

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. В. Усанов, В. М. Харченко, Истечение самоиспаряющегося азота из сопел Лавалья, *ТВТ*, 1984, том 22, выпуск 4, 739–744

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.81

10 февраля 2025 г., 07:00:38



УДК 532.525

ИСТЕЧЕНИЕ САМОИСПАРЯЮЩЕГОСЯ АЗОТА ИЗ СОПЕЛ ЛАВАЛЯ

Усанов В. В., Харченко В. М.

Проведено экспериментальное исследование истечения азота из сопел Лавалля в интервале начальных температур 90–150 К при начальных давлениях от близких к кривой насыщенной жидкости до 17,6 МПа. Получены расходные характеристики и определена, в зависимости от начальной температуры, величина минимального начального давления, выше которой действительный расход становится меньше расхода, рассчитанного по модели изоэнтропийного расширения.

Изучение вопросов, связанных с истечением испаряющейся жидкости из сопел, проводилось широким кругом исследователей. В большинстве работ приведены данные для воды при начальном давлении, не превышающем давление критической точки. При этом отмечалось, что действительный расход через сопло может значительно превышать расход, подсчитанный по модели изоэнтропийного равновесного расширения, и предлагались различные расчетные методики. Однако для фиксированной начальной температуры с ростом начального давления расход, подсчитанный по изоэнтропийной модели, может превысить G_d , на что указывалось в работах [1–4]. Тем более это относится к случаям, когда p_0 значительно выше $p_{кр}$ [2–4]. В работах [3, 4] начальное давление самоиспаряющегося азота не превышало 7–9 МПа ($p_0/p_{кр} \leq 2,65$). Между тем в ряде устройств и аппаратов криогенной техники начальное давление азота перед соплами и насадками имеет более высокие значения.

Предлагаемое экспериментальное исследование истечения самоиспаряющегося азота проведено в более широком диапазоне p_0 (от близких к кривой насыщения до 17,6 МПа, т. е. до $p_0/p_{кр} = 5,2$) при начальных температурах от 90 до 150 К ($T_0/T_{кр} = 1,19$). На рис. 1 представлена построенная по [5] часть диаграммы $s-T$. Зона, в которой проводились эксперименты авторами [3, 4] при начальных параметрах левее критической точки, заштрихована перекрещенными линиями (зона правее критической точки, в которой также проводились исследования, на рис. 1 не изображена). Область, охваченная данным исследованием, обозначена наклонными линиями.

Исследовались осесимметричные сопла с выходной конической расходящейся частью с полным углом раскрытия 10 и 16°. Сопла имели входную часть с полным углом раскрытия раствора конуса 30° и цилиндрический поясok длиной 0,5 мм. Степень расширения, т. е. отношение площади среза к площади горла, была в пределах 70–80. Исследовались четыре сопла с диаметром горла порядка 0,58–0,6 мм (№ 1 и 2 с углом расходящейся части 16° и № 3 и 4 – с углом 10°), а также сопло № 5 с $d_0 = 1,36$ мм и выходным конусом 10°. Сопла № 1 и № 3 имели дренажные отверстия диаметром 0,25 мм для замера статического давления на стенке. Исследования проводились на установке, состоящей из теплообменника, сепаратора парожидкостной смеси, запорной и регулирующей аппаратуры и измерительных систем. В экспериментальной установке использован цикл с простым дросселированием, рекуперацией холода газа в теплообменнике и рекуперацией тепла от испарения жидкости в петле на температурном уровне сепаратора. Это позволило получать перед соплом поток с температурой от 90 до 150 К при теплом азоте на входе в установку без использования дополнительной ступени предварительного охлаждения. Подробно экспериментальная установка описана в [6]. Она обеспечивает стационар-

ность процесса (имеется возможность проведения эксперимента непрерывно в течение нескольких часов), в то время как описанная в [3, 4] экспериментальная установка представляла собой систему с наддувом сосуда высокого давления с жидким азотом, была кратковременного действия и не позволяла поддерживать в течение длительного времени постоянную температуру на входе в сопло.

