

УДК 541.64:539(199+3)

ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОСТИ И РАЗНОДЛИННОСТИ ПРОХОДНЫХ ЦЕПЕЙ, А ТАКЖЕ ХАРАКТЕРА ИХ ЗАКРЕПЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛИТАХ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОВ (МОДЕЛЬНОЕ РАССМОТРЕНИЕ)

© 1995 г. В. И. Герасимов, М. В. Иванов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119899 Москва, Ленинские горы

Поступила в редакцию 21.04.94 г.

Проанализировано поведение механических моделей, имитирующих поведение аморфных прослоек в ориентированных аморфно-кристаллических полимерах. Основными составляющими моделей являются упругие элементы (пружины), соответствующие проходным макромолекулам, соединяющим соседние кристаллиты. Пружины характеризуются одинаковой жесткостью, некоторым распределением по длинам и определенным способом закрепления в элементах трения, соответствующих кристаллитам, через которые возможно проскальзывание цепочек. В рамках рассмотренной модели установлены количественные соотношения между отмеченными выше параметрами упругих элементов и такими механическими характеристиками модели, как зависимость $\sigma-\epsilon$, текущий модуль и начальный модуль изометрически нагруженных образцов. Показана возможность использования результатов, полученных для модельных систем, при анализе механических характеристик реальных полимеров.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] было обнаружено необычное явление: рост начального модуля упругости изометрически нагруженного ориентированного полимера E_i в зависимости от степени нагружения. Для исследованных образцов (мононить ПКА) значения этого модуля возрастили в 5 - 7 раз по сравнению с начальным модулем исходного образца. Необычность поведения модуля изометрически нагруженных образцов объясняется тем, что другая характеристика жесткости системы – так называемый текущий модуль E_t , получающийся дифференцированием кривой $\sigma-\epsilon$, ведет себя иным образом.

Обнаруженные явления были качественно объяснены [1] с помощью хорошо известной модели Хоземана–Бонарта [2] для ориентированного аморфно-кристаллического полимера. В этой модели для согласования с полученными нами экспериментальными данными предполагалось наличие определенной дисперсии длин проходных цепочек, соединяющих соседние кристаллиты, и возможность напряженных цепочек проскальзывать с увеличением длины через держащие их кристаллиты. Оба эти свойства, с одной стороны, достаточно очевидны и широко обсуждаются в литературе [3 - 7], с другой – трудно экспериментально исследуемы.

Для установления более строгих корреляций между такими параметрами структуры, как

функция распределения проходных цепей по длинам, их жесткостью и характером закрепления в кристаллитах, с одной стороны, и механическими характеристиками системы, включающими в себя деформационную кривую $\sigma-\epsilon$, текущий модуль упругости E_t и начальный модуль упругости изометрически нагруженных образцов E_i – с другой, в настоящей работе исследованы различные механические модели, учитывающие с определенными приближениями поведение реальных макромолекул.

МОДЕЛЬ

Схема использованной в работе модели представлена на рис. 1а. Здесь H_k , H_a и L соответственно длина кристаллитов, аморфных прослоек и больших периодов. Степень кристалличности $K = H_k/L$. Будем считать, что проходные через аморфные прослойки цепочки представляют собой пружины одинаковой жесткости k (модель Гука), но различной длины (k – усилие, растягивающее пружину вдвое). Пусть распределение по длинам ненапряженных пружин задается некоторой функцией $F(l)$ с плотностью распределения $\phi(l)$, где l разность между контурной длиной проходной цепи и H_a ($F(l) = \int_0^l \phi(l) dl$) и пусть $F(l)$ нормирована на одну пружину ($F(\infty) = 1$). Функции $F(l)$ и $\phi(l)$ в масштабе модели представлены на рис. 1б. Длина проходных пружин в этом случае

составляет $H_a + l$, причем доля таких пружин $dn_l = \phi(l)dl$. Самая короткая пружина в ненагруженном образце полностью распрямлена и имеет длину $H_a (l=0)$. Более длинные пружины искривлены тем больше, чем больше их длина. Поскольку упругие характеристики процессов распрямления и растяжения пружин существенно различны, в модели принято, что вклад в ее механические характеристики вносят только растягивающиеся после распрямления пружины.

