EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. XVI KÖIDE
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA. 1967, NR. 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ XVI
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1967, № 1

https://doi.org/10.3176/phys.math.1967.1.10

Р. ЛЭЭНЕ

О ПРЕДЕЛАХ СУЩЕСТВОВАНИЯ КИПЯЩЕГО СЛОЯ ПРИ СЖИГАНИИ ДИКТИОНЕМОВОГО СЛАНЦА

Диктионемовый сланец в процессе горения в кипящем слое представляет собой полидисперсную смесь твердых частиц разной формы и с разными аэродинамическими свойствами. Одним из характерных параметров, определяющих эффективность топочного устройства, является удельная топливная нагрузка B/F. Этот параметр совместно с коэффициентом избытка воздуха α определяет количество и скорость воздуха сгорания. Скорость воздуха в свою очередь определяет аэродинамический режим кипящего слоя и количество материала, уносимого газами из него. (Последний показатель является вредным в работе энергетических котлов.) Ниже предлагается методика определения пределов существования кипящего слоя полидисперсных материалов с частицами произвольной формы и конкретное решение задачи для процесса сгорания диктионемового сланца.

Существование монофракционного кипящего слоя возможно в диапазоне, ограниченном предельными скоростями, т. е. скоростью газа в момент начала псевдоожижения $\omega_{п.у}$, с одной стороны, и скоростью газа в момент начала уноса частиц из слоя $\omega_{ун}$ — с другой.

За последние 15 лет было предложено более 50 разных эмпирических формул для определения предельных скоростей. Эти формулы отличаются одна от другой не только численными коэффициентами, но и формой функции. Существование такого количества формул для описания одного явления обусловлено, по всей вероятности, разным подходом к оценке физической сущности явления.

В большинстве случаев результаты исследований представлены для шарообразных частиц в виде безразмерной функциональной зависимости

$$\mathrm{Re} = f(\mathrm{Ar}), \tag{1}$$

где $\mathrm{Re} = \omega d/\nu$ — критерий Рейнольдса;

$\mathrm{Ar} = gd^3(\varrho_м - \varrho_г)\varrho_г^{-1}\nu^{-2}$ — критерий Архимеда;

ω — скорость газа, *м/сек*;

d — диаметр частицы, *м*;

g — гравитационное ускорение, *м/сек*^{2};

ν — кинематическая вязкость, *м*^{2}*/сек*;

$\varrho_м$ $\varrho_г$ — плотность материала и газа, *кг/м*^{3}.

Для ориентировочных расчетов рекомендуются [1] интерполяционные формулы Тодеса, Горошко и Розенбаума [2, 3]

$$\mathrm{Re}_{\text{п.у}} = \mathrm{Ar}(1400 + 5{,}22\sqrt{\mathrm{Ar}})^{-1} \tag{2}$$

$$\mathrm{Re}_{\text{ун}} = \mathrm{Ar}(18 + 0{,}61\sqrt{\mathrm{Ar}})^{-1}, \tag{3}$$

где $\mathrm{Re}_{\text{п.у}}$ и $\mathrm{Re}_{\text{ун}}$ — соответственно критерии Рейнольдса в моменты начала псевдоожижения и уноса.

В данном случае, поскольку мы имеем дело с частицами различной формы, функциональная зависимость в виде $\mathrm{Re} = f(\mathrm{Ar})$ неудобна, так как диаметр частицы входит в оба критерия. Это затрудняет его определение по известной скорости витания.

Используя критерий Лященко

$$\mathrm{Ly} = \mathrm{Re}^3/\mathrm{Ar} = \omega^3 \varrho_{\text{г}} [g\nu(\varrho_{\text{м}} - \varrho_{\text{г}})]^{-1} \tag{4}$$

и модифицированный критерий Архимеда [4]

$$\overset{*}{\mathrm{Ar}} = gZ\varrho_{\text{г}}^{-1}\nu^{-2} \tag{5}$$

(здесь $Z = G(\varrho_{\text{м}} - \varrho_{\text{г}})\varrho_{\text{м}}^{-1}$ — кажущийся вес частицы, *кг*; G — вес частицы, *кг*),

можно представить зависимость (1) в виде

$$\mathrm{Ly} = f(\overset{*}{\mathrm{Ar}}). \tag{6}$$

Зависимости (1) и (6) равноценны, однако (6) более удобна для практического использования не только потому, что в каждый критерий входит лишь одна величина, характеризующая псевдоожижение частиц; она особенно удобна для описания аэродинамических характеристик частиц произвольной формы, поскольку определение диаметра такой частицы представляет собой более сложную задачу, чем ее точное взвешивание.

