ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Том 13 1975 № 2

УДК 536.248.2

К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМИЗАЦИИ УСЛОВИЙ РАБОТЫ ДВУХФАЗНОГО ДИФФУЗОРА С КОНДЕНСИРУЮЩИМСЯ ПОТОКОМ

С. И. Вайнштейн, А. Ф. Гандельсман, А. П. Севастьянов, Э. Э. Шпильрайн

Рассмотрено восстановление давления в двухфазном потоке большой влажности при течении его в диффузоре со скачком на входе. Установлены зависимости между изменением давления и скорости с учетом состояния потока перед входом в диффузор. Определены условия максимальной эффективности двухфазного диффузора.

Многочисленные эксперименты [1–5] показали, что при скоростях двухфазного потока большой влажности, превосходящих местную термодинамическую скорость звука, процесс восстановления в диффузоре существенным образом отличается от восстановления давления в однофазных потоках. Это различие связано прежде всего с наличием зоны весьма больших положительных градиентов давления и плотности, в которой происходит конденсация паровой фазы.

Предметом нашего рассмотрения будут не физические процессы, происходящие в этой зоне (далее эта зона называется просто скачком), а влияние скачка на характеристики диффузора.

Будем рассматривать потоки, имеющие на входе в диффузор пузырьковую структуру и соответственно объемное паросодержание, не превышающее 40%. Небезынтересно, что доля кинетической энергии паровой составляющей весьма мала. Так, например, при давлениях порядка 1 *бар*, когда отношение плотностей пара и жидкости имеет порядок 10^{-3}, эта доля не превосходит 1% даже при объемном паросодержании, достигающем 90°. В то же время эта паровая составляющая определяет такие важные свойства потока как сжимаемость и делает возможным появление скачковых процессов. Есть основания утверждать [1, 3, 6, 7], что в этих условиях при достаточной интенсивности скачка осуществляется практически полная конденсация паровой составляющей двухфазного потока, и среду за скачком можно полагать несжимаемой.

Изменение давления за диффузором (противодавление) приводит к перемещению скачка в продольном направлении, не оказывая влияния на участок течения, расположенный перед скачком. Максимальному значению противодавления, при котором еще возможно установившееся течение, соответствует расположение скачка в устье (горловине) диффузора. При этом фронт скачка достаточно близок к прямому.

Таким образом, повышение давления в двухфазном потоке большой влажности при течении в диффузоре происходит в два этапа: повышение давления в скачке и повышение давления при торможении несжимаемой жидкости в расширяющемся канале.

В данной работе рассматривается вопрос о наиболее выгодном сочетании этих двух этапов, при котором обеспечивается максимально возможное повышение давления в диффузоре.

Модель течения в двухфазном диффузоре (рис. 1), положенная в основу рассмотрения, построена при следующих допущениях: 1) на входе в диффузор поток двухфазный, одномерный, равновесный термодинамически, течение установившееся, скольжение фаз отсутствует; 2) в цилиндрической части (горле) диффузора расположен прямой скачок. В скачке происходит полная конденсация пара. Протяженность скачка полагается нулевой, при этом допускается, что потерями трения в зоне скачка можно пренебречь.

Восстановление давления определяется на основании законов сохранения количества движения и массы в виде

$$\Delta p \equiv p_{\text{вых}} - p_1 = \frac{1}{2}\rho_{\text{ж}}[2C_2(C_1-C_2)+(C_2^2-C_{\text{вых}}^2)(1-\xi_{\text{д}})]. \qquad (1)$$

Первый член в правой части зависимости определяет восстановление давления в скачке, второй — в процессе торможения потока за скачком в

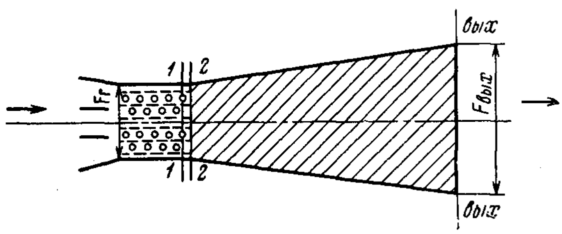

Рис. 1. Двухфазный диффузор — поток большой влажности

расходящейся части диффузора [4]. Здесь $\xi_{\text{д}}$ — коэффициент диссипативных потерь в расходящейся части; масштабом отнесения служит разность динамических напоров в сечениях *2* и выходном. В первом приближении будем полагать, что для данного диффузора (данной геометрии) в каждом рассматриваемом случае величина $\xi_{\text{д}}$ может быть задана.

