

УДК 541.64:539.3

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАЗРУШЕНИЯ В ВЫСОКОЭЛАСТИЧНЫХ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ СЕТКАХ¹

© 2001 г. О. К. Гаришин

Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук
614013 Пермь, ул. Ак. Королева, 1

Поступила в редакцию 06.06.2000 г.
Принята в печать 19.02.2001 г.

Представлена модель нелинейно упругой полимерной сетки, позволяющая в явном виде учесть неоднородность и сложный топологический характер ее структуры. Исследовано деформационное и прочностное поведение сетки в зависимости от неоднородности структуры. Показано, что ввод геометрической разупорядоченности (в смысле расположения узлов пересечения) и жесткостной неоднородности (разброса контурной длины полимерных цепочек и, следовательно, их жесткостных зависимостей) позволяет получить падение прочности не более чем в 4–5 раз по сравнению с регулярными однородными структурами.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что высокоеэластичность полимерных материалов имеет энтропийную природу: сопротивление изменению формы идет в первую очередь за счет уменьшения внутренней энтропии системы, и лишь при очень больших деформациях – за счет сил межмолекулярного взаимодействия. В отличие от кристаллических тел аморфные макромолекулярные системы не стремятся к образованию больших правильных регулярных структур; чаще всего они образуют сложные топологически неупорядоченные сетки, которые практически невозможно описать аналитически. Теория подобных материалов носит в основном феноменологический характер, базируясь на математических особенностях некоторых сильно идеализированных моделей. Эти вопросы достаточно подробно изложены в классических работах Волькенштейна [1], Flory [2] и ряда других авторов [3, 4]. Несмотря на значительный прогресс в области механики высокоеэластичных материалов, пока еще не удалось получить точные количественные закономерности, связывающие эффективные свойства эластомера с его внутренним строением. Несо-

мненно, что эта задача не может быть успешно решена без изучения микроструктуры материала и тех процессов, что происходят на уровне макромолекулярных взаимодействий.

Поведение высокоеэластичной полимерной сетки зависит от большого числа различных факторов: механические и прочностные свойства самих полимерных цепочек, неоднородность их длины, степень сшивости, функциональность узлов сшивки (число сходящихся в точке сшивки молекулярных цепей), наличие дефектов в строении сетки и т.д. Учесть все их многообразие в комплексе очень сложно. Предлагаемая модель нелинейно упругой разупорядоченной сетчатой системы позволила в явном виде (пусть и в весьма грубой форме) учить неоднородность и сложный топологический характер полимерной сетки и дать некоторые количественные оценки их влияния на эффективные упругие и прочностные свойства эластомера.

ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Полимерную молекулярную сетку представляем в виде двух- или трехмерной структуры (рис. 1) из одномерных нелинейно упругих элементов (аналогов молекулярных цепочек), соединенных между собой в узлах (аналогах точек химической сшивки). Жесткость отдельного структурного элемен-

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Департамента образования и науки администрации Пермской области (код проекта 01-01-96486).

E-mail: gar@icmm.ru (Гаришин Олег Константинович).

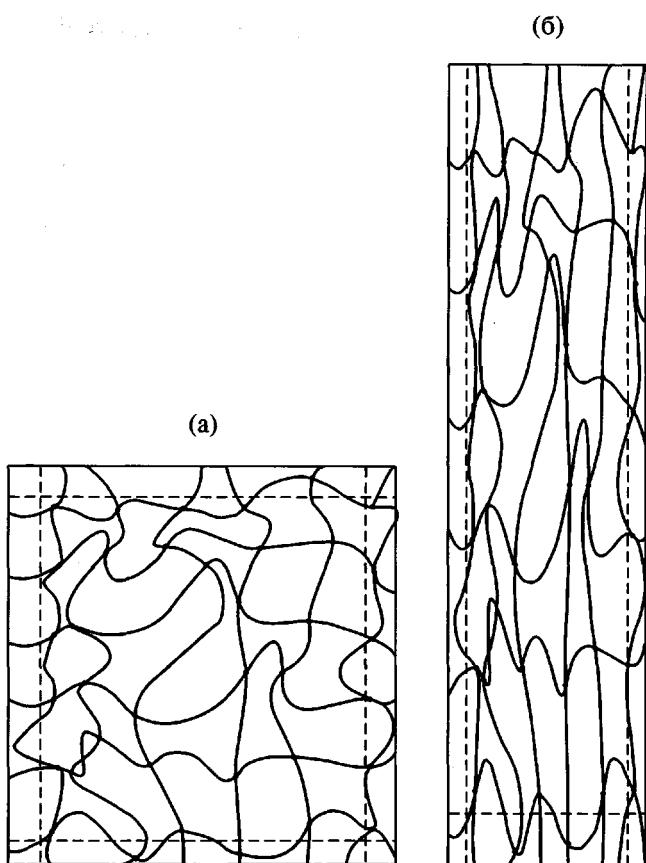


Рис. 1. Модельная разупорядоченная сетчатая структура в нерастянутом (а) и растянутом состоянии (б).