Примем, что концы пружин закреплены в некоторых аналогах элементов трения, моделирующих кристаллиты, через которые они могут проскальзывать, когда при достижении определенной деформации усилие на их концах возрастает до критической величины f_{tp} . При дальнейшей деформации усилие на концах пружины f_{tp} сохраняется, а сами они увеличивают свою длину за счет проскальзывания, изменяя тем самым $\phi(l)$. В принципе f_{tp} можно положить зависящей от скорости деформации, как это делается в вязком элементе модели Ньютона ($f_{tp} = f(\dot{\epsilon})$) и тогда в модель можно ввести релаксационные процессы. Однако чтобы не усложнять выкладки на данном этапе, влияние релаксационных процессов будет рассмотрено лишь качественно.

Пусть в результате деформации образца длина аморфного промежутка H_a увеличилась на l_1 (рис. 1а). Удлинению l_1 соответствует деформация аморфного промежутка $\epsilon_a = l_1/H_a$, большого периода $\epsilon_L = l_1/L$ и всего образца $\epsilon_{obr} = \epsilon_L$ (послед-

нее условие обычно выполняется при небольших деформациях ориентированных полимеров). Поскольку $H_a = L(1 - k)$, то ϵ_a , ϵ_L и ϵ_{obr} оказываются связанными между собой и l_1 . В дальнейшем будем описывать деформацию через l_1 или ϵ_a .

Рассмотрим, что произойдет с пружинами при увеличении H_a на l_1 (рис. 1б). Все пружины длиной $H_a + l > H_a + l_1$ останутся свернутыми. Все более короткие пружины будут растянуты до длины $H_a + l_1$. В общем случае самые короткие пружины $H_a + l < H_a + l_2$ начнут вытягиваться из элемента трения (кристаллита) с постоянным усилием на концах f_{tp} . Пружины длиной $H_a + l (H_a + l_2 < H_a + l < H_a + l_1)$ будут упруго растянуты на различную величину, имея на концах усилие f_{upr} , лежащее в пределах $0 < f_{upr} < f_{tp}$. Величины l_2 и l_1 связаны следующим условием. Пружины длиной $H_a + l_2$ при растяжении до $H_a + l_1$ набирают на концах усилие, равное f_{tp} , т.е.

$$[(l_1 - l_2) / (H_a + l_2)] \kappa = f_{tp}$$

или

$$l_2 = [l_1 - (f_{tp}/\kappa) H_a] / [1 + (f_{tp}/\kappa)] = l_1 A - B, \quad (1)$$

где

$$A = 1 / [1 + (f_{tp}/\kappa)];$$

$$B = (f_{tp}/\kappa) H_a / [1 + (f_{tp}/\kappa)].$$

МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДЕЛИ

Рассчитаем теперь усилие, которое нужно приложить к системе, чтобы растянуть ее до $H_a + l_1$. Очевидно, общее усилие складывается из двух составляющих. Во-первых, это усилие $F_{tp}(l_1)$, необходимое на протаскивание пружин длиной $H_a + l (H_a < H_a + l < H_a + l_2)$ через элементы трения с порогом f_{tp} . Во-вторых, это усилие $F_{upr}(l_1)$, необходимое для растяжения пружин длиной $H_a + l (H_a + l_2 < H_a + l < H_a + l_1)$ до $H_a + l_1$, т.е.

$$F(l_1) = F_{tp}(l_1) + F_{upr}(l_1) \quad (2)$$

Причем, очевидно, что

$$l_2 = f(l_1)$$

$$F_{tp}(l_1) = f_{tp} \int_0^{l_1} \phi(l) dl \quad (3)$$

$$F_{upr}(l_1) = \kappa \int_{l_2}^{l_1} [(l_1 - l) / (H_a + l)] \phi(l) dl \quad (4)$$

В общем случае анализ уравнения (2) достаточно сложен, однако в предельных случаях он вполне нагляден.