При помощи алгебраических преобразований можно уравнения (2) и (3) для шарообразной частицы монодисперсного слоя представить в виде

$$\mathrm{Ly}_{\text{п.у}} = \overset{*}{\mathrm{Ar}}{}_{\text{ш}}^{2}\left(914 + 4{,}64\sqrt{\overset{*}{\mathrm{Ar}}_{\text{ш}}}\right)^{-3} \tag{7}$$

$$\mathrm{Ly}_{\text{ун}} = \overset{*}{\mathrm{Ar}}{}_{\text{ш}}^{2}\left(11{,}7 + 0{,}542\sqrt{\overset{*}{\mathrm{Ar}}_{\text{ш}}}\right)^{-3}. \tag{8}$$

Для нешарообразных частиц возможно применение коэффициента формы. Если частицы характеризуются линейными размерами, например величиной ячейки сита, через которое они проходят, то говорят об эквивалентном диаметре $d_{\text{э}}$, под которым в советской литературе понимают диаметр шара, равного по объему частице. В данном случае правильнее использовать модифицированный эквивалентный диаметр $d_{\text{эк}}$, который равен диаметру шарообразной частицы, имеющей такие же аэродинамические свойства, что и исследуемая частица иной формы.

Коэффициентом формы являлась бы

$$\psi = d_{\text{эк}}/d. \tag{9}$$

Основными величинами, характеризующими аэродинамические свой-

ства частиц разнообразной формы, являются критерии $\overset{*}{Ar}$ и Ly, при помощи которых коэффициент формы может быть определен следующим способом.

При одинаковых скоростях витания рассматриваемой частицы и шарика в одной и той же жидкости критерии Ly и $Ly_ш$ будут равны. Однако разными будут кажущиеся веса обеих частиц, а коэффициент формы будет определен как отношение

$$\psi = \sqrt[3]{\overset{*}{Ar}_ш / \overset{*}{Ar}} \tag{10}$$

и

$$\overset{*}{Ar}_ш = \overset{*}{Ar}\,\psi^3. \tag{11}$$

Подставляя (11) в (7) и (8), получаем после преобразования для частиц произвольной формы

$$Ly_{п.у} = \overset{*}{Ar}{}^2_{п.у}\left(914/\psi^2_{п.у} + 4{,}64\sqrt{\overset{*}{Ar}_{п.у}/\psi_{п.у}}\right)^{-3} \tag{12}$$

$$Ly_{ун} = \overset{*}{Ar}{}^2_{ун}\left(11{,}7/\psi^2_{ун} + 0{,}542\sqrt{\overset{*}{Ar}_{ун}/\psi_{ун}}\right)^{-3}. \tag{13}$$