Для оценки совершенства процесса восстановления давления в диффузоре было бы целесообразно использовать понятие о к.п.д. процесса сжатия в двухфазном диффузоре, величина которого определяется отнесением перепада давления $p_{\text{вых}} - p_1$ к наибольшей возможной величине повышения давления, соответствующей процессу изоэнтропического торможения потока. Однако для двухфазного потока эта величина является сложной функцией скорости C_1, термодинамических свойств и состояния рабочего вещества и не может быть выражена аналитически в общем виде. Поэтому возникает необходимость выбора рационального масштаба отнесения, построенного из известных величин. Возможный предел повышения давления за счет торможения потока зависит в первую очередь от его удельной кинетической энергии

$$^1/_2 C_1^2 = i_0 - i_1.$$

Помножив удельную кинетическую энергию на постоянную плотность $\rho_{\text{ж}}$, получаем масштаб, который имеет физический смысл динамического напора в предельном случае полной конденсации паровой составляющей перед скачком. Построенный таким образом безразмерный перепад давления

$$\overline{\Delta_1 p} = \Delta p / {}^1/_2 \rho_{\text{ж}} C_1^2, \qquad (2)$$

хотя численно и не совпадает с величиной к.п.д. двухфазного диффузора, все же является некоторой мерой эффективности процесса восстановления в системе скачок — диффузор, ее величина непосредственно (пропорционально масштабу $^1/_2\rho_{\text{ж}}C_1^2$) отражает повышение давления и его зависимость от термодинамических и газодинамических условий на входе. На основании уравнения неразрывности при отсутствии скольжения отношение скоростей до и после скачка может быть определено следующей зависимостью:

$$C_2/C_1 \equiv \bar{C} = \varphi(1-\bar{\rho}) + \bar{\rho}, \tag{3}$$

где φ — доля сечения перед скачком, занятая жидкостью, и при отсутствии скольжения численно совпадающая с объемным влагосодержанием, а $\bar{\rho} = \rho_п/\rho_ж$.

После сделанных замечаний, используя (2), (3), с учетом неравенства $C^2_{вых}/C_2^2 \ll 1$ (всегда справедливого в диффузорах, представляющих технический интерес), приведем (1) к удобному для анализа безразмерному виду

$$\overline{\Delta_1 p} \equiv \Delta p/{}^1/{}_2\rho_ж C_1^2 = 2[\varphi(1-\bar{\rho})+\bar{\rho}](1-\varphi)(1-\bar{\rho}) + (1-\xi_д)[\varphi(1-\bar{\rho})+\bar{\rho}]^2. \tag{1a}$$

Очевидно, $\overline{\Delta_1 p}$ — функция двух безразмерных переменных $\bar{\rho}$ и φ. Рассмотрим вначале полученную зависимость в предположении $\bar{\rho}=\mathrm{const}$, что соответствует постоянству давления (температуры) двухфазного потока перед скачком. Тем самым задача сводится к зависимости $\overline{\Delta_1 p}$ от единственного аргумента φ, который при этих условиях будет изменяться только за счет изменения концентрации фаз

$$\varphi = [(1/x)-1]\bar{\rho}/\{[(1/x)-1]\bar{\rho}+1\}. \tag{4}$$

Рассмотрим в первую очередь такое изменение φ, при котором C_1 остается величиной постоянной. Очевидно, что в этом случае переменная $\overline{\Delta_1 p}$ во всем интервале изменения аргумента прямо пропорциональна абсолютному перепаду Δp.

Из (3) очевидно, что изменение φ должно сопровождаться вполне определенным изменением C_2 (при $C_1 = invar$), а следовательно, должны изменяться также расход и плотность смеси

$$m = M/F = C_2\rho_ж = C_1\rho_{см}.$$

Анализ (1a) показывает, что зависимость имеет максимум при

$$\varphi_{опт} = \left(1 - \frac{\bar{\rho}}{1+\bar{\rho}}\xi_д\right)(1+\xi_д)^{-1}. \tag{5}$$

Из (5) непосредственно ясно, что $0<\varphi_{опт}<1$. В области $\varphi<\varphi_{опт}$ с ростом φ величина $\overline{\Delta_1 p}$ растет, а ее производная (положительная) уменьшается; в области $\varphi>\varphi_{опт}$ рост φ сопровождается уменьшением $\overline{\Delta_1 p}$ и возрастанием абсолютной величины производной, которая в этой области отрицательна.

