

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В НАГРУЖЕННОЙ ЯДЕРНОЙ МЕМБРАНЕ

В. И. Кузнецов, В. В. Овчинников, Б. Т. Породнов,
В. Д. Селезнев, В. В. Сургучев

(Дубна)

Ядерные мембраны, как известно, получают бомбардировкой тонких полимерных пленок (в основном полиэтилентерефталатных (ПЭТФ)) тяжелыми ионами с последующей химической обработкой [1]. Особенности данных фильтрационных материалов — форма пор, близкая к цилиндрической, однородность структуры и весьма малая дисперсия размеров пор.

Спектр использования ядерных мембран довольно широк. С их помощью удается решить целый ряд проблем в науке, технике и технологии. Большей частью ядерные мембраны применяют для разделения суспензий, жидких и газовых смесей, тонкой очистки воды и воздуха и т. п., т. е. в тех процессах, где мембранные элементы подвергаются нагружению перепадами давлений.

Известно, что воздействие на мембрану некоторой силы (давления) приводит к возникновению в полимерной матрице внутренних напряжений. Поскольку ядерная мембрана — пористое тело, то напряжения в ней распределяются неравномерным образом. Вблизи пор будет наблюдаться концентрация внутренних напряжений [2], которая может послужить причиной нестабильной работы мембранных элементов. Работ, посвященных исследованию поведения ядерных полимерных мембран в нагруженном состоянии, практически нет.

В данной работе предпринята попытка в какой-то мере прояснить процессы, имеющие место при нагружении ядерной ПЭТФ-мембраны разностью давлений. За основу берется метод газодинамического контроля геометрии пор мембран сетчатого типа [3].

Деформационные свойства частично кристаллического ПЭТФ. Для изготовления ядерных ПЭТФ-мембран обычно используют частично кристаллическую (степень кристалличности $\sim 50\%$) двухосноориентированную пленку толщиной 10 мкм по ГОСТ 24234—80.

Механические свойства частично кристаллических (кристаллических) полимеров характеризуются кривой напряжение σ — деформация ε . Типичный вид такой зависимости представлен на рис. 1, она практически аналогична соответствующей кривой для стеклообразных полимеров.

Конкретный вид зависимости $\sigma = f(\varepsilon)$ для полимерного материала мембраны определяется целым рядом факторов: физическим состоянием образца, его структурными особенностями, молекулярным весом, условиями нагружения, геометрическими размерами, температурой деформации и т. д. [4, 5]. Влиянием этих факторов можно объяснить и большой разброс имеющихся в литературе характеристик ПЭТФ-пленок [6].

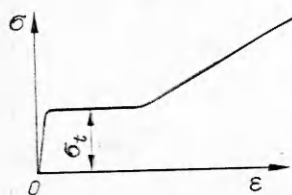
Механические свойства полимерных материалов обычно определяют на разрывных машинах как на одноосное, так и на двухосное растяжение. Двухосное растяжение реализуют по схеме, приведенной на рис. 2, а деформацию представляют отношением приращения площади поверхности образца ΔS к площади исходного образца S : $\varepsilon = \Delta S/S \cdot 100 = (H/R_0)^2 \cdot 100$.

Пусть двухосному растяжению подвергнут образец ядерной мембраны с порами строго цилиндрической формы, расстояние между которыми значительно больше радиуса пор. Тогда, согласно [7], напряжения, возникающие вблизи пор, можно выразить в виде

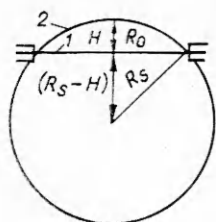
$$(1) \quad \sigma_{rr} = \sigma_0 \left(1 - \frac{R_{\Pi}^2}{r^2} \right), \quad \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_0 \left(1 + \frac{R_{\Pi}^2}{r^2} \right), \quad \sigma_{zz} \simeq \sigma_0,$$

где σ_{rr} , $\sigma_{\varphi\varphi}$, σ_{zz} — напряжения в цилиндрической системе координат с осью z вдоль оси поры; R_{Π} — радиус поры; r — радиальная координата; σ_0 — напряжение в пленке вдали от пор.