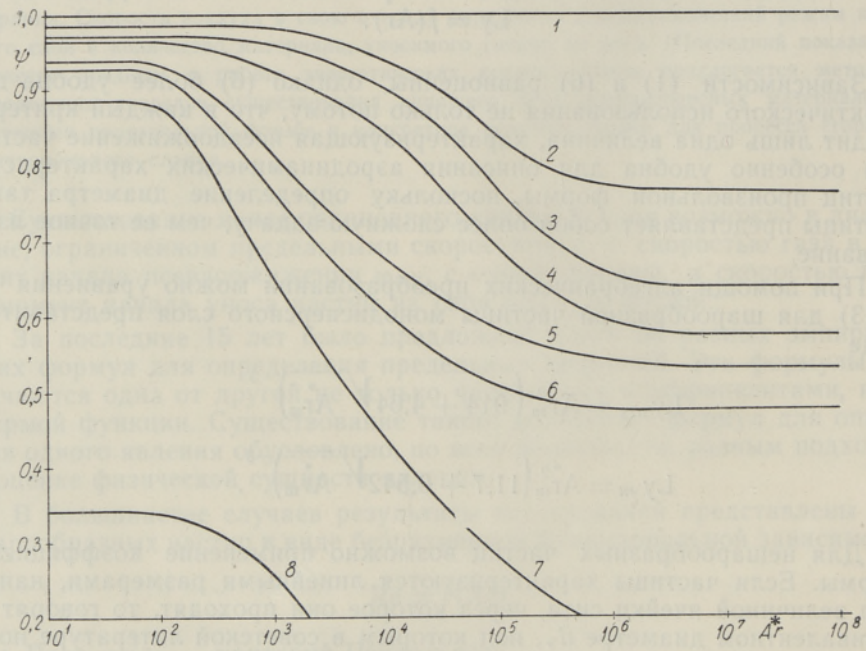

Рис. 1. Зависимость коэффициента формы ψ от модифицированного критерия Архимеда $\overset{*}{Ar}$:

1 — шар; *2* — куб со срезанными вершинами; *3* — октаэдр; *4* — куб; *5* — крупная зола диктионемового сланца; *6* — тетраэдр; *7* — летучая зола диктионемового сланца; *8* — круглый диск с отношением высоты к диаметру 1/100.

На рис. 1 представлены значения коэффициента формы ψ в зависимости от $\overset{*}{Ar}$ для некоторых симметричных частиц [4], частиц диктионемо-

вого сланца и его летучей золы, определенные в ходе экспериментального исследования горения диктионемового сланца [5].

Динамические свойства кипящего слоя из смеси частиц можно выразить таким эффективным диаметром частиц $d_{эф}$, который имели бы частицы в однородном кипящем слое с теми же самыми динамическими свойствами.

Математическое выражение для эффективного диаметра зависит от соотношений, которыми описывается движение жидкости через слой частиц.

При исследовании горения диктионемового сланца в кипящем слое выяснилось, что зерновые характеристики дробленого диктионемового сланца и золы, образующейся в процессе горения, подчиняются известной закономерности Розина-Раммлера

$$R = 100 \exp(-bd^n), \tag{14}$$

при которой эффективный диаметр равняется [6]

$$d_{эф} = \Gamma(n^{-1})[n\sqrt[n]{b}]^{-1}, \tag{15}$$

где R — остаток на сите, %;

b — показатель тонкости помола;

n — показатель равномерности помола (полидисперсности);

$\Gamma(n^{-1})$ — гамма-функция от (n^{-1}).

При этом нужно отметить, что в ходе процесса горения показатели b и n изменяются из-за измельчения частиц. Исследование процесса измельчения показало, что температурный и аэродинамический режимы не оказывают существенного влияния на измельчение, и соотношения показателей исходного топлива и золы при сжигании диктионемового сланца можно представить в виде

$$n_з = \sqrt[3]{n_т^2} \tag{16}$$

$$b_з = 3b_т. \tag{17}$$

Обозначая через $D_э$ соотношение диаметра самой крупной частицы $d_к$ к эффективному диаметру $d_{эф}$

$$D_э = d_к / d_{эф}, \tag{18}$$

можем представить формулу (12) в виде

$$Ly_{п.у} = \overset{*}{Ar}{}_к^2 \left(914 D_э^2 / \psi_{п.у}^2 + 4{,}64 \sqrt{\overset{*}{Ar}{}_к D_э / \psi_{п.у}}\right)^{-3}. \tag{19}$$

Выражение (19) определяет скорость газа в момент начала псевдоожижения в полидисперсных слоях частиц произвольной формы.

Для облегчения расчетов на рис. 2 представлены значения эффективного диаметра $d_{эф}$ в зависимости от показателей b и n.

Количество воздуха для полного сжигания диктионемового сланца можно определить из формулы

$$V^0 = 8{,}40 g_в + 4{,}58 g_{S_к}, \tag{20}$$

где $g_в$, $g_{S_к}$ — соответственно весовые доли органического вещества и колчеданной серы.