та задавали нелинейной функцией от расстояния между узлами R , которое могло изменяться в диапазоне от $R^{\min} = R_*$ до $R^{\max} = L_0$. Таким образом, упругое поведение структурного элемента описывалось следующими индивидуальными параметрами: R_0 – начальная длина структурного элемента, равная исходному расстоянию между концами молекулярной цепи в момент полимеризации (т.е. междуузловому расстоянию в недеформированной сетке); считалось, что при $R = R_0$ усилие в данном элементе отсутствует; $L_0 = Nl$ – контурная длина структурного элемента, равная длине соответствующей цепи из N “куновских” сегментов размером l каждый; L_0 определяет силу реакции в структурном элементе (при данном R) и его разрывную прочность; при R , близких к L_0 , полимерная цепь становится практически полностью вытянутой, число возможных конформаций мало и ее жесткость резко возрастает; R_* – минимальное расстояние, на которое силы межмолекулярного отталкивания допускают схождение концов полимерной цепи (узлов структурного элемента).

Чем ближе R к R_* тем сильнее действуют в структурном элементе препятствующие его сжатию силы (в пределе бесконечно большие). Таким образом, в одном и том же элементе пространства не может одновременно находиться более одного узла (условие исключенного объема). Конечно, такое ограничение минимального расстояния между концами цепи не вполне эквивалентно выполнению условия исключенного объема, поскольку допускает совмещение несоседних узлов (т.е. не входящих в один структурный элемент). Однако данное обстоятельство практически не сказывается на точности модели, если размеры узлов малы по сравнению с начальными расстояниями между ними. Непосредственная проверка на взаимное пересечение, проводившаяся для всех узлов в процессе нагружения, показала, что в растягиваемой системе число пересечений пренебрежимо мало и практически не влияет на результат, вследствие чего ввод в модель условия невозможности взаимного проникновения и для несоседних узлов был признан нецелесообразным, так как это потребовало бы значительного усложнения алгоритма.

Известно, что для свободносочлененной полимерной цепи зависимость расстояния между ее концами R от величины действующих на них сил реакции F на ее концах описывается формулой Ланжевена [4]

$$R/L_0 = \operatorname{cth}(F/\beta) - 1/(F/\beta),$$

где $\beta = kT/l$ (k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, l – длина куновского сегмента). Считалось, что все полимерные цепочки состоят из одинаковых сегментов и температура системы постоянна, т.е. $\beta = \text{const}$. Чтобы записать зависимость F от R , надо знать выражение для обратной функции Ланжевена, которое не может быть представлено в аналитическом виде. В связи с этим в расчетах использовали аппроксимационную формулу Свисткова, описывающую искаженную зависимость с погрешностью, не превышающей 3% на всем диапазоне ее области изменения [5]. В окончательном виде зависимость между возникающим в структурном элементе усилием и его удлинением (рис. 2а) рассчитывали по формуле

$$F = \frac{\alpha}{(\lambda - \lambda_*)^\gamma} + \beta \left[3 \frac{\lambda}{\lambda_m} + \frac{(\lambda/\lambda_m)^3}{(1 - \lambda/\lambda_m)} \right], \quad (1)$$