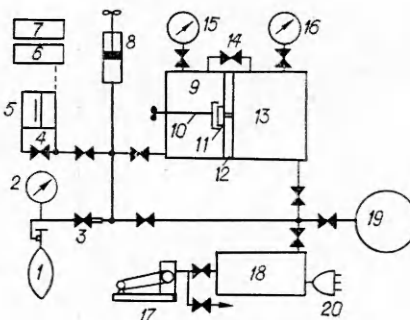
Из (1) следует, что в локальной близости от поры ($r \simeq 1-3 R_{\Pi}$) напряжения $\sigma_{\varphi\varphi}$ превышают σ_0 . Значит, возможна ситуация, когда σ_0 будет меньше напряжения вынужденной эластичности полимера σ_t , а в околопорных областях $\sigma_{\varphi\varphi}$ окажутся порядка или превысят σ_t (при $r = R_{\Pi}$ $\sigma_{\varphi\varphi} = 2\sigma_0$). В этом случае деформации в самом полимерном материале



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

мембраны будут незначительными (в основном соблюдается закон Гука), радиус же пор получит заметное приращение из-за значительных деформаций окружающих поры областей. Описанный механизм не исключается при эксплуатации ядерных мембран в нагруженном состоянии и требует экспериментального изучения.

Экспериментальная техника и методика проведения измерений. Изучение деформации пор, происходящих в ядерных мембранах, нагруженных разностью давлений, проводилось газодинамическим методом на установке (рис. 3), которая состоит из следующих основных частей: система напуска газов (баллон с чистым газом 1, манометр 2 и вентиль-натекатель 3); система измерения расхода (байпасный вентиль 4 емкостного дифференциального микроманометра 5 с выходом на LC-генератор 6 и цифровой частотомер 7, поршневой расходомер 8 с коммутирующими вентилями); рабочая камера с фильтродержателем (камера напуска газа 9, заглушка 10 фильтродержателя с ядерной мембраной 11, фланец 12, камера низкого давления 13, вентиль 14 и манометры (вакуумметры 15, 16 с коммутирующими вентилями); вакуумная система (форвакуумный насос 17, соединенный с баллоном 18, адсорбционным насосом 19 и измерителем вакуума 20).

Рабочая камера конструктивно выполнена в виде двух объемов 9 и 13, закрепленных на среднем фланце с фильтродержателем, в котором между двумя шайбами с соосными отверстиями вакуумно-плотно закреплена ядерная мембрана. Газодинамическая проницаемость ядерных мембран измерялась методом стационарного потока следующим образом. После кратковременной откачки форвакуумным насосом рабочая камера, а также система измерения расхода вакуумировались до давления $\sim 10^{-2}$ Па адсорбционным насосом. После откачки чистый газ из баллона вентилем-натекателем плавно напускался в обе полости рабочей камеры и систему измерения расхода до давления p_2 , которое регистрировалось образцовым манометром (вакуумметром) 16 с погрешностью $\sim 1,5\%$. Затем закрывались заглушка фильтродержателя и байпасный вентиль, соединяющий объемы 9 и 13. Последующим напуском объем рабочей камеры и система измерения расхода заполнялись газом до давления p_1 , которое фиксировалось манометром (вакуумметром) 15 с погрешностью, не превышающей $\sim 1,5\%$. Перекрывался байпасный вентиль емкостного дифференциального микроманометра чувствительностью $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ Па/Гц (принцип работы подробно изложен в [8]), и регистрировалась «нулевая» частота генератора с ее температурным уходом.

