Можно предположить, что отражение продольных нормальных волн произвольного типа (например, волн в пластинах, цилиндрах) от дисковых отражателей имеет те же характерные особенности, что и отмеченные выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Меркулов Л. Г., Рохлин С. И.* Дифракция волн Лэмба в пластине на полубесконечном разрезе. Дефектоскопия, 1969, № 4, 24–36.
2. *Меркулов Л. Г., Рохлин С. И.* Прохождение волн Лэмба через участок пластины с расслоением. Дефектоскопия, 1970, № 3, 13–22.
3. *Федорюк М. В.* Соотношения типа ортогональности в твердых волноводах. Акуст. ж., 1974, *20*, 2, 310–314.
4. *Касаткин Б. А.* Отражение нормальных волн от свободного торца волновода. Дефектоскопия, 1974, № 4, 131–134.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт физико-технических
и радиотехнических измерений
Хабаровский филиал
Гидрофизический центр

Поступила
11 апреля 1979 г.

УДК 539.32.67:669.64.863

ЗАВИСИМОСТЬ МОДУЛЯ УПРУГОСТИ $TbFe_2$ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДО 70 кЭ

Г. И. Катаев, В. В. Шубин

Последние годы специалисты, работающие в области электроакустического преобразования, проявляют интерес к интерметаллическим соединениям типа RFe_2, где R – редкоземельный металл или металлы, обладающим при комнатной температуре магнитострикцией порядка 10^{-3}. В частности, проводятся работы по исследованию динамических магнитострикционных характеристик этих материалов [1, 2], делаются попытки изготовления на них макетов преобразователей [3]. В связи с этим большой интерес представляет изучение упругости подобных материалов и ΔE-эффекта в них. Это изучение проводят как на мегагерцевых частотах [4, 5], так и (реже) резонансным методом в килогерцевом диапазоне: в работе [6] на материале состава $Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_2$ с частично скомпенсированной анизотропией обнаружен наибольший известный до сих пор ΔE-эффект, достигающий 160%.

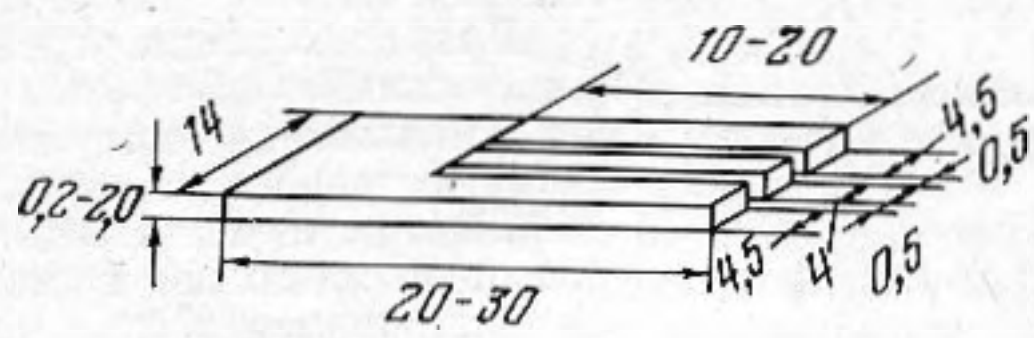
Нами исследовались упругостные свойства соединения $TbFe_2$, являющегося основой создания всех квазибинарных соединений типа RFe_2 с пониженной анизотропией. Для измерений использовался метод возбуждения изгибных автоколебаний образца в цепи с электромеханической обратной связью [7]. В установке, собранной в основном по схеме, описанной в [8], производится электростатическое возбуждение колебаний малого, консольно закрепленного образца. Конец образца и находящийся на расстоянии около 0,1 мм от него электрод емкостного датчика диаметром 4 мм составляют плоский конденсатор, входящий в контур генератора на частоту ~50 МГц. Вибрация образца, меняя емкость конденсатора, приводит к частотной модуляции электрических колебаний генератора, сигнал которого поступает на измеритель девиации частоты. Низкочастотная составляющая, выделенная этим прибором, через фазовращатель и усилитель подается на электрод, замыкая цепь обратной связи и поддерживая колебания образца, а ее частота f (сотни или тысячи герц) определяется с помощью электронного частотомера. Модуль Юнга образца E вычисляется по формуле [9], полученной из уравнения колебаний тонкой пластины [10]:

$$E=77{,}815\,\frac{l^4}{h^2}\,\rho(1-\sigma^2)f^2,$$

где l – длина рабочей части образца, h – его толщина, ρ – плотность, σ – коэффициент Пуассона материала образца. Изменение модуля данного образца в зависимости от поля или температуры измеряется при этом с точностью до 0,02%, абсолютная величина модуля – с точностью 2–3%. Коэффициент внутреннего трения, или обратная механическая добротность Q^{-1}, определяется с точностью 2–5% при помощи амплитудного дискриминатора (пропускающего только колебания с ампли-

тудой напряжения от V_1 до $V_2=0{,}5\ V_1$) и электронного счетчика путем сосчитывания затухающих в вакууме колебаний образца после разрыва цепи обратной связи.

Установка отличается от описанной в [8] наличием сверхпроводящего соленоида, обеспечивающего поле до 75 кЭ, со вставкой, позволяющей изменять температуру образца в соленоиде от гелиевой до комнатной и выше, и малыми размерами как датчика (диаметр 15 мм), так соответственно и образцов. Образцы $TbFe_2$ имели Ш-образную форму с центральным рабочим язычком (форма и размеры представлены на фиг. 1), что позволяло до минимума уменьшить «фон» внутреннего трения



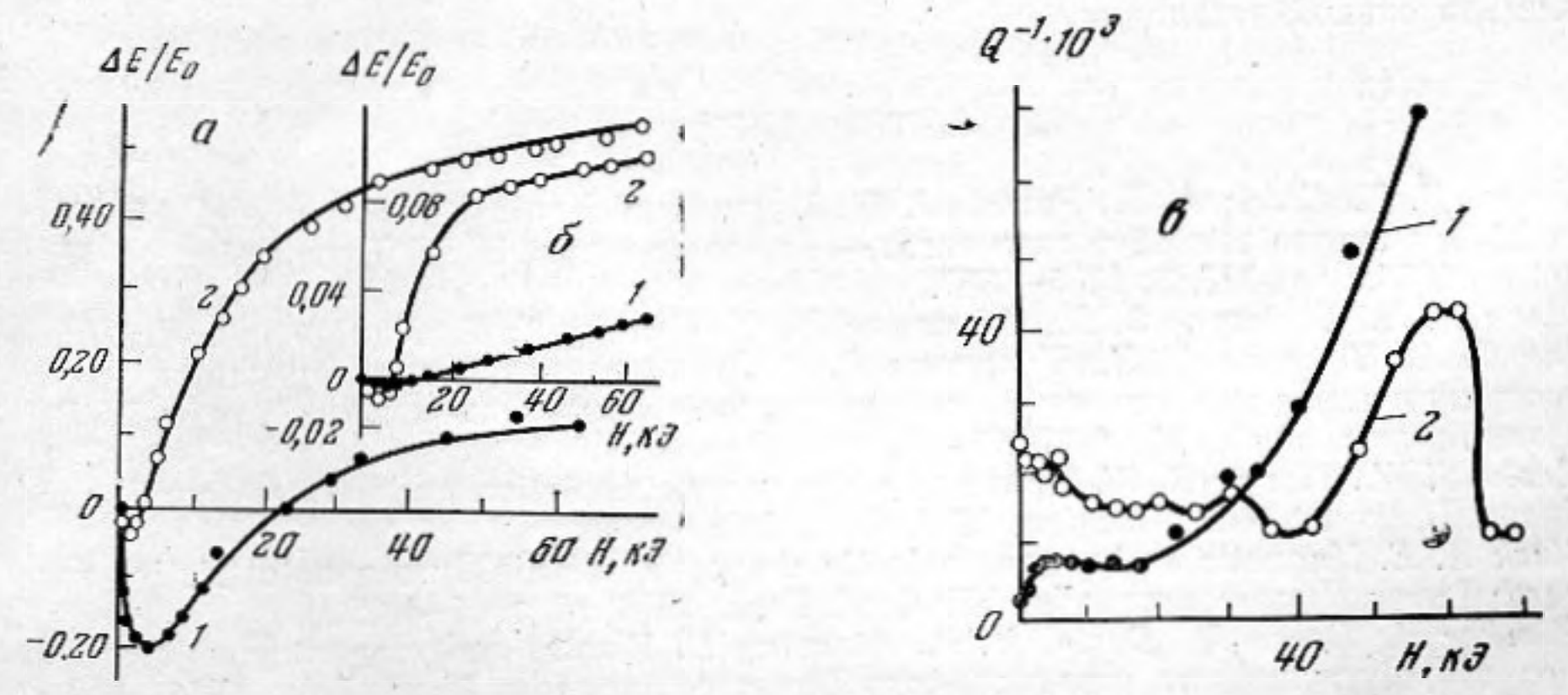
Фиг. 1. Форма и размеры Ш-образного образца для измерения модуля упругости и коэффициента внутреннего трения