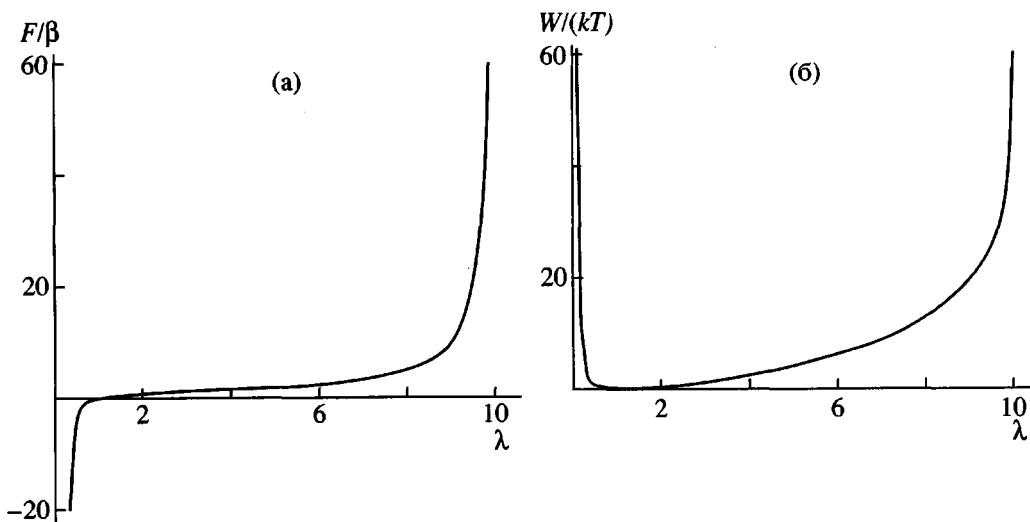


Рис. 2. Зависимость силы реакции F/β в структурном элементе (а) и его упругой энергии (б) $W/(kT)$ от относительного удлинения λ .

где первое слагаемое отвечает за силы отталкивания (условие исключенного объема), а второе – аппроксимация обратной формулы Ланжевена относительно λ/λ_m . Относительное удлинение структурного элемента $\lambda = R/R_0$; предельное относительное удлинение, соответствующее полностью вытянутой полимерной цепочке $\lambda_m = L_0/R_0$; предельное относительное сжатие структурного элемента $\lambda_* = R_*/R_0$. Постоянный параметр α подбирается из условия, что в ненагруженном состоянии (при $\lambda = 1$) в структурном элементе действует нулевое усилие

$$\alpha = (1 - \lambda_m)^\gamma \frac{\beta}{\lambda_m} \left[3 + \frac{1}{\lambda_m(\lambda_m - 1)} \right]$$

Величина γ характеризует интенсивность нарастания сил взаимного отталкивания между узлами полимерной сетки при их сближении. Эти силы должны быстро убывать по мере увеличения расстояния между концами структурного элемента и стремиться к бесконечности при схождении узлов на величину, близкую к критической R_* . Непосредственные численные расчеты, проведенные для значений $\gamma = 2, 3$ и 4 , показали, что общая интегральная картина распределения усилий в сетке практически не меняется (по крайней мере при ее растяжении). В дальнейшем было принято, что $\gamma = 4$.

Соответствующую энергию деформации W , накапливаемую в отдельном структурном эле-

менте при изменении его длины в λ раз, (рис. 2б) вычисляли по формуле

$$W(\lambda) = R_0 \int_1^\lambda F(\lambda) d\lambda = R_0 \left[\frac{\alpha}{3} \left(\frac{1}{(\lambda - \lambda_*)^3} - \frac{1}{(1 - \lambda_*)^3} \right) + \beta \left(\frac{1 - \lambda^3}{\lambda_m^2} - \frac{1 - \lambda^2}{\lambda_m} + 1 - \lambda - \lambda_m \ln \left| \frac{\lambda_m - \lambda}{\lambda_m - 1} \right| \right) \right] \quad (2)$$

Структурный элемент считался разорванным, если расстояние между его концами становилось близким к контурной длине моделируемой полимерной цепи, т.е. в качестве критерия разрушения отдельного структурного элемента было принято условие

$$\frac{R}{L_0} = \frac{\lambda}{\lambda_m} > \Lambda_b, \quad (3)$$

где Λ_b считали равным 0.99.

Численные исследования проводили на равносторонних “образцах” прямоугольной формы (плоский вариант показан на рис. 1), в которых моделировали однородное поле растягивающих макродеформаций. Нижняя грань считалась неподвижно закрепленной, а верхней задавали пошаговые вертикальные перемещения. Неизменность объема обеспечивалась за счет соответствующих смещений боковых сторон “образца”. При этом боковые граничные узлы могли свободно скользить в пределах своей граничной плоскости.

На каждом шаге нагружения осуществляли следующие действия.

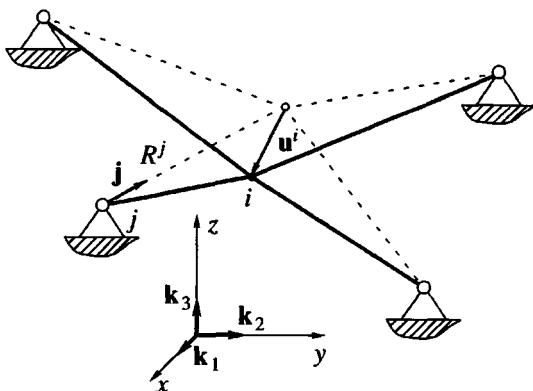


Рис. 3. Расчетная схема для поиска положения локального равновесия i -го узла.