При открытии заглушки фильтродержателя через мембрану под действием разности давлений $\Delta p = p_1 - p_2$ организуется поток газа. Величина объема камеры 13 выбрана достаточно большой (~ 1500 см³), поэтому изменением давления за время измерения расхода газа (~ 50 — 100 с) можно было пренебречь. Давление в объеме 9 поддерживалось на постоянном уровне перемещением поршня расходомера по управляющему сигналу генератора микроманометра с ошибкой не более $0,5\%$. Расход газа через мембрану в этом случае определяли как $Q = (\pi D^2/4)\Delta l/\Delta t$

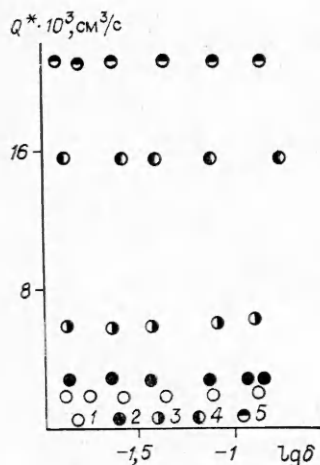


Рис. 4

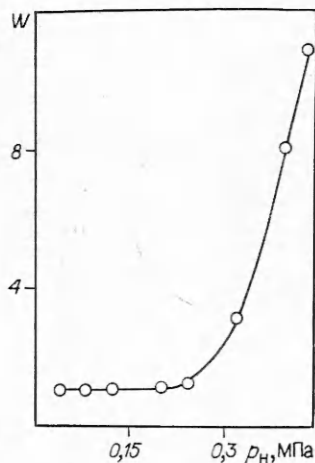


Рис. 5

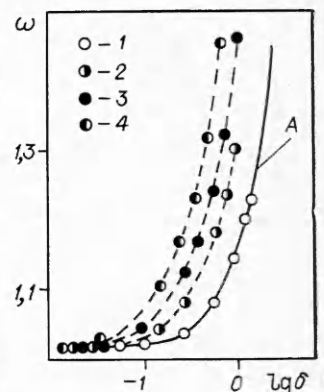


Рис. 6

(Δl — перемещение поршня расходомера за время Δt , D — диаметр поршня).

Для интерпретации опытных данных более удобно оперировать величинами приведенного расхода Q^* и относительного приведенного расхода газа ω : $Q^* = Qp_1/\Delta p$, $\omega = (Q^*/Q_{Xe}^*)(M/M_{Xe})^{0.5}$ (Q^* и Q_{Xe}^* — приведенный расход используемого газа и приведенный свободномолекулярный расход Xe, M и M_{Xe} — молекулярные веса исследуемого газа и ксенона).

В опытах получали зависимости ω и Q^* от параметра разреженности δ , связанного с числом Кнудсена Kn : $\delta = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{R_{II}}{\lambda} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{Kn}$ (λ — средняя длина свободного пробега молекул газа).

Деформационные изменения, происходящие в ядерной мембране при ее нагружении давлением p_H , можно обнаружить, если сопоставить экспериментальные зависимости $Q^* = f(\lg \delta)$ (или $\omega = f(\lg \delta)$) до и после нагружения.

Нагружение мембраны осуществлялось со скоростью $\sim 10^4$ Па/с напуском газа через вентиль-натекатель в объем рабочей камеры 9 при открытой заглушке и перекрытом байпасном вентиле.

Давление в объеме 13 при этом всегда было порядка $10-10^{-1}$ Па. В нагруженном состоянии образец выдерживался в течение 5 мин. В растянутой пленке после снятия нагрузки, как известно, происходят процессы релаксации внутренних напряжений. Опыты показали, что скорость релаксации становится незначительной уже через 1—1,5 ч с момента разгрузки образца. Поэтому после снятия перепада давления образцы выдерживались в вакууме в течение 2 ч.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Исследования проведены на трех образцах ядерных мембран из ПЭТФ-пленки, геометрические характеристики которых приведены в табл. 1.