При $\varphi=1$ скачок вырождается ($C_2=C_1$; $\rho_2=\rho_1$ и т. д.), восстановление давления происходит только за счет торможения потока в расширяющейся части диффузора

$$(\overline{\Delta_1 p})_{\varphi=1} = 1-\xi_д. \tag{6}$$

В области низких давлений $\bar{\rho}\ll 1$, что позволяет при неслишком малых значениях объемного влагосодержания $\varphi \gg \bar{\rho}$ упростить (1a) и (5)

$$\overline{\Delta_1 p} = 2\varphi - (1+\xi_д)\varphi^2, \tag{1б}$$

$$\varphi_{опт} = 1/(1+\xi_д). \tag{5a}$$

На рис. 2 дано графическое представление зависимости $\overline{\Delta_1 p}$ от φ именно для этой области, при $\xi_д$ как параметре.

На линии $\xi_д=1$ давление на выходе из диффузора равно давлению непосредственно за скачком вследствие того, что все количество движения за скачком затрачивается на преодоление потерь в диффузоре

$$\Delta p = \Delta p_{ск}.$$

Поэтому кривая эта одновременно отображает восстановление давления собственно в скачке (для всех значений $\xi_д$). С увеличением объемного влагосодержания сжимаемость потока уменьшается, что влечет за собой уменьшение потерь в скачке, заканчивающемся полной конденсацией, но при этом одновременно уменьшается используемая для повышения давления в скачке разность количества движения ($C_1/C_2=1/\varphi$). Наличием двух действующих в противоположных направлениях эффектов объясняется существование максимума $\overline{\Delta_1 p}$ по φ. Подставляя в (5а) $\xi_д=1$, находим, что $(\overline{\Delta_1 p})_{макс}$ имеет место при $\varphi=0{,}5$, а после подстановки $\varphi_{опт}=0{,}5$ в (1а) находим $(\overline{\Delta_1 p})_{макс}={}^1/_4\rho_ж C_1^2$ – результаты хорошо известные.

В случае $\varphi\to 1$ из (6) имеем $(\overline{\Delta_1 p})_{\varphi=1,\ \xi_д=1}=(\Delta p)_{\varphi=1,\ \xi_д=1}=0$.

Для более наглядной оценки эффективности восстановления давления в скачке полезно совместно с кривой $\xi_д=1$ рассмотреть кривую, приведенную на рис. 3. Здесь по оси ординат отложена безразмерная разность давления

$$(\overline{\Delta_{1-2} p})_{ск}=(p_2-p_1)/{}^1/_2\rho_ж(C_1^2-C_2^2)=2\varphi/(1+\varphi). \qquad (7)\,*$$

Как видно, производная $d(\overline{\Delta_{1-2} p})/d\varphi$ положительна во всем интервале изменения φ вплоть до $\varphi=1$. Относительное восстановление давления при таком выборе масштаба отнесения с ростом φ монотонно растет и становится равным 1 при $\varphi=1$.

Линия $\xi_д=0$ соответствует идеальному (без потерь на трение) торможению потока за скачком в расходящейся части диффузора. Из (5а) имеем $(\varphi_{опт})_{\xi_д=0}=1$. Действительно, из рассмотрения кривой $\xi_д=0$ видно, что во всем интервале изменения φ вплоть до $\varphi=1$ $\partial(\overline{\Delta_1 p})/\partial\varphi>0$ и максимум приходится на $\varphi=1$. Как и следует из (1а), $(\overline{\Delta_1 p})_{\xi_д=0,\ \varphi=1}=1$.

Это значит, что для достижения наибольшей эффективности двухфазного диффузора, при условии $\xi_д=0$, все восстановление давления следовало бы проводить в диффузоре без скачка (что осуществимо для потока, объемное паросодержание которого практически равно нулю).