Считая в среднем $g_в = 0{,}15$ и $g_{S_к} = 0{,}02$ [7], получаем $V^0 = 1{,}35$ *м³/кг*, и нормальная расчетная скорость вдувания выражается формулой

$$\omega_0 = 3{,}76 \cdot 10^{-4} B\alpha / F \quad [м/сек], \tag{21}$$

где B — топливная нагрузка (в пересчете на сухое топливо), *кг/ч*;
F — площадь решетки, *м²*.

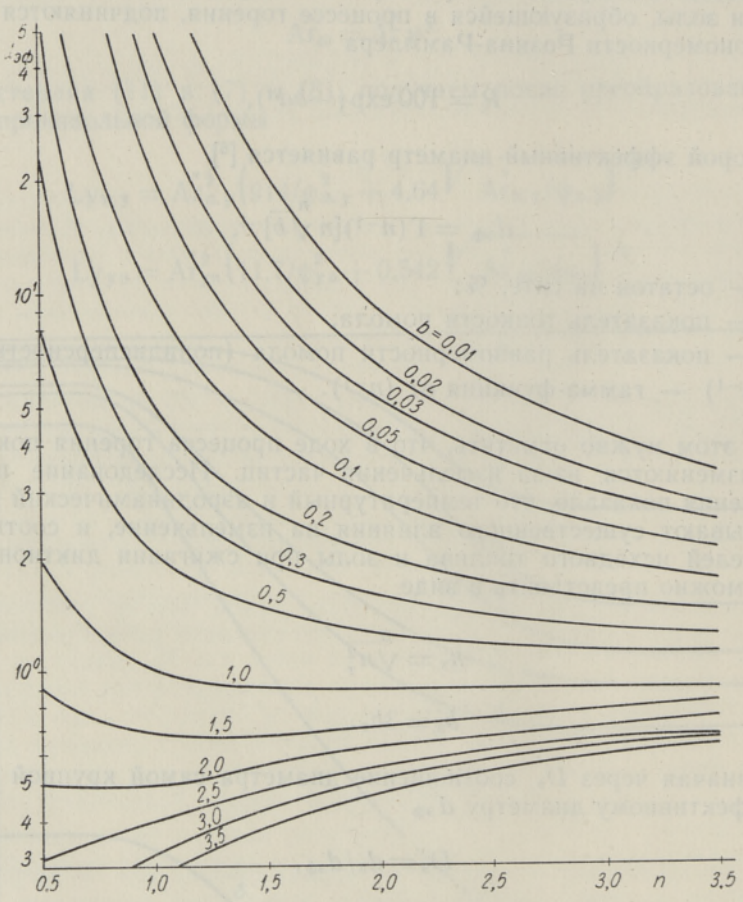

Рис. 2. Значения эффективного диаметра $d_{эф}$ в зависимости от показателей b и n

Считая, что плотность минеральной части диктионемового сланца $\varrho_м = 1450$ *кг/м³* и изменение плотности и вязкости дымовых газов равно в среднем [8]

$$\varrho_г = 353/T \quad [кг/м^3],$$

$$\nu = 9{,}25 \cdot 10^{-10} T^{1{,}7} \quad [м^2/сек],$$

получаем из уравнения (4)

$$Ly_{д.с} = 6{,}94 \cdot 10^{-11} T^{0,3} (B/F\,\alpha)^3, \tag{22}$$

где T — температура, °К.