На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости $Q^* = f(\lg \delta)$, измеренные после последовательного нагружения образца 1 давлениями 0,04; 0,23; 0,32; 0,4 и 0,44 МПа (точки 1—5). Все измерения проводили при комнатной температуре (296 К). В качестве рабочего газа

Таблица 1

Номер образца	$2R_{II}$, мм	n , см $^{-2}$	L , мкм	S , см 2
1	$13,0 \pm 0,6$	$(3,0 \pm 0,5) \cdot 10^8$	10	$0,196 \pm 0,003$
2	$37,8 \pm 1,6$	$(1,0 \pm 0,15) \cdot 10^7$	10	$0,95 \pm 0,03$
3	118 ± 6	$(1,01 \pm 0,14) \cdot 10^7$	10	$0,95 \pm 0,03$

выбран аргон чистотой по паспорту не хуже 99,9 %. Опытные данные расхода газа получали при разности давлений в интервале от 4 до 40 кПа. При этом деформационными процессами в полимерной матрице мембраны можно было пренебречь и, таким образом, считать мембрану условно не нагруженной. Систематическая ошибка в определении Q^* не превышала 2 %. На рис. 4 все зависимости $Q^* = f(\lg \delta)$ имеют характерный вид кнудсеновского плато, что свидетельствует о свободномолекулярном режиме течения газа ($Kп \gg 1$). При повышении давления нагружения p_n наблюдается заметный рост значений Q^* . Более ярко это представлено на рис. 5. Величина $W = Q^*/Q_0^*$ характеризует отношение приведенного кнудсеновского расхода газа Q^* , измеренного после нагружения мембраны давлением p_n , к расходу Q_0^* , соответствующему давлению $p_n = 0,04$ МПа. Отличие W от единицы становится заметным при превышении $p_n \sim 0,25$ МПа, а при $p_n = 0,44$ МПа достигает ~ 1000 %. Согласно паспортным данным, максимальная относительная деформация ПЭТФ-пленки должна составлять около 7–10 % при $p_n = 0,44$ МПа. Визуальным наблюдением прогиба ядерной мембраны в фильтродержателе при упомянутом давлении установлено, что относительная деформация площади не превышает 15 %. Расчеты показывают, что увеличение проходных сечений пор на 10 % может привести лишь к 15 %-ному росту расхода. В опытах же наблюдается рост Q^* на порядок величины, что, по-видимому, связано с возникновением значительных (~ 100 – 200 %) деформаций полимера в областях, прилегающих непосредственно к порам. Причина наблюдаемого явления может быть вызвана достижением (либо превышением) напряжениями $\sigma_{\text{фф}}$ в околопоровом пространстве напряжения вынужденной эластичности полимера σ_t . Чтобы убедиться в этом, достаточно оценить напряжения, возникающие в образце 1 при «критическом» давлении нагружения $p_n \sim 0,25$ МПа на основе схемы рис. 2 и

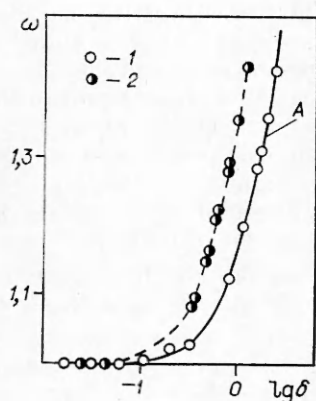
закона Гука для равномерно растянутой пластины $\frac{\Delta S}{S} = \sigma_0 \frac{2(1-\mu)}{E} \approx \frac{H^2}{R_0^2}$ (E — модуль упругости), и, полагая, что $H^2/R_0^2 \ll 1$, нетрудно получить связь напряжений в пленке с давлением нагружения $\sigma_0 = \left(\frac{E p_n^2}{32(1-\mu)} \frac{R_0^2}{L^2} \right)^{1/3}$

(L — толщина мембраны). Принимая коэффициент Пуассона $\mu = 0,25$, $p_n = 0,25$ МПа, $R_0/L = 250$, $E = 4000$ МПа, находим $\sigma_{\text{фф}} = 2\sigma_0 \approx 180$ МПа, что действительно попадает в область значений σ_t ПЭТФ, приблизительно равных пределу прочности.

Чтобы проверить, не связано ли наблюдаемое увеличение свободномолекулярного расхода газа с возникновением каких-либо трещин, неплотностей в пленке при ее растяжении, проведено непосредственное измерение радиусов пор мембран 2 и 3 до и после их нагружения двумя независимыми методами.