Кривые, соответствующие различным значениям $\xi_д=\text{const}$ ($0<\xi_д<1$), лежат между линиями $\xi_д=1$ и $\xi_д=0$.

Из (5) следует, что величина $\varphi_{опт}$ растет по мере уменьшения $\xi_д$. Подставляя (5а) в (1б), находим $(\overline{\Delta_1 p})_{макс}=1/(1+\xi_д)=\varphi_{опт}$.

Следовательно, максимумы $\overline{\Delta_1 p}$ в координатах $\overline{\Delta_1 p}$, φ должны лежать на прямой, проходящей через начало координат под углом ${}^1/_4\pi$ (пунктирная прямая на рис. 2) **.

Каждая точка пунктирной линии соответствует наиболее эффективному с точки зрения достижения $(\Delta p)_{макс}$ распределению восстановления давления между скачком и расширяющейся частью диффузора при некотором заданном значении $\xi_д$.

Желаемое распределение обеспечивается выбором значения $\varphi=\varphi_{опт}$ в соответствии с (5а).

Линия $\xi_д=1$ на рис. 2 делит ординаты любой кривой $1>\xi_д=\text{const}$ таким образом, что отношение полученных отрезков равно отношению перепадов давления в скачке и расширяющейся части диффузора.

Из (1а) видно, что влияние $\xi_д$, если его рассматривать как независимый параметр, является линейным и проявляется почти прямо пропорционально величине φ^2

$$\partial(\overline{\Delta_1 p})/\partial\xi_д=-[\varphi(1-\bar{\rho})+\bar{\rho}]^2.$$

Однако величина $\xi_д$ в общем случае зависит не только от формы диффузора, но и от условий на входе в него. При принятых допущениях численное значение коэффициента $\xi_д$ зависит от критерия Re и градиента давления.

---

* Выражение (7) с точностью до множителя $\rho_{см}/\rho_ж$ при C_1^2 характеризует эффективность преобразования в скачке кинетической энергии в потенциальную.

** Подстановка (5) в (1а) дает также $(\overline{\Delta_1 p})_{макс}=1/(1+\xi_д)$, т. е. в этом случае линия максимумов отличается от прямой только в меру различия (5) и (5а).

В дальнейшем по мере накопления опытных данных и установления вида зависимости $\xi_д=\xi_д(\mathrm{Re}, (p_{вых}-p_2)/l)$ можно будет учесть изменение $\xi_д$ в зависимости от φ.

Представляет также интерес другой характерный случай изменения φ, а именно, за счет изменения C_1 при условии $C_2=invar$. При этом расход превращается в постоянный параметр $M/F=\rho_ж C_2=\mathrm{const}$.