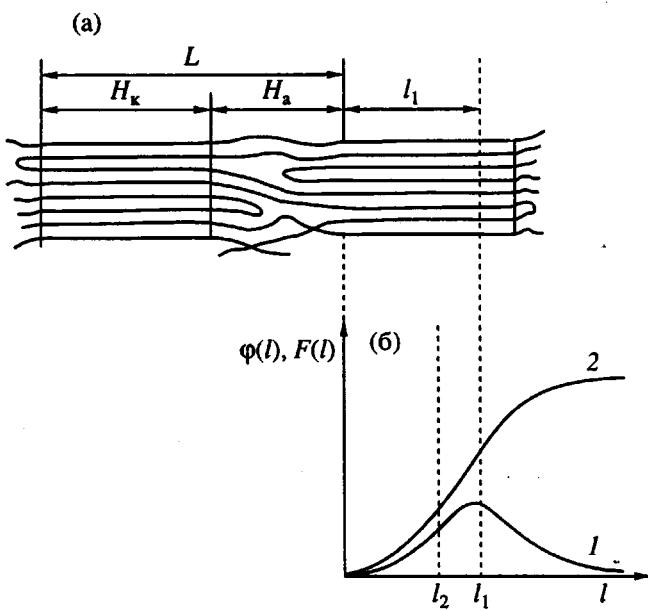


Рис. 1. Схематическое изображение микрофибрilli (а) и графические изображения плотности функции распределения (1) и функции распределения (2) проходных цепей по длинам (б). Пояснения в тексте.

Рассмотрим модель, состоящую из жестких пружин со слабым закреплением в элементах трения: $f_{tp}/\kappa \ll 1$ (пластическая модель). Из выражений (1) и (4) получаем $l_2 = l_1$; $F_{yup}(l_1) = 0$ и

$$F(l_1) = F_{tp}(l_1) = f_{tp} \int_0^{l_1} \phi(l) dl. \quad (5)$$

Текущий модуль $E_t(l_1)$ получим, продифференцировав уравнение (5) по l_1 – верхнему пределу интегрирования [8]

$$E_t(l_1) = dF_{tp}(l_1)/dl_1 = f_{tp} \phi(l_1) \quad (6)$$

Вторая производная от $F(l_1) = F_{tp}(l_1)$ по l_1 записывается

$$d^2F_{tp}(l)/dl^2 = f_{tp} d\phi(l)/dl \quad (7)$$

Из полученных выражений видно, что в данном случае деформационная кривая (5) с точностью до константы равна функции распределения пружин по длинам, а текущий модуль $E_t(l)$ пропорционален плотности функции распределения $\phi(l)$.

Другой предельный случай $f_{tp}/\kappa \gg 1$, т.е. мягкие пружины жестко (без проскальзывания) зажаты в элементах трения (упругая модель).

Уравнения (1) и (3) дают $l_2 = 0$ ($l_2 < 0$ не имеет физического смысла) и $F_{tp}(l_1) = 0$. Тогда

$$F(l_1) = F_{yup}(l_1) = \kappa \int_0^{l_1} \frac{l_1 - l}{H_a + l} \phi(l) dl. \quad (8)$$

Текущий модуль $E_t(l_1)$ по определению и согласно работе [8] равен

$$E_t(l_1) = \frac{dF_{yup}(l_1)}{dl_1} = \kappa \int_0^{l_1} \frac{\phi(l)}{H_a + l} dl. \quad (9)$$

Вторая производная от выражения (8) по l_1 , полученная аналогичным способом [8], записывается следующим образом:

$$\frac{d^2F_{yup}(l_1)}{dl_1^2} = \frac{\kappa}{H_a + l_1} \phi(l_1). \quad (10)$$

Это означает, что в случае упругой модели (пружины без проскальзывания) плотность функции распределения длин пружин $\phi(l)$ оказывается пропорциональной второй производной (10) от деформационной кривой (8), а не первой, как в случае пластических элементов.