Прежде чем перейти к рассмотрению полученных экспериментальных данных, проанализируем процесс течения в сопле на основе модели изотропного расширения, равновесного в двухфазной области. Ранее

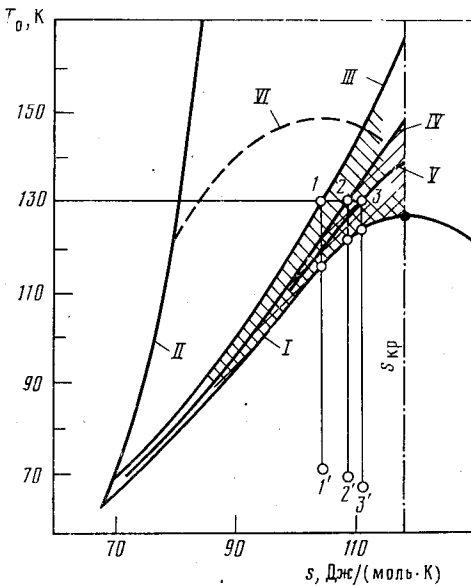


Рис. 1. Диаграмма $s-T$ [5]: I — кривая насыщения; II — кривая затвердевания; III — $p_0=17,6$ МПа; IV — $p_0=8,82$ МПа; V — $p_0=6,18$ МПа; VI — линия начальных параметров, при которых $w^s=a_{\text{эф}}^s$: 1 — 1', 2 — 2', 3 — 3' — процессы $s=\text{const}$ при начальных параметрах, для которых на рис. 5 приведены распределения статического давления в расширяющейся части сопла

в [2] авторами данной работы в рамках этой простейшей модели приведен результат расчета функции, обратной удельному расходу v/w при расширении гелия из однофазной области над левой пограничной кривой в диаграмме $s-T$ в двухфазную область. Функция v/w рассчитывалась для различных значений p_0 , начиная с давления насыщенности жидкости при данной начальной температуре. При этом установлено, что в рамках теоретической модели существуют три области начальных параметров. В первой области, начиная с давления насыщенности жидкости до величины p_0 , при которой на кривой насыщения поток имеет скорость, равную скорости звука со стороны двухфазной области, запирание потока происходит в двухфазной области. При более высоких значениях p_0 запирание потока имеет место на кривой насыщения при $w^s \approx a_{\text{эф}}^s$, но меньшей скорости звука со стороны однофазной области. При этом с ростом давления запирание уменьшается. Наконец, при еще более высоких значениях p_0 запирание потока происходит либо на кривой насыщения, либо выше ее при $w=a_{\text{эф}}$.

На рис. 2 для азота приведен результат аналогичного расчета с помощью ЭВМ при использовании в однофазной области уравнения состояния и аналитических выражений для энтальпии и энтропии из работы [5] при значениях $T_0=119,2-119,5$ К. Штриховой линией соединены точки, соответствующие пересечению кривой насыщения при расширении потока в процессе $s=\text{const}$ для различных начальных давлений. Область, расположенная правее этой линии, соответствует однофазному состоянию потока в процессе расширения, левее — двухфазному. Из рассмотрения рисунка видно, что при повышении величины p_0 , начиная со значения 3,25 МПа, точка излома, которая имеет место при переходе из однофазной области в двухфазную, совпадает с точкой минимального значения функции v/w , определяющей расход через сопло. Следует отметить как при $p_0=3,25$ МПа, так и более высоких начальных давлениях, на кривой насыщения $w^s > a_{\text{эф}}^s$. Однако при сравнении с экспериментальными данны-