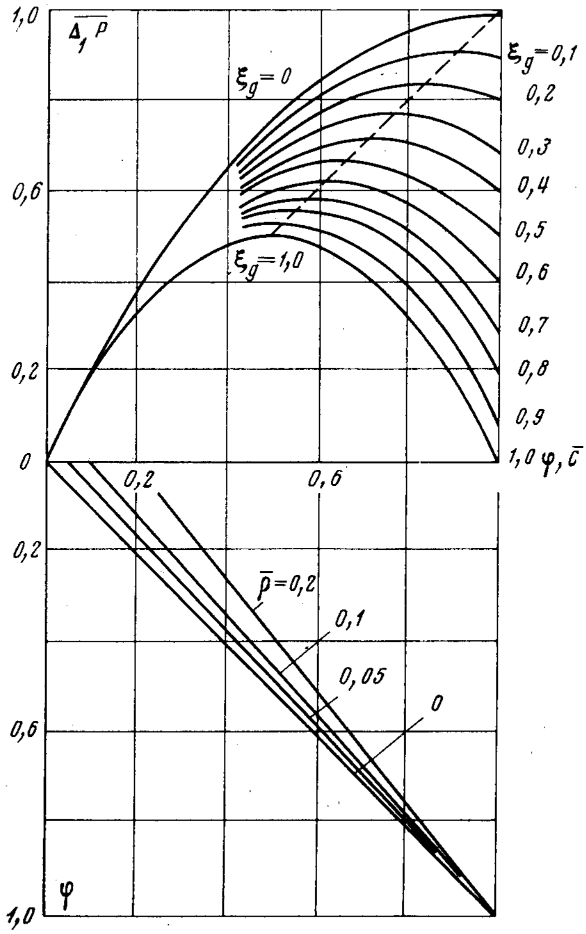

Рис. 2. Восстановление давления в двухфазном диффузоре

Весь проведенный выше анализ остается справедливым в той части, в которой он касается безразмерной величины $\overline{\Delta_1 p}$ и ее зависимости от φ (как при $C_1=invar$, так и при $C_1=var$). Но абсолютный перепад давления $\Delta p=p_{вых}-p_1$ при $C_1=var$ должен изменяться по закону, не совпадающему с законом изменения $\overline{\Delta_1 p}$. Поэтому целесообразно преобразовать (1), выбрав другой масштаб отнесения, постоянный в этих новых условиях, именно $^1/_2\rho_ж C_2^2$

$$\overline{\Delta_2 p}\equiv\frac{\Delta p}{^1/_2\rho_ж C_2^2}=2\left[(1-\varphi)\Big/\left(\varphi+\frac{\bar{\rho}}{1-\bar{\rho}}\right)\right]+(1-\xi_д) \qquad (8)$$

или при

$$\bar{\rho}\ll\varphi<1; \quad \overline{\Delta_2 p}=2[(1/\varphi)-1]+(1-\xi_д)=(2/\varphi)-(1+\xi_д). \qquad (8а)$$

На рис. 4 показано семейство кривых, построенное в соответствии с (8а).

Производная $\overline{\Delta_2 p}$ по φ совсем не зависит от $\xi_д$ и имеет вид

$$[\partial(\overline{\Delta_2 p})/\partial\varphi]_{\xi_д} = -(1-\bar{\rho})/[\varphi(1-\bar{\rho})+\bar{\rho}]^2 \approx -1/\varphi^2.$$

Очевидно, что кривые семейства (8) не имеют максимума, монотонно уменьшаются с ростом φ, стремясь по мере приближения φ к 1 к значению $\overline{\Delta_1 p} = 1-\xi_д$. Кривые близки к гиперболам (отклонение имеет место в меру влияния $\bar{\rho}$, весьма слабого при $\bar{\rho} \ll \varphi$), по мере уменьшения φ возрастание велчиины $\overline{\Delta_2 p}$ усиливается, относительная величина второго члена уменьшается и кривые сближаются между собой.

Такой характер кривых объясняется возрастающей по мере уменьшения φ интенсивностью роста C_1^2. Конечно относительные потери в скачке в области $\varphi<0,5$ с уменьшением φ увеличиваются в соответствии с кривой $\xi_д=1$ на рис. 2 и графиком на рис. 3. Таким образом, в случае изменения C_1 при неизменном расходе (и C_2), для того чтобы составить полное представление не только об эффективности восстановления дав-

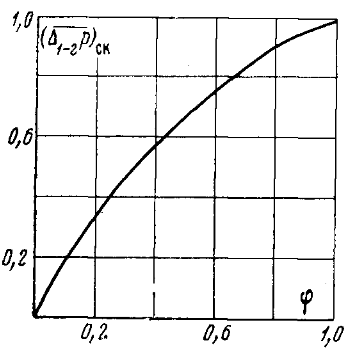

Рис. 3

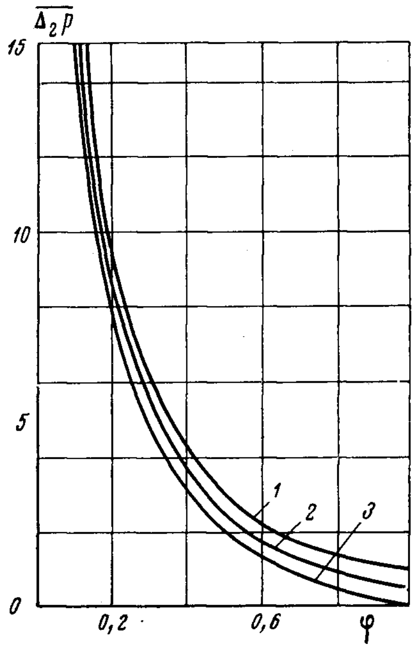

Рис. 4

Рис. 3. Восстановление давления в скачке

Рис. 4. Восстановление давления в двухфазном диффузоре при переменной входной скорости потока:

1 — $\xi_д=0$; *2* — 0,5; *3* — 1,0

ления в двухфазном диффузоре, но и о характере изменения абсолютного перепада давления, следует рассматривать совместно зависимости (1а) и (8) (рис. 2, 4).