1. Сначала все граничные узлы смещали в соответствии с выбранным значением приращения макродеформации – структуру выводили из уравновешенного состояния.

2. Далее, методом локальных итераций (см. ниже) производили поиск новых координат узлов сетки, отвечающих положению равновесия. В качестве критерия сходимости итерационного процесса было принято условие достижения минимума потенциальной энергии деформации, накопленной системой при данной степени растяжения. Она определялась как сумма вычисленных по формуле (2) упругих энергий всех структурных элементов, участвующих в итерационном процессе глобальной балансировки.

3. В уравновешенной системе проводили поиск перенапряженных структурных элементов и их проверку на разрыв, согласно уравнению (3). Если таковых оказалось несколько, то самый перегруженный структурный элемент разрушался, а вся система вновь уравновешивалась согласно процедуре 2. И так до тех пор, пока в структуре не оставалось перенапряженных элементов или пока не происходило ее полного разрушения. Если в каком-либо узле оставалось только два неразрушенных структурных элемента (например, i -й и j -й), то они объединялись в один новый структурный элемент с $R_0 = R_0^i + R_0^j$ и $L_0 = L_0^i + L_0^j$, а сам узел удалялся.

4. В окончательно сбалансированной структуре вычисляли нормальное усилие реакции и другие макрохарактеристики, описывающие текущее состояние системы. Общее растягивающее усилие определяли как сумму сил, действующих

во всех структурных элементах (уравнение (1)), пересеченных поперечным вытяжкой сечением.

Процесс пошагового нагружения продолжали до тех пор, пока модельный “образец” не разделялся на две независимые друг от друга части. Критерием этого состояния служило нулевое значение усилия, действующего в поперечном сечении.

МЕТОД ЛОКАЛЬНЫХ ИТЕРАЦИЙ

Следует отметить, что наиболее распространенные в механике численные методы (конечно-элементные или конечно-разностные) не слишком подходят для решения наших задач. Во-первых, это связано с тем, что при больших конечных деформациях структура сетки становится существенно анизотропной, что плохо сказывается на устойчивости обычных численных алгоритмов. Во-вторых, возникают значительные вычислительные трудности, если механическое поведение отдельного структурного элемента является существенно нелинейным.

Предлагаемый метод локальных итераций позволяет успешно преодолеть эти проблемы для случая произвольных сильно деформируемых нелинейно упругих сеток. В его основе лежит идея о возможности линеаризации локального физического уравнения равновесия для каждого отдельного узла структуры и сходимости итерационного процесса поиска равновесия всей системы при последовательном обходе узлов.

Пусть требуется найти положение локального равновесия i -го узла сетки. Все остальные непосредственно связанные с ним j -ые узлы ($j = 1, \dots, N$) на данный момент считаются неподвижно закрепленными (рис. 3). Штриховыми линиями показано текущее положение структурных элементов, сплошными линиями – искомое. Соответствующее уравнение локального равновесия можно записать в виде

$$\sum_{j=1}^N F^j(u^i) \cos(k_n, j) = \sum_{j=1}^N F_n^j(u^i) = 0, \quad (4)$$

где $F^j(u^i)$ – определяемое по формуле (1) усилие, действующее в (i, j) -м структурном элементе (далее индексы “ i ” и “ j ”, где можно по смыслу, пропускаем); k_n и j – направляющие векторы n -й координатной оси и j -го элемента соответственно; проекция усилия в j -м структурном элементе на n -тую ось координат F_n^j ; искомый вектор перемещений, переводящий i -й узел в положение ло-

кального равновесия $u^i = u_n^i k_n$. Каждый структурный элемент характеризуется своей контурной длиной L_0^j и длиной в исходном состоянии R_0^j ; R^j – текущее расстояние между i -м и j -м узлами. Растигнутому структурному элементу соответствует положительное значение $F^j(u^i)$, сжатому – отрицательное, при $R^j = R_0^j$ структурный элемент считается разгруженным (т.е. $F^j(u^i) = 0$). Соответственно $\lambda^j = R^j R_0^j$, $\lambda_m^j = L_0^j / R_0^j$.