Начальный модуль упругости изометрически нагруженного образца E_u

Определим теперь для нашей модели понятие изометрически нагруженного состояния и найдем начальный модуль изометрически нагруженного тела E_u .

Пусть система деформирована до l_1 (рис. 2) и пусть в ней произошли изменения с пружинами, описанные выше. Если система удерживается при постоянной длине, напряжение на пружинах несколько снизится (отрелаксирует) вследствие дальнейшего их проскальзывания через кристаллиты из-за уменьшения f_{tp} в режиме изометрического нагружения. При повторном растяжении со скоростью, превышающей характеристическую скорость релаксационных процессов, при малых деформациях усилия на каждой из пружин не превышают соответствующую скорость деформирования f_{tp} . В такой системе все пружины упруго растягиваются без проскальзывания.

Этим повторное растяжение отрелаксированного образца отличается от его непрерывного растяжения, позволяя “прощупать” все пружины, включая и проскальзывающие при непрерывном растяжении.

Пусть теперь система, состоящая из пластических и упругих элементов, деформирована на величину l_1 в соответствии с некоторой деформационной кривой $F(l)-l$ (рис. 2). При этой постоянной длине (в изометрических условиях) она отрелаксировала, а затем вновь была растянута. Для простоты выкладок будем считать, что изменение напряжений при релаксации невелико, а последующая деформация мала. Рассмотрим, как будет возрастать сила $\Delta F(l_1, \Delta l)$ при повторном деформировании на величину Δl . В отрелаксированной модели имеются две группы пружин, растягивающихся при повторном деформировании. Одна группа пружин в процессе первичной вытяжки проскальзывала. Это пружины с исходной длиной $H_a + l$ ($H_a < H_a + l < H_a + l_2$). В результате проскальзывания они все удлинились до $H_a + l_2$ (в свободном состоянии), а в напряженном

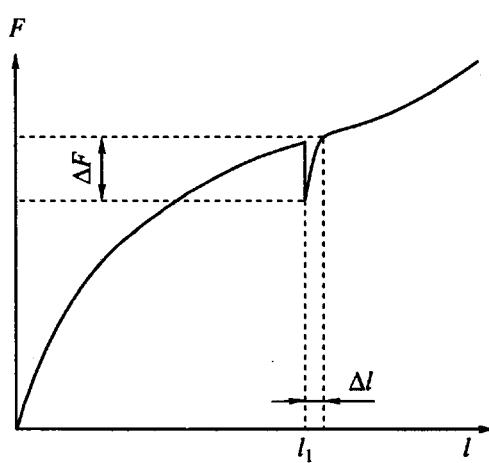


Рис. 2. Схема деформирования для определения начального модуля упругости изометрически нагруженного образца.

состоянии вытянуты до длины $H_a + l_1$. Количество таких пружин равно

$$n_{tp} = \int_0^{l_2} \phi(l) dl.$$

Вклад n_{tp} в приращение силы $\Delta F_{tp}(\Delta l)$ записывается следующим образом:

$$\Delta F_{tp}(l_1, \Delta l) = \frac{\Delta l}{H_a + l_2} \kappa \int_0^{l_2 = f(l_1)} \phi(l) dl. \quad (11)$$

Вторая группа разнодлинных пружин длиной $H_a + l$ ($H_a + l_2 < H_a + l < H_a + l_1$) упруго растягивалась до остановки и также упруго растягивается при повторной вытяжке после остановки. Ее вклад аналогичным образом можно записать

$$\Delta F_{upr}(l_1, \Delta l) = \Delta l \kappa \int_{l_1}^{l_2} \frac{\phi(l) dl}{H_a + l}. \quad (12)$$