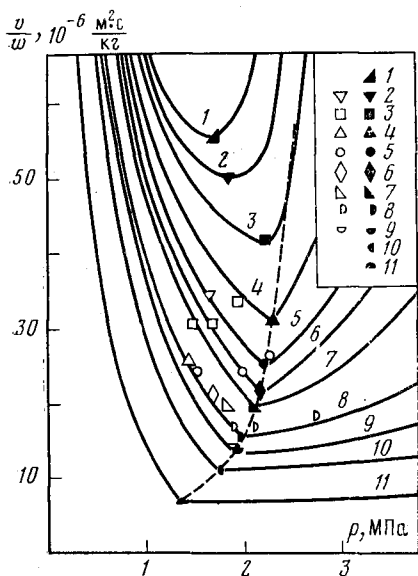


Рис. 2

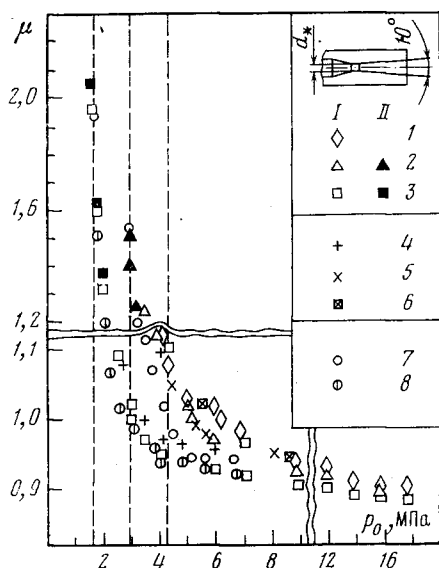


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость v/w от p для азота при $T_0=119,5$ (1, 2, 4, 6, 7, 9–11) и 119,2 К (3, 5, 8) (светлые значки – экспериментальные данные [4]; сплошные кривые с зачерненными значками в точках минимальных значений – расчет по модели изоэнтропийного расширения, равновесного в двухфазной области) для p_0 : 1–2,45 МПа; 2–2,64; 3–2,83; 4–3,25; 5–3,64; 6–4,07; 7–5,07; 8–5,63; 9–6,62; 10–8,82; 11–17,6

Рис. 3. Зависимость коэффициента расхода сопел от начального давления. Данные авторов: 1– $T_0=110$ К; 2–120; 3–130; экспериментальные данные [3]: 4– $T_0=111,2$ К; 5–119,6; 6–130,4; экспериментальные данные [4]: 7– $T_0=110$ К; 8–119,5

ми для азота по величине $a_{оф}^s$, приведенными в [7–9], обнаружено, что при $T_0=119,5$ К и начальных давлениях вплоть до давления затвердевания не имеется такого значения p_0 , при котором $w^s=a_{оф}^s$. Аналогичная ситуация имеет место для всех значений $T_0 < 119,5$ К, а при $119,5 \text{ К} < T_0 \leq T_{кр}$ достижение потоком величины $a_{оф}^s$ происходит при очень больших начальных давлениях (порядка 300 МПа).

Таким образом, для азота, в отличие от гелия, почти при всех значениях $T_0 < T_{кр}$ имеются только две области начальных параметров, а не три, и запираение может происходить только в двухфазной области и на кривой насыщения при скорости потока, меньшей скорости звука со стороны однофазной области.

Начальные параметры, при которых, расширяясь до кривой насыщения, поток приобретает скорость, равную $a_{оф}^s$, изображены на рис. 1 пунктирной линией. Видно, что при максимальном начальном давлении данного исследования, равном 17,6 МПа, зона, в которой $w^s \geq a_{оф}^s$, включает начальные температуры от 142 до 146 К, в непосредственной окрестности критической точки (по энтропии). Таким образом, как отмечено выше, при начальных давлениях, превышающих p_0 , для которых $w^s=a_{оф}^s$, но меньших 17,6 МПа, и $T_0 < 142–146$ К в рамках изложенной в [2] теоретической модели, запираение потока происходит на кривой насыщения. При этом скорость потока, определяющая расход через сопло, меньше скорости звука со стороны однофазной области. В качестве определяющей плотности при этом принимается плотность жидкости на кривой насыщения в точке ее пересечения с линией $s=\text{const}$.

Следует отметить, что рассмотренная модель изоэнтропийного расширения, равновесного в двухфазной области, может значительно отличаться от действительного процесса из-за запаздывания парообразования, т. е. метастабильности. Однако, по-видимому, эти явления наиболее сильно проявляются при начальных параметрах вблизи кривой насыщения для относительно низких давлений и особенно при удалении от критической точки,