На рис. 6 и 7 представлены зависимости типа $\omega = f(\lg \delta)$, полученные газодинамическим методом, точки 1 соответствуют ненагруженным образцам (рабочие разности давлений не превышали 0,04 МПа). Из условия наилучшего совпадения экспериментальных значений с эмпирической зависимостью A , полученной на образцах мембран с известными значениями n и R_n , определены начальные эффективные газодинамические радиусы пор (методика аналогична изложенной в [3]).

Экспериментальные кривые $\omega = f(\lg \delta)$ (точки 2–4 на рис. 6) построены для образца 2, предварительно нагруженного давлениями соответственно 0,24; 0,32 и 0,4 МПа. Аналогично для образца 3 (точки 2 на рис. 7) найдена зависимость $\omega = f(\lg \delta)$ для $p_n = 0,44$ МПа (при этом относительная деформация ПЭТФ-пленки составила ~ 25 – 30 %). Параметр δ во всех случаях рассчитывался по исходным средним радиусам пор мембран в ненагруженном состоянии. При таком выборе δ на рис. 6 и 7 явно наблюдаются смещения (влево по оси абсцисс) зависимостей $\omega = f(\lg \delta)$ нагруженных образцов относительно ненагруженных. Это



Р и с. 7

Т а б л и ц а 2

Номер образца	p_H , МПа	$R_{П}$, нм	
		газодинамический	электронно-микроскопический
2	0	18,9+0,8	27+3
	0,24	33,5+1,5	—
	0,32	46,5+2,1	—
	0,4	63,0+2,6	68+17
3	0	59+3	63+13
	0,44	119+6	125+15

свидетельствует об увеличении проходных сечений пор ядерных мембран. Количественно изменения размеров пор можно определить подбором среднего радиуса $R_{П}$ (а следовательно, и пересчетом параметра δ) из условия наилучшего совпадения кривых 2—4 с эмпирической зависимостью А. Полученные данные по изменению радиусов пор образцов при их нагружении сведены в табл. 2. Ошибка газодинамического определения радиуса пор не превышала 5%. Наряду с газодинамическим слежением за расширением пор мембран в процессе их нагружения была проведена оценка изменения входных сечений пор методом электронной микроскопии. Поверхностные размеры пор оценивались с помощью сканирующего электронного микроскопа JSM-840 японской фирмы JEDL.

Сравнение данных газодинамического и электронно-микроскопического контроля (см. табл. 2) показывает их неплохое согласие (отличие $\sim 10\%$). Исключение составляет образец 2 в ненагруженном состоянии. В этом случае газодинамический радиус пор меньше электронно-микроскопического в $\sim 1,5$ раза. Такое различие вызвано скорее всего кольцеобразностью входных отверстий пор ПЭТФ-мембран [9]. Отношение газовых потоков через мембрану до и после нагружения также может дать информацию об изменении радиуса пор. Формула Кнудсена для приведенного расхода газа Q^* через N каналов ядерной мембраны записывается как

$$(2) \quad Q^* = \frac{2}{3} \frac{\pi R_{П}^3}{L} v_t N$$

(v_t — средняя тепловая скорость газовых молекул). Если в процессе нагружения в мембране не возникают новые поры ($N = nS = \text{const}$), а лишь расширяются имеющиеся, то корень кубический из отношения приведенного расхода газа после нагружения Q^* к приведенному расходу, измеренному до нагружения Q_0^* , должен быть равен отношению среднего радиуса пор нагруженного образца $R_{П}$ в ненагруженном $R_{П0}$. Действительно, как видно из табл. 3, опытное отношение $R_{П}/R_{П0}$, найденное с использованием формулы (2), с точностью до 2% совпадает с аналогичной

Т а б л и ц а 3

Номер образца	p_H , МПа	Q^*/Q_0^*	$R_{П}/R_{П0}$	
			из (2)	газодинамический
2	0,24	5,41+0,10	1,751+0,023	1,77+0,11
	0,32	14,71+0,20	2,451+0,023	2,46+0,16
	0,4	36,3+0,3	3,31+0,03	3,33+0,22
3	0,44	8,49+0,20	2,041+0,021	2,02+0,10

величиной, полученной из непосредственного определения R_{II} газодинамическим способом. Это и подтверждает факт, что основной причиной резкого возрастания свободномолекулярного приведенного расхода является увеличение радиусов пор, а не возникновение новых.