[11], или просто форму консольно зажатой пластинки (несколько меньших размеров) и вырезались из слитка на электроискровом станке.

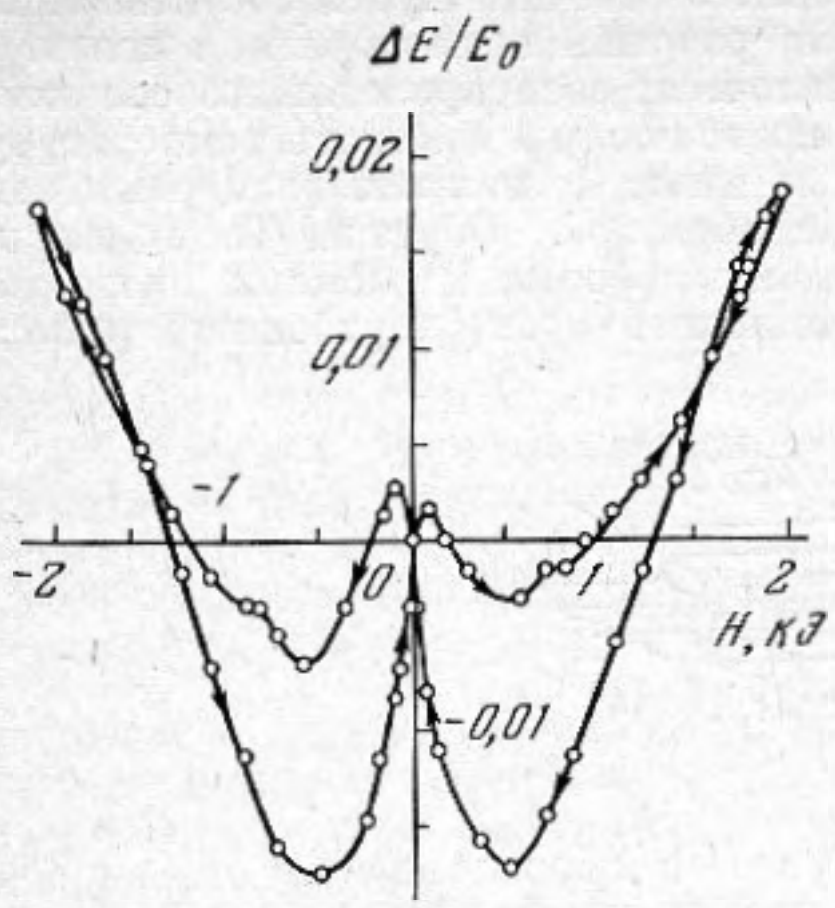
Расчет средней амплитуды относительной деформации образца при обычных условиях измерений дал величину $\varepsilon<10^{-6}$. При таких малых амплитудах деформация сводится к растяжению – сжатию в направлении длины колеблющейся пластины (и вдоль направления магнитного поля соленоида), а коэффициент внутреннего трения не зависит от амплитуды. Размагничивающий фактор при этом был невелик, т. е. внутреннее поле в образце мало отличалось от внешнего.

