{c_{ж}}{c_p} \frac{T_{н2}}{T_{01}} \right),$$

где  $i_{01}$ ,  $i_{02}$  — энтальпия торможения потока соответственно на входе и выходе из канала МГДП, причем индексы 1, 2 и 3 относятся соответственно к условиям на входе в канал, на выходе из канала и на выходе из конденсатора; индекс «н» соответствует линии насыщения при давлениях  $p_{01}$  и  $p_{02}$ .

Отсюда при принятых предпосылках

$$\eta_1 = \left[ 1 - \frac{T_{02}}{T_{01}} - \left( \frac{c_{ж}}{c_p} - 1 \right) \times \frac{T_{н1} - T_{н2}}{T_{01}} - \frac{L_{н}}{c_p T_{01}} \right] \left[ 1 + \frac{r}{c_p T_{01}} + \left( \frac{c_{ж}}{c_p} - 1 \right) \frac{T_{н1}}{T_{01}} - \frac{c_{ж}}{c_p} \frac{T_{н3}}{T_{01}} - \frac{L_{н}}{c_p T_{01}} \right]^{-1}. \quad (13)$$

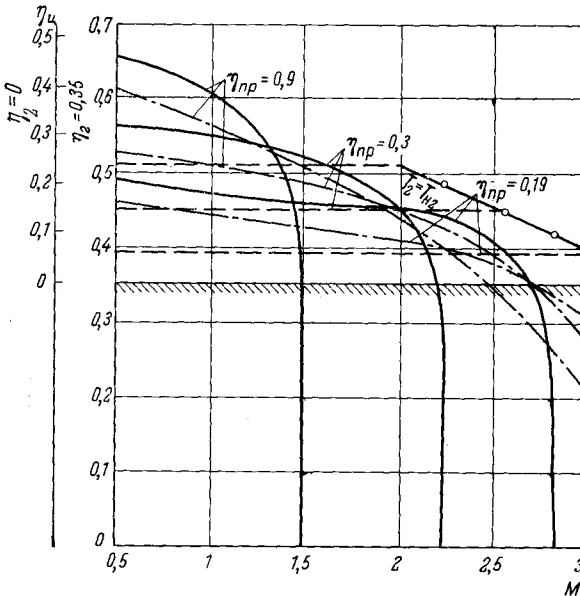


Рис. 2. Зависимость к.п.д. от числа  $M$  в канале для различных значений коэффициента преобразования:

Сплошные линии — газовый цикл с одноступенчатым сжатием; штрихпунктирные — газовый цикл с многоступенчатым сжатием; пунктирные — цикл Ренкина (ртуть)

В циклах с жидкостным сжатием затраты энергии на работу насоса составляют 0,02—0,08, и ими для приближенного анализа можно пренебречь. Кроме того, можно принять температуру  $T_{ж3}$  на выходе из конденсатора верхнего контура равной температуре конденсации  $T_{н2}$ , а при высокой температуре потока на входе — пренебречь членом  $(c_{ж}/c_p - 1)(T_{н1} - T_{н2})/T_{01}$ . Тогда

$$\eta_1 = \frac{\eta_{пр}}{1 + r/c_p T_{01} - T_{н2}/T_{01}}, \quad \eta_{ц} = \frac{\eta_{пр} + \eta_2(1 + r/c_p T_{01} - T_{н2}/T_{01} - \eta_{пр})}{1 + r/c_p T_{01} - T_{н2}/T_{01}} \quad (14)$$

Из зависимостей (14) следует, что для принятых допущений к.п.д. цикла Ренкина при заданной температуре торможения на входе и заданном температурном коэффициенте преобразования не зависит от внутреннего к.п.д. МГД-преобразователя  $\eta_s$ . Таким образом, возможна работа преобразователя при низких  $\eta_s$  и высоких  $M$ , что весьма существенно при использовании МГДП.