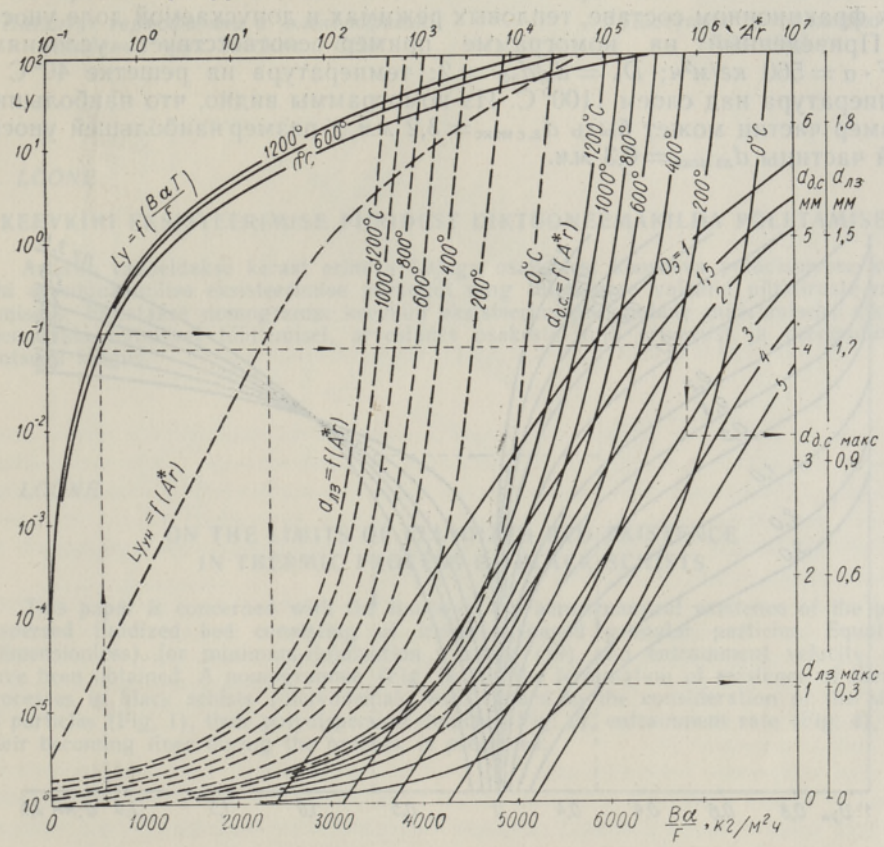

Рис. 3. Номограмма для определения пределов существования кипящего слоя для диктионемового сланца.

Аналогично получаем выражения для определения модифицированного критерия Архимеда, зная, что вес частиц диктионемового сланца и крупнозернистой золы выражается [5] формулой

$$G_{д.с} = G_{кз} = 0{,}882 d^{2,64}, \tag{23}$$

вес частиц летучей золы —

$$G'_{лз} = 0{,}58 d^{2,73} \quad \text{при } d < 0{,}36 \text{ мм}, \tag{24}$$

$$G''_{лз} = 0{,}294 (d - 0{,}24) \quad \text{при } d > 0{,}36 \text{ мм}. \tag{25}$$

Так,

$$\overset{*}{Ar}_{д.с} = \overset{*}{Ar}_{к.з} = 2{,}87 \cdot 10^{10} d^{2,64} T^{-2,4} \tag{26}$$

$$\overset{*}{Ar}{}'_{лз} = 1{,}89 \cdot 10^{10} d^{2,73} T^{-2,4}, \tag{27}$$

$$\overset{*}{Ar}{}''_{лз} = 9{,}55 \cdot 10^{9} (d - 0{,}24) T^{-2,4}, \tag{28}$$

где d — размер частицы, *мм*.

На основе выражений (13), (19), (22), (26)—(28) составлена номограмма (рис. 3), которая определяет аэродинамические пределы существования кипящего слоя при сжигании диктионемового сланца при данных фракционном составе, тепловых режимах и допускаемой доле уноса.

Приведенный на номограмме пример соответствует условиям: $B/F \cdot \alpha = 560$ *кг/м²ч*; $D_э = d_к/d_{эф} = 2$; температура на решетке 40° С и температура над слоем 1100° С. Из номограммы видно, что наибольший размер частиц может быть $d_{д.с\,макс} = 3{,}2$ *мм*, а размер наибольшей уносимой частицы $d_{лз\,макс} = 0{,}3$ *мм*.

