

03.1

## Влияние выдува струи из тонкой трубки на генерацию торнадоподобного вихря и интенсификацию развивающегося закрученного турбулентного потока в наклонной канавке на стенке канала

© С.А. Исаев<sup>1,2</sup>, Д.В. Никущенко<sup>1</sup>, Л.С. Яновский<sup>3</sup>, А.Ю. Чулюнин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия

<sup>4</sup>Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: isaev3612@yandex.ru

Поступило в Редакцию 21 июня 2023 г.

В окончательной редакции 19 июля 2023 г.

Принято к публикации 20 июля 2023 г.

Численное исследование влияния выдува струи из тонкой трубки воздуха на вихревое движение в наклонной канавке на стенке плоскопараллельного канала выполняется с помощью расчетных кодов StarCCM<sup>+</sup>. Показано, что в диапазоне изменения расхода в струе от 0 до 0.1% в долях расхода воздушного потока в канале выдув струи не оказывает влияния на самоорганизующийся во входной части канавки торнадоподобный вихрь. С ростом относительного расхода истекающая струйка постепенно втягивается, а начиная с 0.08% полностью захватывается спиралевидным вихрем, выходящим из центральной части канавки с углом наклона 45°. При этом закрученный поток в хвостовой части канавки интенсифицируется за счет возникающего перепада давления между зонами торможения на наветренном склоне и разрежения на дне канавки.

**Ключевые слова:** отрывное течение, струя, канавка, плоскопараллельный канал, интенсификация, численное моделирование.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.18.56174.19660

Особенностью торнадоподобного течения в наклонной канавке в многорядном разреженном пакете на стенке узкого канала в стабилизированном потоке является его высокая интенсивность [1]. В работе [2] показано, что при углах наклона от 30 до 70° максимальные скорости возвратного и вторичного течения оказываются порядка среднемассовой и максимальной скорости потока в плоскопараллельном канале. Аномально высокое по абсолютной величине отрицательное трение, многократно (в 4 раза) превосходящее трение на гладкой стенке, достигается в срединном продольном сечении во входной части канавки. В единичных наклонных канавках на стенке узкого канала минимум относительного отрицательного трения оказывается вдвое выше (порядка  $-2$ ) [3]. Аномальная интенсификация отрывного течения и теплообмена в наклонных канавках на пластине и стенке канала, как показано в обзорных работах [4,5], связана с возникновением экстраординарного перепада давления между зоной торможения потока на наветренном склоне и областью низкого отрицательного давления в месте генерации торнадоподобного вихря на входном сферическом сегменте. Следует отметить, что измерения давления в наклонных единичных канавках на стенке канала [6] подтвердили численные прогнозы перепадов давления, полученные при решении осредненных по

Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса [7]. В работе [8] обоснована взаимосвязь аномальной интенсификации отрывного течения и экстраординарных перепадов давления в канавке на пластине при изменении угла наклона от 0 до 90°. В целом детальные экспериментальные [3–8] и численные [1–5,7,8] исследования струйно-вихревых структурных особенностей течения и теплообмена в узком канале с наклонными канавками позволяют охарактеризовать такое течение как аномальное с точки зрения высокой интенсивности относительных скоростей возвратного и вторичного закрученного потоков.

Известно, что выдув струи и отсос теплоносителя в сферических лунках позволяют улучшить характеристики энергетических устройств. Так, в работе [9] установлено, что вдув охлаждающего воздуха через отверстия в сферических выемках позволяет при определенных режимных и геометрических параметрах получить более равномерную тепловую завесу и более высокую эффективность охлаждения, чем при вдуве через отверстия в гладкой стенке. В то же время отсос или слив [10,11] позволяют на 10–20% увеличить теплообмен на поверхности с ямками по сравнению со случаем без слива.