Выражение (4) – это система трех (для плоских структур двух) уравнений, в общем случае нелинейных относительно u_m^i . Если считать, что узел находится достаточно близко от положения равновесия, то разлагая $F_n^j(u^i)$ в ряд Тейлора по компонентам u_m^i и отбрасывая нелинейные члены ряда, получаем систему уже линейных уравнений:

$$\sum_{j=1}^N \frac{\partial F_n^j(u^i)}{\partial u_m^i} \Big|_0 u_m^i = - \sum_{j=1}^N F_n^j(u^i) \Big|_0, \quad (5)$$

или в матричном виде $A_{nm} u_m^i = B_n$. Индексы n и m пробегают значения от 1 до 2 в плоской задаче, или от 1 до 3 в объемной. F_n^j и ее производные вычисляются при нулевых значениях соответствующих компонент перемещений, т. е. в текущем (еще локально не уравновешенном) положении.

Если выразить F_n^j как функцию от $\lambda^j \equiv \lambda$ (что гораздо удобнее для расчетов), то коэффициенты A_{nm} и B_n примут вид

$$A_{nm} = A_{mn} = \sum_{j=1}^N \left\{ -\frac{F^j}{R^j} \delta_{nm} + \left[\frac{F^j}{R^j} - \frac{1}{R_0^j} \frac{\partial F^j}{\partial \lambda^j} \right] \cos(k_n, j) \cos(k_m, j) \right\}$$

$$B_n = - \sum_{j=1}^N F^j \cos(k_n, j),$$

где δ_{nm} – символ Кронекера, $\cos(k_n, j)$ и $\cos(k_m, j)$ – направляющие косинусы j -го структурного элемента на n -тую и m -тую оси координат в текущем состоянии. В нашем случае, когда усилие в j -м

структурном элементе определялось по формуле (1), его производную можно записать как

$$\frac{\partial F^j}{\partial \lambda} = \gamma \frac{\alpha}{(\lambda - \lambda_*)^{\gamma+1}} + \frac{\beta}{\lambda_m} \left[3 + \frac{\lambda^2(3\lambda_m - 2\lambda)}{\lambda_m(\lambda_m - \lambda)^2} \right]$$

Процедуру локального уравновешивания проводили поочередно для всех узлов системы за исключением граничных. Граничные узлы, у которых заданы перемещения по всем степеням свободы, естественно, не учитывали. Если граничный узел закреплен частично, то в системе (5) рассматривали лишь те уравнения и коэффициенты, которые не связаны с заданными перемещениями. (Например, боковые граничные узлы могут произвольно скользить в параллельной своей грани плоскости, но не в перпендикулярном направлении.)

Далее проверяется условие глобального равновесия всей структуры, например, достижение минимума потенциальной энергии деформации. Если оно не выполнено, то цикл локального уравновешивания по узлам повторяется, в противном случае итерационный процесс можно считать успешно завершившимся.

ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Проблема адекватного описания внутренней морфологии полимерных сеток в зависимости от способа их приготовления – это отдельная, большая и сложная задача, которую в рамках настоящего исследования не рассматривали. Цель работы – продемонстрировать возможности предлагаемой модели для определения взаимосвязи между микроструктурой сетки и ее макроскопическим поведением, а также показать, как влияет рост разупорядоченности сеточной структуры на ее механическое и прочностное поведение. Численное моделирование процессов развития поврежденности в полимерных сетках (вплоть до полного разрушения) и исследование соответствующих кривых нагружения проводили на системах, топологически эквивалентных (в смысле числа пересекающихся в точках шивки полимерных цепей) регулярным решеткам. Если под функциональностью узла N_f понимать количество сходящихся в нем структурных элементов, то для плоской

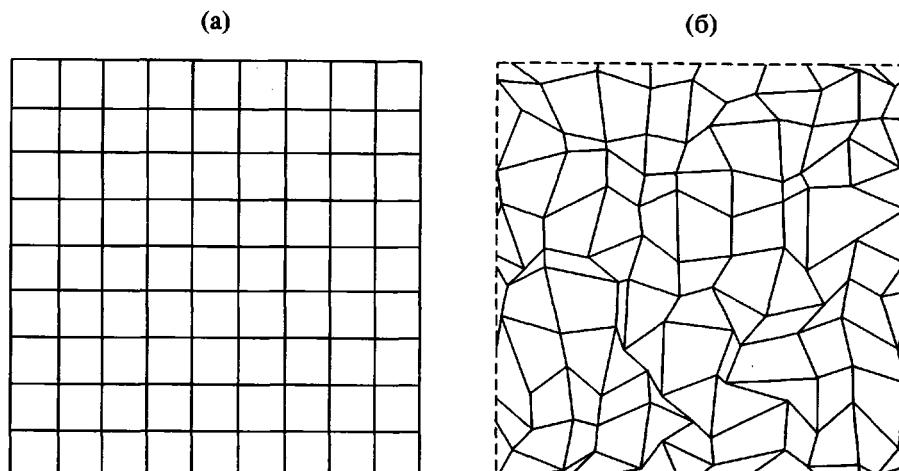


Рис. 4. Схема геометрической “хаотизации” сетки – максимальная разупорядоченность ($k_D = 1$). а – исходная регулярная сетка, б – сетка после хаотизации.