К.п.д. парового цикла монотонно растет с уменьшением  $T_2$ . Предельное

значение  $T_2$  равно  $T_{н2}$ . При этом предполагается, что вплоть до температуры конденсации имеет место неравновесная ионизация рабочих веществ, а с началом конденсации электропроводность исчезает. Если  $T_2 = T_{н2}$  и  $\eta_2 = 0$ , то

$$\eta_1 = \frac{1 - (T_{н2}/T_{о1})[1 + 1/2(\gamma - 1)M^2]}{1 + r/c_p T_{о1} - T_{н2}/T_{о1}}. \quad (15)$$

Отсюда следует, что осуществимость как самого цикла Ренкина с МГДП, так и двухконтурного цикла с МГДП-надстройкой ограничена значением

$$\begin{aligned} M_K &= \left\{ \frac{2}{\gamma - 1} \frac{T_{о1}}{T_{н2}} \left[ \left( 1 - \frac{T_{н2}}{T_{о1}} \right) (1 - \eta_1) - \eta_1 \frac{r}{c_p T_{о1}} \right] \right\}^{1/2} = \\ &= \left\{ \frac{2}{\gamma - 1} \left[ (1 - \eta_{пр}) \frac{T_{о1}}{T_{н2}} - 1 \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Таким образом, к.п.д. предельного цикла зависит от числа  $M$ , а осуществление одноконтурного цикла с к.п.д.  $\eta_1$  при известных физических свойствах рабочего тела  $c_p$ ,  $r$ ,  $T_n$  возможно лишь до определенного числа  $M_K$ . Для того чтобы одноконтурная МГД-установка большой мощности оказалась способной конкурировать с существующими, значение  $\eta_1$  должно быть не ниже 0,41. Тогда при  $\eta_1 = 0,41$ ,  $T_{н2}/T_{о1} = 0,2$ ,  $r/c_p T_{о1} = 1$  (ртуть) получим  $M_K = 0,96$ . Для того чтобы еще повысить значение  $M_K$ , необходимо применение второго контура или поднятие начальной температуры.

Анализ условий работы МГД-преобразователя по циклу Ренкина позволяет сформулировать основные критерии для выбора рабочих веществ, основываясь на рассмотрении их физико-химических свойств.

Для анализа используем данные по свойствам веществ [3—6], приведенные выше зависимости для к.п.д. цикла (14), а также соотношение для определения удельного расхода рабочего вещества на *квтч* выработанной энергии

$$d = \frac{G}{N_{выр}} = \frac{G}{G(i_{о1} - i_{о2})} \approx \frac{3,6 \cdot 10^6}{c_p T_{о1} \eta_{пр}} = \frac{(\gamma - 1) W \cdot 3,6 \cdot 10^6}{\gamma R T_{о1} \eta_{пр}} \frac{\text{кг}}{\text{квтч}}. \quad (17)$$

Использование более легких веществ обеспечивает при одинаковом числе  $M$  большие скорости в канале, т. е. при одинаковой электропроводности приводит к увеличению генерируемой мощности. С этой точки зрения, наиболее удовлетворительными рабочими веществами являются литий, натрий, магний, калий, кальций, скорость звука в парах которых при  $3000^\circ \text{K}$  превышает  $1000 \text{ м/сек}$ .

Применение таких рабочих веществ, как ртуть, таллий и т. п., возможно, потребует работы на режимах с большими сверхзвуковыми скоростями.

При одинаковом температурном перепаде удельный расход рабочего вещества, как следует из зависимости (17), тем меньше, чем больше теплоемкость, т. е. чем меньше атомный вес  $W$ . Наибольшей теплоемкостью обладают пары лития, натрия, калия, кальция, рубидия, стронция, сурьмы.

К.п.д. простого парового цикла (в первом выражении (14)  $\eta_2 = 0$ ) существенно зависит от величины отношения скрытой теплоты парообразования к удельной теплоемкости. Чем меньше величина этого отношения, тем выше к.п.д. цикла. Наименьшее значение  $r/c_p$  у ртути, калия, сурьмы, цезия, рубидия ( $2850\text{—}3600^\circ \text{K}$ ). Для остальных рабочих веществ величина  $r/c_p$  значительно выше (от  $6000$  до  $15\,000^\circ \text{K}$ ). При наличии второго (нижнего) контура влияние  $r/c_p$  несколько уменьшается, так как теплота парообразования отдается при конденсации рабочего вещества верхнего контура рабочему веществу нижнего контура, в котором и используется с к.п.д. последнего (см. вторую формулу (14)).