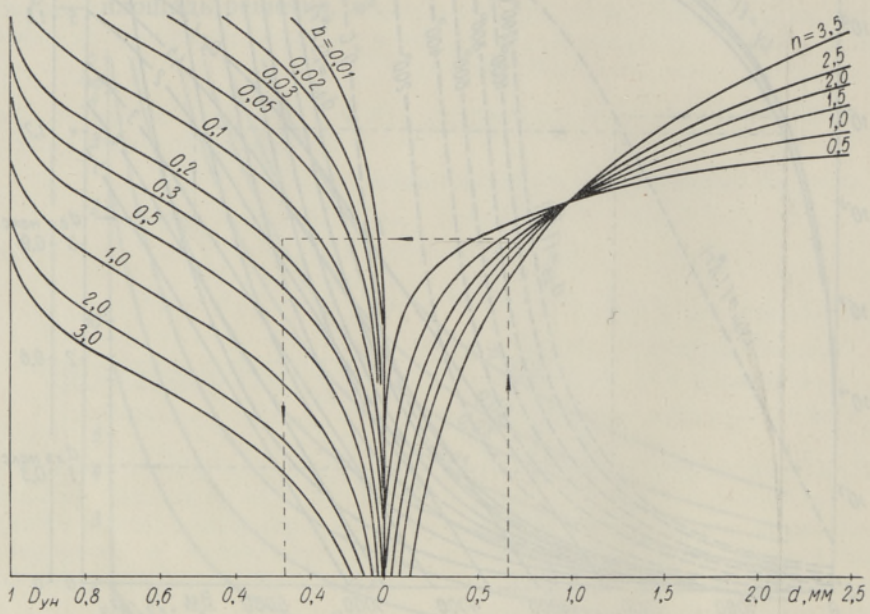

Рис. 4. Значения допускаемой доли уноса $D_{ун}$ в зависимости от показателей b и n.

Допускаемая доля уноса может быть определена из выражения (14) с учетом (16) и (17) на основе максимального диаметра уносимых частиц

$$D_{ун} = 1 - \exp\left(-3bd\sqrt[3]{n^2}_{макс.\,ун}\right) \tag{29}$$

или из графика (рис. 4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Применение кипящего слоя в химической промышленности, Тезисы докл. науч.-техн. конф., М.—Л., 1965.
2. Горошко В. Д., Розенбаум Р. Б., Тодес О. М., Изв. вузов. Нефть и газ, № 1, 125—131 (1958).
3. Розенбаум Р. Б., Тодес О. М., Докл. АН СССР, **115**, № 3, 115—123 (1957).
4. Beranek I., Sokol D., Fluidni Technika, Praha, 1961.
5. Лээне Р., Ууэсоо Р., Сланц. и хим. пром-сть, № 5, 19—24 (1966).
6. Резняков А. Б., Изв. АН Каз. ССР. Сер. энергетич., № 1, 3—8 (1960).

7. Kirret O., Koch R., Ründal L., Изв. АН ЭССР. Сер. физ.-матем. и техн. наук, 8, № 4, 243—255 (1959).
8. Чиркин В. С., Теплофизические свойства материалов, М., 1959.

Институт термофизики и электрофизики Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию 2/VII 1966

R. LÖÖNE

KEEVKIHI EKSISTEERIMISE PIIRIDEST DIKTÜONEEMAKILDA PÕLETAMISEL

Artiklis vaadeldakse kerast erineva kujuga osakestest koosneva polüdispersse keevkihi aerodünaamilise eksisteerimise piirkondi ning tuletatakse valemid piirkiiruste määramiseks. Esitatakse nomogramm keevkihi eksisteerimispiirkondade määramiseks diktüoneemakilda termilisel töötlemisel, arvestades osakeste kuju erinevust ja peenendumist protsessi käigus.

R. LÖÖNE

ON THE LIMITS OF FLUIDIZED BED EXISTENCE IN THERMIC PROCESS OF BLACK SCHISTS

This paper is concerned with the limits of the aerodynamical existence of the polydispersed fluidized bed consisting of irregular-shaped granular particles. Equations (dimensionless) for minimum-fluidization velocity (19) and entrainment velocity (13) have been obtained. A nomogramme (Fig. 3) for the termination of existence of thermic processes in black schists (dictyonema), with regard to the consideration of the shape of particles (Fig. 1), their polydispersion number (Fig. 2), entrainment rate (Fig. 4), and their becoming finer during the process, is presented.