Образцы $TbFe_2$ изготавливались из исходных материалов чистотой не хуже 99,99% методом дуговой плавки с последующим гомогенизирующим отжигом в вакууме (№ 1 и 2) или по металлокерамической технологии (№ 3). Химический анализ показал отклонение от заданного состава не более 1–2%. Перитектическая реакция образования данных интерметаллических соединений не всегда дает возможность получения полностью однофазных образцов с кубической структурой (так называемая фаза Лавеса). Рентгеновский фазовый анализ исследовавшихся материалов показал содержание примесей других фаз ($TbFe_3$ и т. п.) в плавленых образцах № 1, 2 не более 5–10%; содержание таких примесей в изготовленном по перспективной, но еще недоработанной металлокерамической технологии образце № 3 достигало 40% из-за добавочных технологических переделов. Образец № 1 имеет продольную статическую магнитострикцию $\lambda_{\parallel}=600\cdot10^{-6}$ при комнатной температуре в поле 15 кЭ, а образец № 3 при тех же условиях $\sim400\cdot10^{-6}$.

Измерения зависимости $\Delta E/E_0=(E_H-E_0)/E_0$, т. е. ΔE-эффекта, и Q^{-1} от величины внешнего магнитного поля H проводились при различных температурах внутри



Фиг. 2. Зависимости от величины внешнего магнитного поля относительного изменения модуля Юнга $\Delta E/E_0$ для образцов $TbFe_2$ № 1 (*а*) и № 3 (*б*) и коэффициента внутреннего трения Q^{-1} для образца № 1 (*в*): *1* – при 18 К, *2* – при 271 К (для *б* – при 273 К)



Фиг. 3. Петля гистерезиса ΔE-эффекта образца $TbFe_2$ № 1 при температуре 295 К

области 4,2–360 К. На фиг. 2 приведены результаты для двух температур. Обычный, или «положительный», ΔE-эффект у образца № 1 (фиг. 2, *а*) увеличивался с температурой от 11% в поле 60 кЭ при 18 К до ~60% при 210 К (температура минимума кривой $E(T)$, характерного для многих ферромагнетиков, например для никеля), а потом медленно спадал (~50% при 271 К; модуль при этом был равен $8{,}8 \cdot 10^{11}$ дн/см^2).

При всех температурах наблюдался «отрицательный» ΔE-эффект (т. е. первоначальное уменьшение модуля с ростом поля от размагниченного состояния образца), доходящий при 18 К до 21%. (На образце № 2, обладавшем большей магнитострикцией, но разрушившемся в процессе измерений, был замечен еще больший отрицательный ΔE-эффект.) У металлов группы железа, их сплавов и ферритов этот эффект составляет доли процента, а наибольший, до 5%, был обнаружен до сих пор на сплаве $Co_{0,5}Ni_{0,5}$ [12]. На редкоземельных соединениях, насколько нам известно, отрицательный ΔE-эффект не наблюдался.

У образца № 3 отрицательный ΔE-эффект при 273 К не превышал 1%, а при низких температурах был еще меньше (фиг. 2, *б*); положительный ΔE-эффект у него также был значительно меньше, чем у образца № 1, и составлял около 10% при 273 К. Возможно, это связано с тем, что в частичках металлокерамики затруднены процессы смещения границ доменов по сравнению с плавлеными образцами.