Очевидно, что полное приращение силы равно

$$\Delta F(l_1, \Delta l) = \Delta F_{tp}(l_1, \Delta l) + \Delta F_{upr}(l_1, \Delta l). \quad (13)$$

В общем случае начальный модуль изометрически нагруженной системы E_u равен

$$E_u = \frac{\Delta F(\Delta l, l_2)}{\Delta l} = \frac{\Delta F_{tp}}{\Delta l} + \frac{\Delta F_{upr}}{\Delta l}. \quad (14)$$

Для выяснения характера связи между значениями E_u и параметрами деформируемой модели рассмотрим предельные случаи таких систем, как это было сделано выше.

Для модели из жестких пружин со слабым закреплением концов $f_{tp}/\kappa \ll 1$ (пластическая модель) из выражений (1) и (12) имеем $l_2 = l_1$ и $\Delta F_{upr} = 0$. Тогда

$$E_u(l_1) = \frac{\kappa}{H_a + l_1} \int_0^{l_1} \phi(l) dl. \quad (15)$$

В этом случае модуль $E_u(l_1)$ оказывается пропорциональным функции распределения длин растягиваемых пружин $F(l)$, а его величина для данного l_1 возрастает с увеличением жесткости пружин κ и при переходе к жестким тяжам ($\kappa \rightarrow \infty$) $E_u(l_1) \rightarrow \infty$.

В случае чисто упругой системы ($f_{tp}/\kappa \gg 1$; $l_2 = 0$) по выражению (1) и $\Delta F_{tp} = 0$ по соотношению (11) в соответствии с формулой (14) $E_u(l_1)$ записывается

$$E_u(l_1) = \kappa \int_0^{l_1} \frac{\phi(l) dl}{H_a + l}. \quad (16)$$

Но это в точности текущий модуль $E_t(l_1)$ для непрерывного растяжения упругой модели (9). Совпадение E_u и E_t связано с тем, что в упругой системе отсутствует проскальзывание, и в этом случае E_u не дает дополнительной информации о строении модели.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОДЕЛЕЙ

Более наглядно зависимость механических характеристик от дисперсии длин пружин, их жесткости и характера закрепления в кристаллитах можно наблюдать на рис. 3, где изображены соответствующие зависимости, рассчитанные численным способом для дискретного набора пружин, распределенных по длинам по куполообразной функции. На рис. 3 рассмотрены предельные случаи общей модели и сама общая модель: разнодлинные пружины жесткостью κ с твердым закреплением концов ($f_{tp}/\kappa \gg 1$); нерастягивающиеся гибкие тяжи переменной длины l с концами, проскальзывающими через элементы трения с усилием f_{tp} ($f_{tp}/\kappa \ll 1$) и общая модель, совмещающая в себе упругие и пластические элементы (рис. 3а, 3е, 3л). В следующем ряду изображены соответствующие функции плотности распределения элементов по длинам. Ниже последовательно представлены рассчитанные деформационные кривые $\sigma-\epsilon$, а также полученные численным дифференцированием первая (текущий модуль $-E_t$) и вторая производные напряжения по деформации. Кроме того, на рис. 3г, 3о нанесены рассчитанные в соответствии с уравнением (14) $E_u(\epsilon)$.

Анализ выражений (2) - (16), а также данных, полученных при модельных расчетах дискретных систем (рис. 3), позволяет сделать ряд заключений.

В случае упругой модели (рис. 3а) зависимость $\sigma-\epsilon$ (формула (8) и рис. 3в) описывается кривой с возрастающим наклоном, причем возрастание наклона прекращается как только выбрана дисперсия длин пружин и все они включены в деформационный процесс. $E_t(\epsilon)$ и $E_u(\epsilon)$, совпадающие между собой из-за отсутствия проскальзывания концов пружин (выражения (9) и (16) и рис. 3г), изображаются S-образной кривой, которая достигает предела также с того момента, когда все пружины начинают растягиваться. Вторая производная от σ или первые производные от E_t и E_u по ϵ совпадают между собой и оказываются пропорциональными $\phi(\epsilon)$ или $\phi(l)$ (уравнение (10)) и рис. 3д).