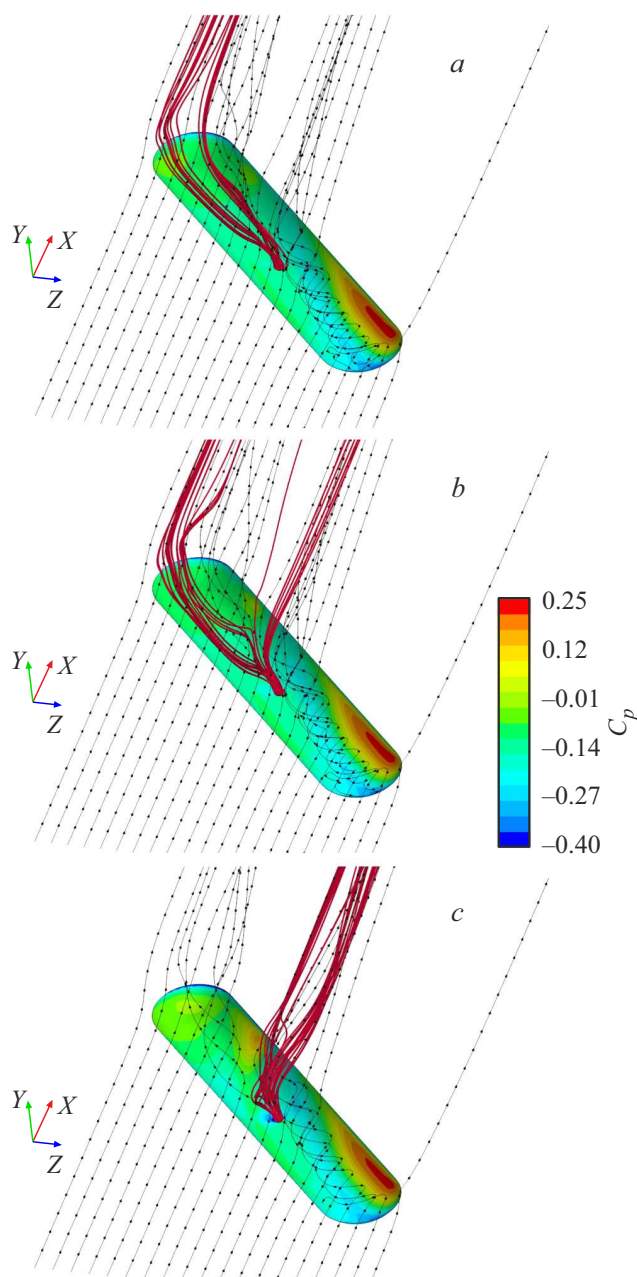
Рассматривается цифровой аналог экспериментальной установки ВИЯ НИИ механики МГУ [6] — плоско-

параллельный канал, на нижней стенке которого располагается канавка с острыми кромками, ориентированная под углом  $45^\circ$  к набегающему турбулентному потоку воздуха. Высота канала  $H$  равняется  $0.05$  м, его ширина  $0.2$  м, а длина  $0.6$  м. Канавка представляет собой соединение двух половинок сферической лунки с диаметром пятна  $D = 0.03$  м цилиндрической вставкой длиной  $0.12$  м. Глубина канавки  $0.0075$  м. Центр канавки с удлинением  $0.15$  м располагается в середине канала на расстоянии  $0.3$  м от входа. К центру дна канавки присоединена тонкая трубка диаметром  $0.003$  м и длиной  $0.01$  м, через которую осуществляется выдув воздуха. Интенсивность и масштаб турбулентности потока в канале  $1.5\%$  и  $0.003$  м соответственно. Вводится декартова система координат  $X, Y, Z$ , имеющая началом проекцию центра канавки на плоскость, совпадающую со стенкой канала. Декартовы составляющие скорости  $U, V, W$  и параметр выдува  $m = V_{in}$  отнесены к скорости набегающего потока  $U_c = 5.2$  м/с.