На петле гистерезиса ΔE-эффекта образца № 1, полученной при комнатной температуре в обычном соленоиде в полях до 2200 Э (фиг. 3), видно, какое значение имеет магнитная «предыстория» образца для изучения отрицательного ΔE-эффекта: он различается в несколько раз при увеличении и уменьшении поля. Общий характер петли мало отличается от подобных петель, например, ферритов [13], если не считать, что для $TbFe_2$ гораздо большей величины достигает и сам ΔE-эффект, и поля перехода отрицательного эффекта в положительный.

Полевые зависимости коэффициента внутреннего трения были различны для различных температур. Так, на фиг. 2, *в* видно, что при 18 К сначала наблюдается небольшой максимум приблизительно в тех же полях, что и минимум модуля (как это отмечалось для ферритов в работе [13]), затем идет подъем Q^{-1}, примерно пропорциональный H^2 (такую зависимость дает расчет для случая смещения 180°-границ доменов, см. обзор [14]); при 271 К имеются два максимума кривой $Q^{-1}(H)$, что может быть связано с потерями на макро- и микровихревые токи [14], а также на магнитострикционное трение в междоменной границе [15, 16]. Однако пока еще не хватает экспериментальных данных, чтобы решить, можно ли теории для Q^{-1} (как и ΔE-эффекта, в том числе отрицательного), созданные для веществ с малой анизотропией, применять к материалам типа $TbFe_2$.

Авторы выражают благодарность В. А. Мелик-Шахназарову за советы по созданию измерительной установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Savage H. T., Clark A. E., Powers J. M.* Magnetomechanical coupling and ΔE effect in highly magnetostrictive rare earth — Fe_2 compounds. IEEE Transaction on Magnetics, 1975, *Mag-115*, 5, 1355–1357.
2. *Белов К. П., Бочкарев Э. П., Голямина И. П., Катаев Г. И., Купенко И. Н., Никитин С. А., Чулкова В. К., Чуприков Г. Е.* Динамические характеристики магнитострикционных материалов на основе редкоземельных элементов. Труды IX Всесоюзн. акуст. конф., М., 1977, 15–18.
3. *Meeks S. W., Timme R. W.* Rare earth-iron magnetostrictive underwater sound transducer. J. Acoust. Soc. America, 1977, *62*, 5, 1158–1164.
4. *Clark A. E.* Magnetic and magnetoelastic properties of highly magnetostrictive rare-earth Laves phase compounds. AIP Conf. Proc., 1973, *18*, 1015–1029.
5. *Klimker H., Rosen M., Dariel M. P., Atzmony U.* Elastic and magnetoelastic properties of polycrystallyne rare-earth-iron Laves compounds. Phys. Rev., 1974, *10B*, 7, 2968–2972.
6. *Clark A. E., Savage H. T.* Giant magnetically induced changes in the elastic moduli in $Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_2$. IEEE Transactions, 1975, *SU-22*, 1, 50–52.
7. *Катаев Г. И.* Установка для измерения температурной зависимости модулей упругости и декремента затухания с повышенной точностью. Заводск. лаборатория, 1958, *24*, 10, 1258–1261.

8. *Мелик-Шахназаров В. А., Наскидашвили И. А.* Установка для автоматической записи внутреннего трения металлов. ПТЭ, 1967, 1, 181–184.
9. *Золотухин И. В., Нетусов Ю. К., Постников В. С.* Методика определения модулей упругости в тонких пленках. Вопросы физики твердого тела (Труды Воронежского политехн. ин-та), 1971, вып. 2, 202–204.
10. *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.* Теория упругости. М., «Наука», 1965, стр. 146.
11. *Scott W. W., MacCrone R. K.* Apparatus for mechanical loss measurement in low loss materials at audio frequencies and low temperatures. Rev. Sci. Instr., 1968, *39*, 6, 821–823.
12. *Yamamoto M., Taniguchi S.* The ΔE-effect and Young's modulus in nickel-cobalt alloys. Sci. Rep. RITU, 1955, *A7*, 1, 34–41.
13. *Катаев Г. И.* Магнитострикция и отрицательный ΔE-эффект в ферритах. В сб.: Физические и физико-химические свойства ферритов. Минск, «Наука и техника», 1966, 160–168.
14. *Кекало И. Б.* Магнитоупругие явления. В сб.: Металловедение и термическая обработка. Итоги науки и техники. М., ВИНИТИ, № 7, 1973, 12.
15. *Дунаев Ф. И.* О потерях энергии при перемагничивании ферромагнетиков. Физ. металлов и металловедение, 1970, *29*, 5, 937–939 (ч. 1).
16. *Дунаев Ф. И.* О потерях энергии при перемагничивании ферромагнетиков. Физ. металлов и металловедение, 1970, *30*, 3, 660–668 (ч.2).