Для пластической модели (рис. 3е) зависимость $\sigma-\epsilon$ представляется S-образной кривой (формула (15) и рис. 3з), которая в отличие от упругой модели достигает предела именно с того момента, когда оказываются задействованными все элементы трения с порогом f_{tp} . В этом случае $E_t(\epsilon) = \sigma'(\epsilon)$ оказывается пропорциональным $\phi(\epsilon)$ или $\phi(l)$. При этом $E_t \rightarrow 0$, как только все элементы трения начинают участвовать в деформационном процессе. Поскольку в пластической модели пружины заменяются на нерастягивающиеся тяжи ($\kappa \rightarrow \infty$), $E_u(\epsilon) \rightarrow \infty$ (15) и на рис. 3 и $E_u(\epsilon)$ не представлен.

В общем случае (рис. 3л) механическим характеристикам модели присущи черты, свойственные как упругой, так и пластической моделям.

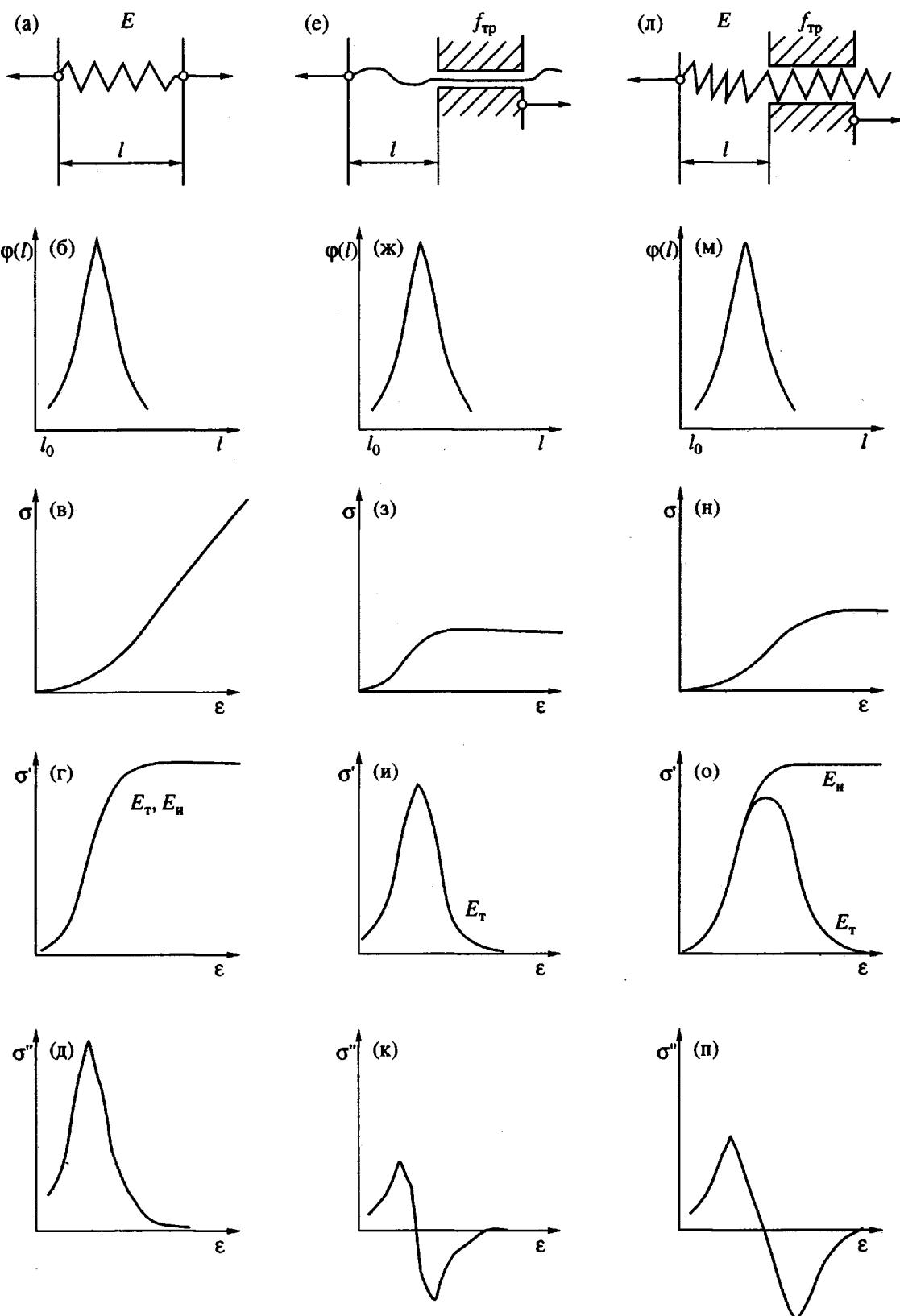


Рис. 3. Механическая модель проходной цепи, график плотности функции распределения проходных цепей по длинам $\phi(l)$, зависимость напряжения σ , первой σ' и второй σ'' производных напряжения по деформации для моделей фибрill состоящих из набора цепей в виде разнодлинных: пружин (а - д), нерастяжимых тяжей и элементов трения (е - к), а также пружин и элементов трения (л - п).

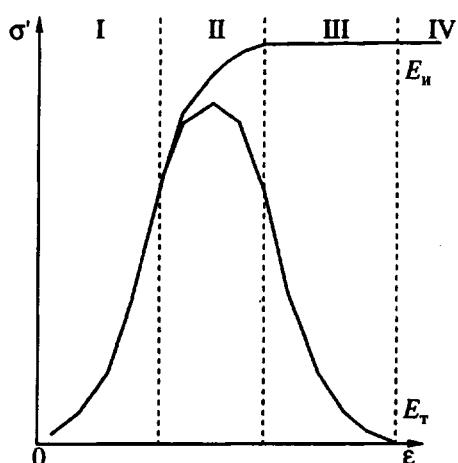


Рис. 4. Зависимости E_m и E_t от деформации для модели, изображенной на рис. 3л. I, II, III, IV – зоны с различным характером деформирования аморфных областей.