а при повышении начального давления они влияют гораздо слабее. Это можно проиллюстрировать данными работы [4], полученными при истечении азота из суживающе-расширяющегося сопла с цилиндрическим пояском. На рис. 2 нанесены экспериментальные точки при различных p_0 для $T_0=119,5$ К, причем давление относится к дренажу, наиболее близко расположенному к выходному сечению цилиндрического пояса. Здесь же представлены данные и для $T_0=119,2$ К при продувке сопла в обратном направлении. При этом нанесены три значения давления (правое соответствует дренажу в сходящейся части сопла перед цилиндрическим пояском, среднее и левое — соответственно дренажам на входе и выходе пояса). При низких значениях p_0 (2,64 и 2,83 МПа) действительный расход значительно выше теоретического (μ соответственно равно 1,46 и 1,36). Как видно из рисунка, для $p_0=2,83$ МПа статические давления в цилиндрическом пояске и на входе в него ниже величин теоретического давления запираия и значения p_{s0} . Это свидетельствует о метастабильном состоянии потока на входе в цилиндрический участок. Зона таких низких начальных давлений для данной величины T_0 для азота соответствует области начальных параметров, подробно изученных для самоиспаряющейся воды. Как видно на рис. 2, с ростом начального давления метастабильность на входе в цилиндрический поясок уменьшается с соответственным понижением коэффициента расхода. Так, для $p_0=2,83$ МПа $\mu=1,36$, в то время как для $p_0=3,64$ МПа $\mu=1,03$. Наконец, при дальнейшем повышении начального давления метастабильность на входе отсутствует полностью (на графике соответствует начальному давлению $p_0=5,63$ МПа). Для этого значения p_0 метастабильное состояние жидкости может иметь место только после какого-то сечения пояса, так как на входе в него давление больше p_{s0} . Естественно, что при этом коэффициент расхода должен быть меньше единицы, так как до горла срабатывается меньший, чем по теоретической модели, перепад давлений. Для $p_0=5,63$ МПа коэффициент расхода равен 0,92. Следует ожидать, что при дальнейшем повышении начального давления при данном постоянном значении T_0 метастабильность тем более не будет иметь места на входе в цилиндрический поясок. Для этих случаев величина действительного расхода будет определяться тем значением статического давления, которое устанавливается на входе в цилиндрический поясок. При этом уменьшение коэффициента расхода будет определяться превышением величины действительного статического давления на входе в поясок над принятым в теоретической модели давлением запираия, равным p_{s0} . Различие этих давлений будет определяться картиной течения, связанной с особенностями структурных переходов, от входа в поясок до сечения запираия.

На рис. 3 представлены результаты данного исследования в виде зависимости величины коэффициента расхода от начального давления для трех значений температуры на входе в сопло Лавалья при начальном давлении до 17,6 МПа. Так как все сопла с $d_s=0,58-0,6$ мм показали результаты, отличающиеся друг от друга не более чем на 1%, на графике приведены данные только для сопел № 3 и 5. Они обозначены соответственно цифрами I и II. Здесь же нанесены точки, полученные в результате обработки экспериментальных данных [3, 4] для близких значений T_0 . Вертикальными пунктирными линиями обозначены величины p_0 , при которых в рамках модели изоэнтропийного расширения, равновесного в двухфазной области, поток запирается на кривой насыщения при $w^*=a_{дф}^*$ для $T_0=110, 120$ и 130 К. Здесь меньшие значения давления соответствуют меньшим величинам T_0 . Видно, что при низких значениях p_0 коэффициент расхода для всех значений T_0 больше единицы. При сравнительно небольшом росте величины p_0 , особенно в районе пунктирной линии, соответствующей данной величине T_0 , значение μ резко уменьшается и при некоторых значениях p_0 становится меньше единицы. При дальнейшем росте p_0 падение величины μ замедляется. Следует отметить, что при повышении величины T_0 значение μ для начальных давлений, соответствующих запираию на кривой насыщения при $w^*=a_{дф}^*$ (пунктир), уменьшается. Так, например, при $T_0=110$ К ($p_0=1,67$ МПа) $\mu=1,95$, т. е. G_d почти в два раза превышает