квадратной решетки $N_f = 4$ (пересекаются две молекулярные цепи), для плоской треугольной и объемной кубической $N_f = 6$, для объемной гексагональной $N_f = 12$.

Неоднородность сеточной структуры моделировали двумя способами. Во-первых, за счет случайного разброса контурной длины структурных элементов L_0 (от L_0^{\min} до L_0^{\max}), привязанных к упорядоченно расположенным узлам. В соответствии с известными опытными данными о распределении контурной длины полимерных цепей в реальных сетках [6] наибольший разброс L_0 задавали от $L_0^{\min} = 2$ до $L_0^{\max} = 15$. Фактически это “хаотизация” системы по жесткостным и прочностным характеристикам структурных элементов. Нулевой разброс контурной длины соответствовал регулярной структуре. При этом принимали L_0^{\min} и L_0^{\max} равными 8. Во-вторых, за счет геометрической “хаотизации”, когда вокруг каждого узла изначально регулярной сетки (с заданным межузловым расстоянием D_0) выделяли “область случайных подвижек” размером $k_D D_0$, в пределах которой производили его смещение в случайному направлению и на случайную величину. При этом, естественно, контролировали условие минимальной длины сходящихся в данном узле структурных элементов – $R_0 > R_*$. При $k_D = 0$ структура оставалась геометрически регулярной, а при $k_D = 1$ – мак-

симально разупорядоченной. Пример такой “хаотизации” приведен на рис. 4. Структурные элементы показаны в виде соединяющих узлы прямых отрезков.

Все случайные величины моделировали с помощью генератора случайных чисел по равномерному закону распределения. Чтобы было ясно, на базе какой регулярной сетки синтезирована та или иная случайная система, в ее название в дальнейшем будем добавлять приставку “псевдо” – псевдокубическая, псевдотреугольная и т.д.

“Макронапряжение” образца σ вычисляли как отношение действующего в направлении внешней нагрузки общего усилия к площади начального поперечного сечения. Степень поврежденности структуры C_b определяли как отношение числа разрушенных структурных элементов к их общему количеству.

Размеры модельных “образцов” варьировали от 300 до 600 узлов (600–1800 структурных элементов) для двумерных систем и до 1000 узлов (3000–5000 структурных элементов) для трехмерных. Расчеты показали, что этого вполне достаточно для получения статистически устойчивых результатов.

На рис. 5а представлены типичные кривые растяжения $\sigma - \epsilon$, полученные на псевдоквадратных сетках ($N_f = 4$), а на рис. 5б – соответствующие зависимости степени поврежденности C_b от деформации ϵ . (Значения σ (а также σ_b на рис. 6) отнесены к величине $v k T$, т.е. к модулю сдвига, вычисленному в соответствии с классической те-