Для разбиения расчетной области на контрольные объемы используется моноблочная неструктурированная сетка со сгущением в окрестности канавки, тип ячеек преимущественно гексагональный. Вблизи стенок строится призматический слой ячеек, высота первого из которых составляет  $0.00017D$ . Количество ячеек расчетной сетки составляет примерно  $6.7$  млн. На входной границе задан равномерный поток с числом Рейнольдса  $Re = 1.7 \cdot 10^4$ , рассчитанным по скорости набегающего потока и высоте канала. На выходной границе ставится условие постоянства давления. На всех стенках задано условие прилипания. Массовый расход воздуха  $Q$ , выдуваемый через трубку, варьируется от  $0$  до  $0.1\%$  от расхода воздуха  $Q_{in}$  на входе в канал ( $0, 0.008, 0.034, 0.084$  и  $0.1\%$ ), а параметр выдува  $m$  принимает соответствующие значения  $0, 0.115, 0.48, 0.96, 1.44$ .

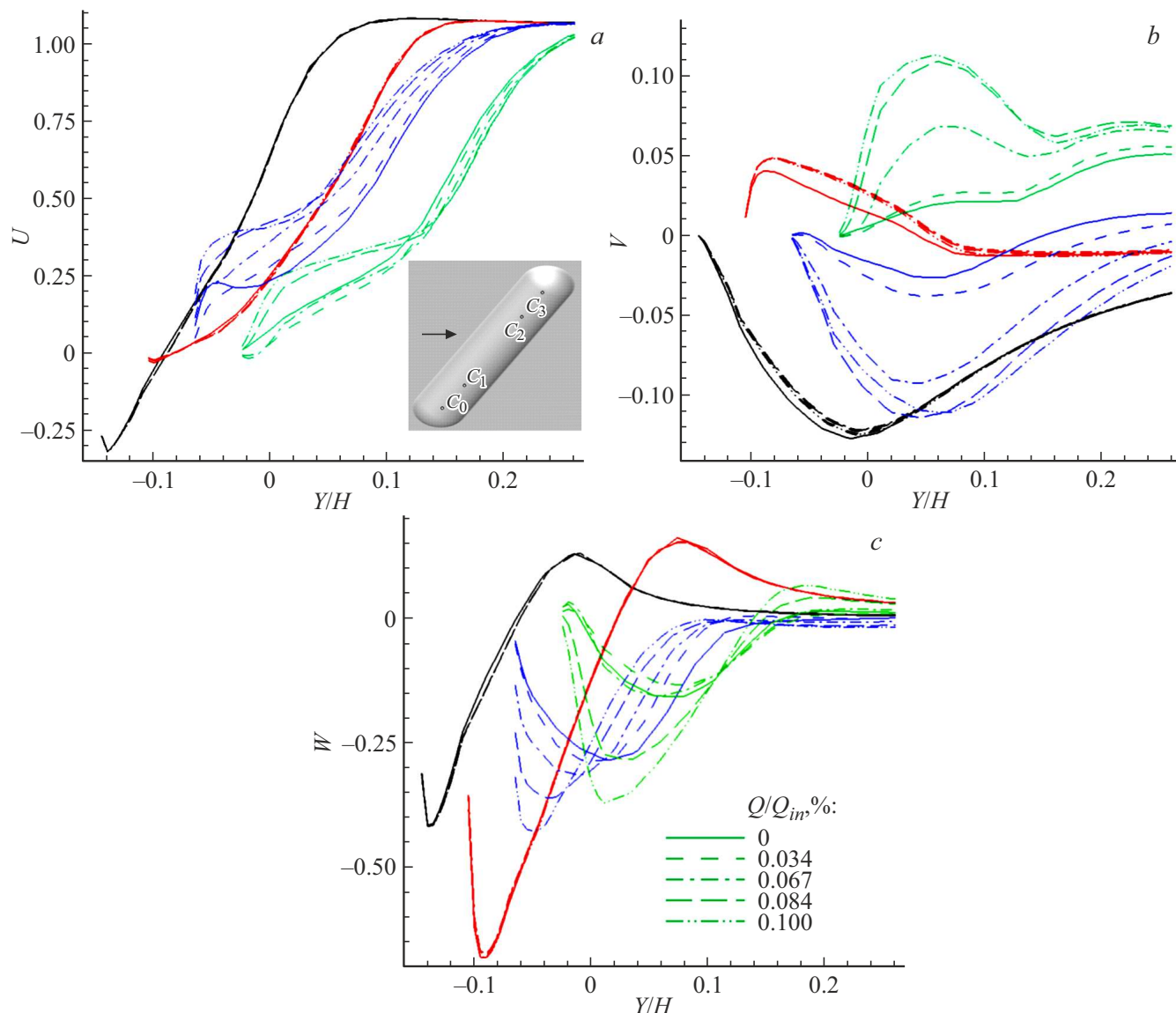
Моделирование турбулентного течения в канале с канавкой основывается на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS-подход), замыкаемых уравнениями  $k-\omega$  SST модели турбулентности с поправкой Дурбина [12]. Для дискретизации конвективных членов используется противопоточная схема второго порядка с ограничителем вычисления градиентов [13]. Система алгебраических уравнений решается с помощью конечно-объемного солвера с алгебраическим многосеточным ускорителем (AMG) и предобуславливателем на основе метода сопряженных градиентов [14]. Используются расчетные коды StarCCM<sup>+</sup>. Методическое исследование по обоснованию выбора сеток и модели турбулентности при расчете обтекания наклонной канавки в однорядном пакете на стенке плоскопараллельного канала на стабилизированном участке течения воздуха выполнено в работе [15].