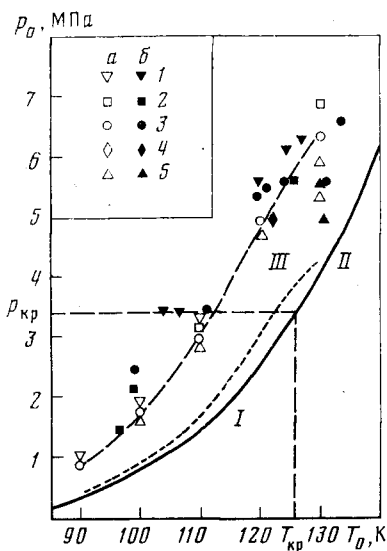


Рис. 4

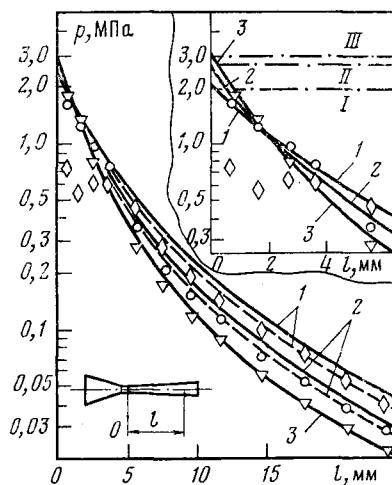


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость начального давления от начальной температуры для: 1 — $\mu=0,98$; 2 — 0,99; 3 — 1,0; 4 — 1,01; 5 — 1,02. I — кривая насыщения; II — $s=s_{кр}$; III — линия начальных параметров, при которых $w^s=a_{дф}^s$; а, б — соответственно экспериментальные данные авторов и работы [3]

Рис. 5. Распределение статического давления в расширяющейся части сопла Лавала при $T_0=130$ К: 1 — $p_0=17,6$ МПа; 2 — 8,82; 3 — 6,18. I, II, III — величины p_{s0} при p_0 , равном 17,6; 8,82 и 6,18 МПа соответственно

изэнтропийный равновесный расход, при $T_0=120$ К ($p_0=3$ МПа) $\mu=1,3$, а при $T_0=130$ К ($p_0=4,3$ МПа) $\mu=1,09$. Это свидетельствует о снижении интенсивности метастабильных процессов и, как следствие, уменьшении их влияния на расход при увеличении начальной температуры, соответствующей начальным давлениям, при которых $w^s=a_{дф}^s$ для разных величин T_0 , так как при этом пересечение кривой насыщения происходит все ближе к критической точке.

Можно отметить достаточно хорошее согласие данных для сопел с $d_* = 0,58-0,6$ и $1,36$ мм и с результатами [4]. Большие значения μ работы [3] при высоких p_0 и низких T_0 , по-видимому, объясняются профилированным входом сопла. Из рис. 3 также видно, что величина p_0 , при которой $\mu=1$, уменьшается с понижением T_0 .

Зависимость $p_0=f(T_0)$ для различных значений μ в интервале 0,98—1,02 представлена на рис. 4. Здесь пунктирной линии соответствуют параметры, при которых в рамках модели изэнтропийного расширения, равновесного в двухфазной области, поток запирается на кривой насыщения при $w^s=a_{дф}^s$. Видно, что при фиксированном значении T_0 это давление значительно меньше p_0 , при котором $\mu=1$, и в то же время оба давления уменьшаются с понижением T_0 . При начальной температуре ниже 112 К величины p_0 , при которых $\mu=1$, становятся меньше $p_{кр}$. Этот рисунок показывает, что область $\mu \approx 1$ достигается при строгом соответствии величин p_0 и T_0 . Метастабильность может влиять на расход и при высоких давлениях (выше $p_{кр}$). Вместе с тем и при сравнительно низких значениях начального давления можно избежать влияния метастабильности при соответствующем выборе начальной температуры. Значение $\mu=1$ может иметь место и при $p_0=0,9$ МПа ($p_0/p_{кр}=0,264$). Такие же особенности имеют место и для воды, для которой на существование режимов с $\mu=1$ при начальных давлениях, значительно меньших $p_{кр}$, указывалось в работе [1].

Возвращаясь к рассмотрению расходных характеристик, отметим, что при начальных температурах 140 и 150 К μ приближается к значениям 0,95—0,96, полученным при продувках сопел в теплых условиях в области автомодельности по числу Рейнольдса (см. таблицу). Более высокие величины μ при значениях начальной температуры 140—150 К, чем при $T_0 \leq$

Коэффициент расхода сопел ($\alpha=10$ и 16°)

p_0 , МПа	T_0 , К	
	140	150
8,82	0,94	—
17,6	0,93	0,94

≤ 130 К, объясняются тем, что в процессе расширения при $T_0 \geq 140$ К поток пересекает кривую насыщения в непосредственной окрестности критической точки. При этом, как отмечалось выше, в некоторых случаях скорость потока равна величине $a_{\text{оф}}^*$ или близка к ней.