Производная $\overline{\Delta_2 p}$ по $\xi_д$ имеет очень простой вид *

$$[\partial(\overline{\Delta_2 p})/\partial\xi_д]_\varphi = -1,$$

восстановление давления в расходящейся части диффузора зависит от $\xi_д$ линейно. Эта простота обусловлена постоянством динамического напора за скачком $^1/_2\rho_ж C_2^2=\mathrm{const}$.

Остается рассмотреть, что происходит с Δp в случае, когда φ изменяется вследствие изменения одного только $\bar{\rho}$, при сохранении значений скоростей C_1 и C_2 в качестве неизменных параметров (и $\xi_д$ тоже). Такое изменение условий на входе в диффузор может иметь место при изменении в широких пределах давления влажного пара.

* Все сказанное выше относительно зависимости $\xi_д$ от φ, разумеется, справедливо и при $C_1=var$.

Вследствие C_2=const при этом M=const, а с учетом C_1=const и $\rho_{см}$= =const. Отношение плотностей связано однозначным образом с паросодержанием

$$x=\frac{\bar\rho}{1-\bar\rho}\left(\frac{1}{\bar\rho\bar c}-1\right).$$

Легко убедиться, что изменение $\bar\rho$ в этих условиях никакого влияния на Δp не оказывает. Действительно, выбрав в качестве масштаба опять $^1/_2\rho_ж C_1{}^2$ и переписав (1) в виде

$$\overline{\Delta_1 p}=2\bar C(1-\bar C)+\bar C^2(1-\xi_д),\tag{1в}$$

непосредственно видим, что $\overline{\Delta_1 p}$ зависит только от $\bar C$ и $\xi_д$, которые по условию остаются неизменными.

Из сопоставления зависимостей (1б) и (1в) очевидно, что $\overline{\Delta_1 p}$ совершенно одинаковым образом зависит от φ (при условии $\varphi\gg\bar\rho$) и от $\bar C$ (независимо от характера изменения $\bar\rho$ и φ).

Поэтому кривые $\overline{\Delta_1 p}=f(\varphi)$ при $\xi_д$ как параметре на рис. 2 тождественно совпадают с кривыми $\overline{\Delta_1 p}=f(\bar C)$ при $\xi_д$ как параметре. Для удобства представления в таком виде в нижней половине рис. 2 построена зависимость $\varphi=\varphi(\bar C)$ при $\bar\rho$ как параметре, представляющая собой семейство прямых, проходящих через точку $\bar C=1$, $\varphi=1$ и точки $\bar C=\bar\rho$ при $\varphi=0$. Поэтому можно, установив значение $\bar C$, затем определять φ (по заданному $\bar\rho$ или наоборот). Рассмотрение семейства прямых $\varphi=\varphi(\bar C)$ на рис. 2 еще раз подтверждает, что при $\bar\rho\ll\varphi$ $\varphi\approx\bar C$ и ось абсцисс можно рассматривать как ось $\bar C$ и φ одновременно.

При таком представлении зависимости (1), безразмерное восстановление давления является функцией только двух аргументов, один из которых определяет интенсивность скачка, а другой — величину диссипативных потерь в дозвуковом потоке за скачком, т. е. достигается предельная простота связей.

Институт высоких температур
Академии наук СССР
Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
30 VIII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. П. Севастьянов.* Автореф. канд. дис. МЭИ, 1968.
2. *J. Miguel, G. Brown.* Pyrodynamics, 155, 1966.
3. *M. A. Crolms.* Dissertation, Notre Dame, Indiana, 1968.
4. *М. Е. Дейч, А. Е. Зарянкин.* Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин. «Энергия», 1970.
5. *Б. Г. Богомолов и др.* Electricity from MHD, 3, SM 107/135, 1968.
6. *М. В. Поликовский.* Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, № 3, 1967.
7. *М. Е. Дейч и др.* В сб. МГД-метод получения электроэнергии (под ред. В. А. Кириллина и А. Е. Шейндлина). «Энергия», 1968.