Следовательно, к.п.д. простого цикла будет максимальным при использовании таких рабочих веществ, как ртуть, сурьма, калий, рубидий, цезий.

Низкая температура плавления позволяет обеспечить большую надежность работы установки и легкую транспортировку рабочего вещества. Ртуть, галлий, цезий, рубидий, калий имеют температуру плавления ниже  $65^{\circ}\text{C}$ , а натрий, индий, литий, таллий — ниже  $305^{\circ}\text{C}$ .

Высокая температура кипения при низких давлениях уменьшает количество тепла, которое нужно подвести в паровой фазе. Как указывалось выше, наиболее желательное максимальное приближение температуры кипения к термодинамической температуре на выходе из канала МГД-преобразователя. Сурьма, кальций, стронций, свинец, таллий, литий, барий, висмут, галлий, индий имеют температуру кипения выше  $1000^{\circ}\text{C}$  при  $p = 1$  бар.

К.п.д. цикла в сильной степени зависит от электропроводности плазмы. Наиболее изученный способ повышения электропроводности состоит в добавлении к рабочему веществу (газу-носителю) присадки — паров металла с низким потенциалом ионизации. Для того чтобы иметь достаточно высокий к.п.д. цикла, необходимо обеспечить электропроводность в канале порядка  $1$  мо/см. Расчеты показывают, что если концентрация присадки оптимальна, то практически для любых рабочих веществ эта величина достигается при температурах порядка  $3000^{\circ}\text{K}$ , поскольку максимальная электропроводность слабо зависит от электрон-атомных сечений рассеяния газ-носителя и присадки. Однако оптимальная концентрация присадки сильно зависит от отношения сечений ( $n_{\text{прис}} \sim n_{\text{р}} Q_{\text{р}} / Q_{\text{прис}}$ ). Заметим, что добавление присадки меняет теплофизические свойства рабочего тела, используемого в цикле. Это обстоятельство можно использовать в тех случаях, когда газ-носитель не удовлетворяет каким-либо требованиям, вытекающим из условий максимальных к.п.д. и генерируемой мощности. Присадка щелочных металлов (цезия или калия) может существенно исправить эти недостатки.

Применение цикла Ренкина позволяет решить проблему вывода присадки, если использовать такие рабочие вещества, которые могут смешиваться в жидком виде с присадкой. Тогда оптимальная концентрация присадки в канале может поддерживаться путем создания необходимой концентрации присадки в растворе.

Цикл Ренкина создает реальную возможность для использования в качестве источника плазмы ядерного реактора. Применение гомогенного реактора, возможно, позволит поднять верхнюю температуру цикла до  $4000$ — $5000^{\circ}\text{K}$ . Заманчиво также использовать в качестве легкоионизируемой присадки уран.

Таким образом, несмотря на то что в печати паровым циклам МГДП почти не уделяется внимания, даже в приведенном неполном рассмотрении выявляются их интересные возможности.

Уральский политехнический  
институт

Поступила в редакцию  
13 V 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Греков, О. Н. Фаворский. Изв. АН СССР. ОТН, Энергетика и автоматика, № 4, 1961.
2. Основы газовой динамики (под ред. Г. Эммонса). Изд. иностр. лит., 1963.
3. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Физматгиз, 1963.
4. В. С. Левеллен, В. Р. Грабовски. Ракетная техника, № 5, 42, 1962.
5. В. С. Чиркин. Теплофизические свойства материалов. Физматгиз, 1959.
6. Э. Э. Шпильрайн, Ю. А. Солдатенко, К. А. Якимович и др. Теплофизика высоких температур, 3, № 6, 1965.