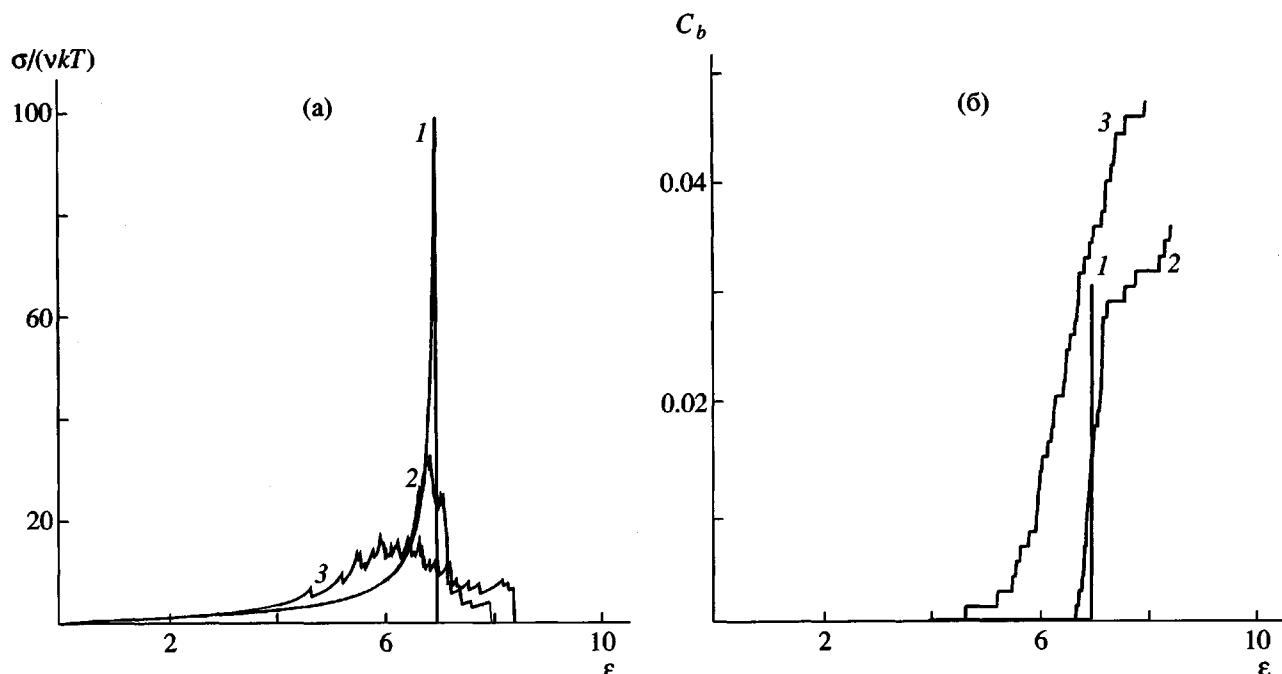


Рис. 5. Зависимости напряжений $\sigma/(vkT)$ (а) и степени поврежденности C_b (б) от деформации для нелинейно упругих сеток с псевдоквадратной структурой: 1 – регулярная сетка ($L_0^{\min} = L_0^{\max} = 8, k_D = 0$), 2 – в сетке только геометрическая разупорядоченность ($L_0^{\min} = L_0^{\max} = 8, k_D = 1$), 3 – максимально неоднородная структура с геометрической и жесткостной разупорядоченностью ($L_0^{\min} = 2, L_0^{\max} = 15, k_D = 1$).

орией высокоэластичности полимерных сеток [3]: v – объемная концентрация полимерных цепочек, k – константа Больцмана, T – абсолютная температура.) Кривые 1 относятся к регулярной сетке, для которой $L_0^{\min} = L_0^{\max} = 8, k_D = 0$. Глобальное разрушение в такой системе происходит сразу после появления в ней первых микроповреждений. Кривые 2 – случай, когда в сетке наблюдается лишь геометрическая разупорядоченность ($L_0^{\min} = L_0^{\max} = 8, k_D = 1$). По сравнению с первой эта структура обладает меньшей прочностью по напряжениям, хотя она и более устойчива к появлению микроповреждений – между появлением первых повреждений и окончательным глобальным разрушением проходит некоторое время. Наконец, зависимости 3 соответствуют максимально неоднородной структуре, в которой имеется как геометрическая, так и жесткостная разупорядоченность ($L_0^{\min} = 2, L_0^{\max} = 15, k_D = 1$). Это наименее прочная система, и сама кривая $\sigma - \epsilon$ имеет в данном случае другой вид. Процесс возникно-

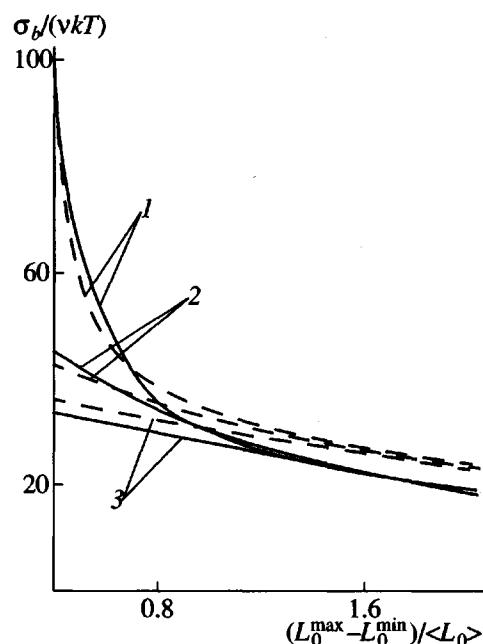


Рис. 6. Обобщенные зависимости прочности $\sigma_b/(vkT)$ от степени неоднородности для различных типов сеток. $k_D = 0$ (1), 0.5 (2) и 1.0 (3). Сплошные линии – псевдоквадратные структуры, штриховые – псевдотреугольные, $\langle L_0 \rangle = 8$.

вения и развития поврежденности начинается значительно раньше (за счет наличия структурных элементов с короткой контурной длиной), что не позволяет ей выйти на участок существенно нелинейного роста напряжений.