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова,
физический факультет

Поступила
10 сентября 1978 г.
После вторичного исправления
8 августа 1979 г.

Примечание при корректуре. За время прохождения статьи в редакции появилась работа «Vibrating-reed measurements of the ΔE effect and internal friction of the highly magnetostrictive alloy $Fe_2(Tb_{0,2}Dy_{0,22}Ho_{0,58})$» Berry B. S., Pritchet W. C., Savage H. T. (J. Appl. Phys., 1978, *49*, 12, 6075–6078), где на частотах порядка сотни герц при комнатной температуре также наблюдался отрицательный ΔE-эффект (около 12%).

УДК 534.26

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКИХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН НА РЕШЕТКЕ ИЗ АКУСТИЧЕСКИ МЯГКИХ КРУГОВЫХ ЦИЛИНДРОВ, ЧАСТИЧНО ПОКРЫТЫХ СЛОЕМ ИДЕАЛЬНО ПОДАТЛИВОГО МАТЕРИАЛА КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

А. Е. Климов

Рассмотрим задачу о дифракции плоских звуковых волн, падающих на решетку, состоящую из конечного числа бесконечно длинных акустически мягких круговых цилиндров, частично экранированных слоем акустически мягкого материала конечной толщины. Так же как и в работе [1], будем полагать, что продольные оси цилиндров параллельны и лежат в одной плоскости. Системы координат и обозначения, необходимые для решения задачи, приведены на фиг. 1. В математической постановке рассматриваемая задача сводится к решению скалярного волнового уравнения Гельмгольца относительно потенциала скорости $\Phi^{(1)}$ поля рассеяния системы цилиндров, удовлетворяющего на поверхности каждого из них в сумме с потенциалом скорости $\Phi^{(0)}$ поля падающей плоской волны граничным условиям Дирихле и условию излучения на бесконечности. Для решения уравнения область существования поля разобьем на ряд частичных областей, определив их границы в локальных координатах s-х цилиндров неравенствами: $r_{0s}\leqslant r_s\leqslant r_{1s}$, $-\varphi_{0s}\leqslant\varphi_s\leqslant\varphi_{0s}$ для первой области и $r_{1s}\leqslant r_s<\infty$, $0\leqslant\varphi_s\leqslant 2\pi$ для второй области.

Граничные условия задачи сформулируем в следующем виде:

$$\Phi^{(0)}+\Phi^{(1)}=0,\quad r_{0s}\leqslant r_s\leqslant r_{1s},\quad \varphi_s=\pm\varphi_{0s},\tag{1}$$

$$\Phi^{(0)}+\Phi^{(1)}=0,\quad r_s=r_{0s},\quad -\varphi_{0s}\leqslant\varphi_s\leqslant\varphi_{0s},\tag{2}$$

$$\Phi^{(0)}+\Phi^{(1)}=0,\quad r_s=r_{1s}.\quad \varphi_{0s}\leqslant|\varphi_s|\leqslant\pi,\quad S=1,\ldots,N.\tag{3}$$

Полное дифрагированное поле $\Phi=\Phi^{(0)}+\Phi^{(1)}$ представляет собой суперпозицию поля $\Phi^{(0)}$ падающей волны и поля $\Phi^{(1)}$, рассеянного решеткой цилиндров. Как и в