Рассмотренные опытные данные прежде всего показывают отсутствие влияния метастабильности на расходные характеристики при высоких начальных давлениях в исследованном диапазоне начальных температур. В этих условиях задержка парообразования может иметь место только в расширяющейся части сопла, где при $T_0 \leq 130-140$ К в рамках теоретической модели, расширение потока происходит только в двухфазной области.

Для иллюстрации особенностей течения в расширяющейся части на рис. 5 представлена картина распределения статических давлений для сопла № 3 при $T_0=130$ К для трех значений p_0 . Здесь же сплошной и пунктирной линиями изображено теоретическое распределение давления по модели изэнтропийного равновесного расширения без учета и с учетом коэффициента расхода соответственно. Для $p_0=6,3$ МПа эти две линии совпадают, так как $\mu=1$. Следует отметить, что при повышении p_0 пересечение кривой насыщения в теоретическом процессе $s=\text{const}$ происходит при уменьшающемся давлении, т. е. все дальше от критической точки.

Как отмечалось выше, при данной начальной температуре для всех трех рассматриваемых значений p_0 запаривание происходит на кривой насыщения при $a_{\text{дф}}^* < w^* < a_{\text{оф}}^*$, т. е. при давлении $p_{\text{с0}}$. При уменьшении $p_{\text{с0}}$, т. е. при удалении от критической точки, увеличивается зона, примыкающая к горлу, в которой действительные статические давления отличаются от теоретического распределения. Это свидетельствует об увеличении метастабильности в зоне после горла сопла. За этой зоной, как видно из рис. 5, вплоть до среза теоретические кривые с учетом коэффициента расхода и экспериментальные данные согласуются достаточно хорошо.

Обозначения: p_0 , $p_{\text{кр}}$, p — соответственно начальное давление, давление критической точки вещества и статическое давление; $p_{\text{с0}}$ — давление насыщенной жидкости при пересечении кривой насыщения при изэнтропийном расширении; T_0 и $T_{\text{кр}}$ — начальная температура и температура критической точки вещества; $T_{\text{с0}}$ — температура насыщенной жидкости при пересечении кривой насыщения при изэнтропийном расширении; v — удельный объем; w и w^* — скорость потока и скорость потока на кривой насыщения; $a_{\text{дф}}^*$, $a_{\text{оф}}^*$ и $a_{\text{оф}}$ — скорость звука на кривой насыщения со стороны двухфазной области, со стороны однофазной области и скорость звука в однофазной области; $G_{\text{д}}$ и $G_{\text{т}}$ — действительный расход и теоретический по модели изэнтропийного расширения, равновесного в двухфазной области; s — энтропия; $s_{\text{кр}}$ — энтропия критической точки; d — диаметр горла сопла; l — расстояние вдоль оси; $\mu = G_{\text{д}}/G_{\text{т}}$ — коэффициент расхода.

ВНИИ гелиевой техники

Поступила в редакцию
12.IV.1983.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коллинз Р. Л. Теплопередача, 1978, т. 100, № 2, с. 117.
2. Усанов В. В., Харченко В. М. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1981, № 4, с. 126.
3. Hedricks R. C., Simoneau R. J., Ehlers R. C. Adv. Cryogenic Eng., 1973, v. 18. Proc. 1972 Cryogenic Eng. Conf. p. 150.
4. Simoneau R. J. Non-equilibrium two-phase flows/Ed. Lahey R. T., Jr., Wallis G. B. ASME, 1975, p. 37.
5. Jacobsen R. T., Stewart R. B. J. Phys. Chem. Ref. Data, 1973, v. 2, № 4, p. 757.
6. Усанов В. В., Харченко В. М., Костин В. К. В кн.: Межвузовский сборник научных трудов «Современные проблемы гидродинамики и теплообмена в элементах энергетических установок и криогенной технике». Вып. 10. М.: ВЗМИ, 1981, с. 105.
7. Благой Ю. П., Бутко А. Е., Михайленко С. А., Якуба В. В. Акуст. ж., 1966, т. 12, № 4, с. 405.
8. Благой Ю. П., Дударь Б. Г., Михайленко С. А. Акуст. ж., 1975, т. 21, № 4, с. 643.
9. Van Dael W., Van Itterbeek A., Cops A., Thoen J. Physica, 1966, v. 32, № 3, p. 611.