На рис. 1 и 2 представлены некоторые из расчетных результатов. На рис. 1 проводится структурный анализ



**Рис. 1.** Сравнение картин полей коэффициента давления  $C_p$  с нанесенными траекториями меченых частиц в потоке вблизи стенки (запущенными с высоты  $0.03H$ ) с наклонной канавкой и в струе из тонкой трубки, выдуваемой из центра дна, при относительных расходах  $Q/Q_{in} = 0.008$  (a),  $0.034$  (b) и  $0.084\%$  (c).

течения в пристеночном слое около стенки канала с наклонной канавкой и выдувом струи из тонкой трубки в центре дна при возрастающей интенсивности ( $Q/Q_{in} = 0.008, 0.034$  и  $0.084\%$ ). Компьютерная визуализация течения получается методом меченых частиц, выпущенных на высоте  $Y/H = 0.03$  над стенкой. Также на рис. 1 сравниваются поверхностные поля коэффициента давления  $C_p$ .



**Рис. 2.** Профили декартовых составляющих скорости  $U(Y/H)$  (a),  $V(Y/H)$  (b),  $W(Y/H)$  (c) в контрольных точках наклонной канавки  $C_0$  (черные линии),  $C_1$  (красные линии),  $C_2$  (синие линии) и  $C_3$  (зеленые линии) при варьировании относительных расходов  $Q/Q_{in}$  от 0 до 0.1%. Точки отсчета по координате  $Y/H$  на графике для  $C_1, C_2, C_3$  смещены на 0.04, 0.08, 0.12 соответственно. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

Прежде всего следует отметить возникающие значительные перепады статического давления между зоной торможения заходящего в канавку потока на наветренном склоне и областью отрицательного давления во входной части в месте генерации торнадоподобного течения, развивающегося в канавке. Полученные картины вихревого течения и распределений поверхностного давления не зависят от интенсивности выдува струи и подобны установленным ранее для единичных и однорядных наклонных канавок на стенке канала, ориентированных под углом  $45^\circ$  [1–4,6,13]. Сформировавшийся во входной части закрученный поток за серединой канавки расщепляется, и образовавшийся спиралеобразный вихрь покидает канавку. При слабом

выдуве истекающая струйка полностью втягивается в вихревое течение в хвостовой части канавки. При умеренной ( $Q/Q_{in} \sim 0.03\%$ ) интенсивности выдува струя расщепляется и частично захватывается спиралевидным вихрем. Для высокоинтенсивного ( $Q/Q_{in} \sim 0.08\%$ ) выдува происходит перестройка структуры течения, выходящего из канавки, и вся истекающая струя вкачивается в спиралевидный вихрь. При этом на наветренном склоне канавки возникает зона торможения и в хвостовой части формируется выходящий закрученный поток.