Авторы благодарны академику Г. Н. Флерову за поддержку и интерес к работе, а также О. Л. Ореловичу за оказанную помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Флеров Г. Н. Синтез сверхтяжелых элементов и применение методов ядерной физики в смежных областях // Вестн. АН СССР.— 1984.— № 4.
2. Палатник Л. С., Черемской П. Г., Фукс М. Я. Поры в пленках.— М.: Энергоиздат, 1982.
3. Кузнецов В. И., Овчинников В. В. и др. Газодинамическое определение радиуса пор мембран сетчатого типа // Инж.-физ. журн.— 1983.— Т. 4, № 2.
4. Гуль В. Е., Кулезнев В. Н. Структура и механические свойства полимеров.— М.: Высш. шк., 1966.
5. Аскадский А. А. Деформация полимеров.— М.: Химия, 1973.
6. Гуль В. Е., Дьяконова В. П. Физико-химические основы производства полимерных пленок.— М.: Высш. шк., 1978.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— М.: Наука, 1965.
8. Борисов С. Ф., Калинин Б. А. и др. Микроманометр с цифровым отсчетом // ПТЭ.— 1972.— № 4.
9. Александров О. Е., Селезнев В. Д., Овчинников В. В. и др. Изучение эволюции входного профиля поры ядерной мембраны.— Дубна, 1987.— (Препр./ОИЯИ; № Р7—87—597).

Поступила 18/VIII 1987 г.,
в окончательном варианте — 23/XI 1987 г.

УДК 539.4

МЕТОД ЭФФЕКТИВНОГО ПОЛЯ В ТЕОРИИ ИДЕАЛЬНОЙ ПЛАСТИЧНОСТИ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. А. Буряченко, А. М. Липанов
(Москва)

При исследовании практически важных задач течения многокомпонентных смесей деформирования твердых материалов, изготовленных методами порошковой металлургии, возникает необходимость в прогнозировании предельных нагрузок для этих систем. Предполагается, что композитная среда состоит из однородных матрицы и случайного множества эллипсоидальных включений. Вычисление эффективных предела пластичности среды и параметра, описывающего ее объемную сжимаемость, осуществляется с помощью варианта метода эффективного поля, предложенного в [1, 2]. Метод основан на решении задачи бинарного взаимодействия включений, находящихся в эффективном поле, в предположении однородности напряжений внутри каждого включения. Использовалось допущение об однородности внутри включений и матрице диссипативной функции.

1. В макрообъеме с характеристической функцией W рассмотрим смесь жесткопластических компонентов, механические свойства которых описываются поверхностью текучести, учитывающей объемную сжимаемость:

$$(1.1) \quad I_2 + b(x) I_1^2 = k^2(x),$$

где $I_1 = \sigma_{ii}$ — первый инвариант тензора напряжений σ_{ij} ; $I_2 = s_{ij}s_{ij}$ — второй инвариант девиатора напряжений $s_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma_{ii}\delta_{ij}/3$. Матрица с пределом пластичности $k(x) = k_0$ и параметром $b(x) = b_0$, характеризующим ее объемную сжимаемость, содержит пуассоновское множество $X = (V_k, x_k, \omega_k)$ ($k = 1, 2, \dots$) эллипсоидов v_k с характеристическими функциями V_k , центрами x_k , полуосями a_k^i ($a_k^1 > a_k^2 > a_k^3$), совокупностью эйлеровых углов ω_k и параметрами k_k, b_k . Компоненты имеют между собой идеальную адгезию, так что поле скоростей перемещений $u_i(x)$ непрерывно.