Аналогичные зависимости, построенные для других типов сеток (как двух-, так и трехмерных), качественно не сильно отличались, что свидетельствует о едином механизме формирования их механического и прочностного поведения. Можно утверждать, что с увеличением неоднородности прочность сеток падает. По расчетам полное разрушение структуры происходило при весьма малых значениях C_b , которое с ростом неоднородности системы имело тенденцию к увеличению. Разрывные C_b для двумерных систем лежали в диапазоне 3–9%, а для трехмерных – в интервале 6–15%. Следует отметить, что данные выводы сделаны на основании исследования равносторонних модельных "образцов". Системы, у которых высота, ширина и толщина (в ненагруженном состоянии) были неодинаковы, в этой работе не рассматривали.

На рис. 6 представлены обобщенные зависимости прочности σ_b от степени неоднородности для различных сеток. В качестве жесткостной меры неоднородности использована величина разброса значений L_0 волях его математического ожидания ($L_0^{\max} - L_0^{\min})/\langle L_0 \rangle$, а в качестве геометрической – параметр k_D . Эти кривые построены в результате обобщения большого числа расчетов на различных по величине сетках. Сплошными линиями показаны псевдоквадратные структуры, штриховыми линиями – псевдотреугольные. Установлено, что для псевдоквадратных сеточных систем ввод неоднородности ведет к их разупрочнению не более чем в 5 раз по сравнению с регулярными, для псевдотреугольных – в 4 раза. Для объемных сеток результаты получились примерно те же: прочность псевдокубических систем падала в ~5 раз, а для псевдогексагональных – в 4 раза. Аналогичные расчеты для линейно упругих неоднородных сеток [7] показали, что в этом случае можно получить разупрочнение системы не более чем в 2 раза. В то же время известно, что прочность реальных полимерных сеток может быть на порядок меньше, чем рассчитанная исходя из предположения об ее идеальном строении [8].

Несомненно, что предложенная модель нуждается в дальнейшем усовершенствовании, однако даже столь грубое приближение дало возможность выявить некоторые полезные закономерности. По крайней мере, можно точно утверждать, что реальные полимерные сетки должны обладать значительно большей дефектностью, чем та, что была у исследуемых здесь структур. Можно предположить, что в них должно иметься достаточно много свободных концов молекулярных цепочек, а то и целых не связанных с сеткой макромолекул, которые образуют в объеме материала области, практически не участвующие в формировании сил сопротивления внешней нагрузке. Об этом свидетельствует и ряд известных экспериментальных исследований [9, 10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волькенштейн М.В. Конфигурационная статистика полимерных цепей. М.: Изд-во АН СССР, 1959.
2. Флори П. Статистическая механика цепных молекул. М.: Мир, 1971.
3. Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р. Статистическая физика макромолекул. М.: Наука, 1989.
4. Займан Дж. Модели беспорядка. М.: Мир, 1982.
5. Мошев В.В., Свистков А.Л., Гаршин О.К., Евлампиева С.Е., Роговой А.А., Ковров В.Н., Комар Л.А., Голотина Л.А., Кожевникова Л.Л. Структурные механизмы формирования механических свойств и прочности зернистых полимерных композитов. Екатеринбург: УрО РАН, 1997.
6. Okamoto H., Furukawa J., Inagaki S. // J. Jpn Rubber Soc. 1976. V. 49. № 8. P. 620.
7. Гаршин О.К. // Тез. докл. 2 Всерос. семинара им. С.Д. Волкова "Механика микронеоднородных материалов и разрушение". Пермь, 2000. С. 16.
8. Tianbai H.A. // Polymer. 1986. V. 27. № 2. P. 253.
9. Flory P.J. Principles of Polymer Chemistry. New York: Cornell Univ. Press, 1953.
10. Asahiro A. // Rubber Chem. Technol. 1996. V. 69. № 5. P. 742.

Mathematical Simulation of Degradation Processes in Disordered Rubbery Polymer Networks

O. K. Garishin

*Institute of Continuum Mechanics, Ural Division, Russian Academy of Sciences,
ul. Akademika Koroleva 1, Perm, 614013 Russia*

Abstract—A model of a nonlinearly elastic polymer network is proposed, which allows the inhomogeneity and complex topological character of the network structure to be described in an explicit form. The deformation and strength behavior of the network was studied depending on the structure inhomogeneity. It was shown that the introduction of geometric disordering (pertaining to the arrangement of junctions) and stiffness inhomogeneity (the scatter of the polymer chain contour lengths and, therefore, the stiffness of chains) can provide for not more than a four- to fivefold decrease in the strength as compared to regular homogeneous structures.