Анализ профилей декартовых составляющих скорости продольного  $U$ , вертикального  $V$  и трансверсального  $W$  потоков, обезразмеренных по скорости потока на входе

в канал, производится в нескольких характерных точках дна канавки  $C_0, C_1, C_2, C_3$  при различных величинах интенсивности выдува  $Q/Q_{in}$  (рис. 2). Профили строятся по вертикальной координате  $Y$ , отнесенной к высоте канала  $H$ .  $C_0$  и  $C_3$  — центры сечений стыковки входного и выходного сферических сегментов,  $C_1$  и  $C_2$  — середины отрезков между центром канавки и точками  $C_0$  и  $C_3$  в срединном продольном сечении.

Во входной части канавки в точках  $C_0$  и  $C_1$  профили декартовых составляющих скорости практически не зависят от интенсивности выдува струи  $Q/Q_{in}$ . Лишь для вертикальной компоненты  $V$  есть небольшое различие зависимостей  $V(Y/H)$  с выдувом и без него. Если точка  $C_0$  находится в зоне отрывного течения (скорость возвратного потока оказывается порядка 30% от скорости на входе в канал), то точка  $C_1$  попадает в проточную зону с незначительной отрицательной скоростью  $U$  у дна канавки в срединном сечении. Интересно отметить, что течение в канавке при переходе от точки  $C_0$  к  $C_1$  претерпевает существенные изменения. Нисходящий поток в точке  $C_0$  с минимальной скоростью порядка  $-0.14$  трансформируется в восходящий поток с максимальной скоростью  $0.05$ . Несколько неожиданно, что закрученный поток интенсифицируется с почти двукратным увеличением максимальной абсолютной величины скорости  $W$  (от  $0.36$  до  $0.68$ ).

При переходе через центр канавки в срединном сечении канавки влияние интенсивности выдува на профили декартовых составляющих скорости становится весьма заметным. В точке  $C_2$  с ростом  $Q/Q_{in}$  усиливается проточное течение, причем у стенки максимум продольной составляющей скорости приближается к  $0.4$  при  $Q/Q_{in} = 0.1\%$ . В отличие от восходящего потока в  $C_1$  в точке  $C_2$  вертикальный поток становится нисходящим и по мере увеличения  $Q/Q_{in}$  минимум скорости монотонно снижается, достигая  $-0.12$ . С ростом  $Q/Q_{in}$  в точке  $C_2$  происходит усиление закрученного потока с умеренным ростом абсолютной величины  $W$  от примерно  $0.27$  до  $0.37$  при  $Q/Q_{in} = 0.1\%$ .

Проточное течение в хвостовой области канавки (точка  $C_3$ ), которое характеризуется составляющей скорости  $U$ , является довольно слабым в диапазоне изменения  $Q/Q_{in}$  от  $0$  до  $0.067\%$ . А для  $Q/Q_{in}$  свыше  $0.084\%$  наблюдается резкая интенсификация проточного течения, причем в пристеночной зоне скорость быстро нарастает до  $0.25$ . В точке  $C_3$  наблюдается монотонное усиление восходящего течения, причем уже при  $Q/Q_{in} = 0.067\%$  максимум скорости  $V$  достигает  $0.07$ , а при  $0.1\%$  —  $0.11$ . С увеличением  $Q/Q_{in}$  свыше  $0.084\%$  максимум абсолютной величины  $W$  резко возрастает с  $0.15$  при  $Q/Q_{in} = 0.067\%$  до  $0.3-0.4$  при  $Q/Q_{in} > 0.084\%$ .

Таким образом, выдув струи из тонкой трубки в наклонной канавке на стенке канала в диапазоне изменения относительного расхода от  $0$  до  $0.1\%$  не ослаб-

ляет самоорганизующийся на входе высокоинтенсивный торнадоподобный вихрь и значительно усиливает закрученный поток на выходе при увеличении относительного расхода свыше  $0.084\%$ .

## Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (гранты 22-19-00056 (эксперименты) и 23-19-00083 (расчеты)).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S. Isaev, M. Gritkevich, A. Leontiev, I. Popov, Acta Astron., **163** (Pt A), 202 (2019). DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.01.033
- [2] С.А. Исаев, А.Б. Мазо, Д.В. Никущенко, И.А. Попов, А.Г. Судаков, Письма в ЖТФ, **46** (21), 18 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.21.50190.18454 [S.A. Isaev, A.B. Mazo, D.V. Nikushchenko, I.A. Popov, A.G. Sudakov, Tech. Phys. Lett., **46** (11), 1064 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020110073].
- [3] S. Isaev, A. Leontiev, Y. Chudnovsky, D. Nikushchenko, I. Popov, A. Sudakov, Energies, **12** (7), 1296 (2019). DOI: 10.3390/en12071296
- [4] С.А. Исаев, Изв. РАН. Механика жидкости и газа, № 5, 13 (2022). DOI: 10.31857/S0568528122050085 [S.A. Isaev, Fluid Dyn., **57** (5) 558 (2022). DOI: 10.1134/S0015462822050081].
- [5] С.А. Исаев, Теплофизика и аэромеханика, **30** (1), 83 (2023). [S.A. Isaev, Thermophys. Aeromech., **30** (1), 77 (2023). DOI: 10.1134/S0869864323010092].
- [6] М.А. Зубин, А.Ф. Зубков, Изв. РАН. Механика жидкости и газа, № 1, 81 (2022). DOI: 10.31857/S0568528122010121 [M.A. Zubin, A.F. Zubkov, Fluid Dyn., **57** (1), 77 (2022). DOI: 10.1134/S0015462822010128].
- [7] S. Isaev, D. Nikushchenko, A. Sudakov, N. Tryaskin, L. Iunakov, A. Usachov, V. Kharchenko, Energies, **15** (19), 7198 (2022). DOI: 10.3390/en15197198
- [8] С.А. Исаев, С.В. Гувернюк, Д.В. Никущенко, А.Г. Судаков, А.А. Синявин, Е.Б. Дубко, Письма в ЖТФ, **49** (15), 39 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.15.55863.19560
- [9] А.В. Шукин, И.Ю. Буланов, А.В. Ильинков, А.П. Козлов, А.А. Халатов, Авиационная техника, № 4, 28 (2004).
- [10] H. Chung, K.M. Kim, H.G. Kwon, S. Lee, B.S. Kim, H.H. Cho, Heat Transfer Eng., **35** (6-8), 641 (2014). DOI: 10.1080/01457632.2013.837695
- [11] S. Wang, W. Du, L. Luo, D. Qiu, X. Zhang, S. Li, Int. J. Heat Mass Transfer, **117**, 1216 (2018). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.087
- [12] P.A. Durbin, Int. J. Heat Fluid Flow, **17** (1), 9 (1996). DOI: 10.1016/0142-727X(95)00073-Y

- [13] V. Venkatakrishnan, in *31st Aerospace Sciences Meeting* (Reno, USA, 1993), paper AIAA-93-0880.  
DOI: 10.2514/6.1993-880
- [14] J.M. Weiss, J.P. Maruszewski, W.A. Smith, *AIAA J.*, **37** (1), 29 (1999). DOI: 10.2514/2.689
- [15] С.А. Исаев, А.Ю. Чулюнин, Д.В. Никущенко, А.Г. Судаков, А.Е. Усачов, *ТВТ*, **59** (1), 116 (2021).  
DOI: 10.31857/S004036442101004X [S.A. Isaev, A.Yu. Chulyunin, D.V. Nikushchenko, A.G. Sudakov, A.E. Usachov, *High Temp.*, **59** (1), 106 (2021).  
DOI: 10.1134/S0018151X21010041].