Здесь особый интерес представляет сравнение поведения E_t и E_m . В зависимости от их взаимного расположения можно выделить четыре интервала деформирования (рис. 4). Область I, где эти кривые совпадают – чисто упругая область без проскальзывания концов пружин. Область II, где

кривые начинают расходиться, соответствует началу проскальзывания пружин через элементы трения. Вместе с тем E_m возрастает, т.е. новые пружины подключаются к деформированию. Область III – E_m достигает предела, это соответствует тому, что начиная с участка III все пружины растягиваются. В то же время E_t падает, но не равен нулю, что соответствует подключению новых элементов трения, участвующих в деформации. Наконец, в области IV E_m остается постоянной, а E_t оказывается равным нулю. В этом случае все пружины растянуты и все элементы трения участвуют в деформировании модели.

Проведенное выше соотнесение особенностей механического поведения деформируемых моделей с процессами, происходящими в них на молекулярном уровне, позволяет предсказать, какими механическими характеристиками должны обладать, например, высокомодульные высокопрочные образцы. Для таких образцов зоны I и II должны быть минимальными, минимальным должно быть и отклонение E_t и E_m . В данном случае макромолекулы начинают деформироваться все одновременно, т.е. имеют приблизительно одинаковую длину. Концы же их практически не проскальзывают через кристаллиты.

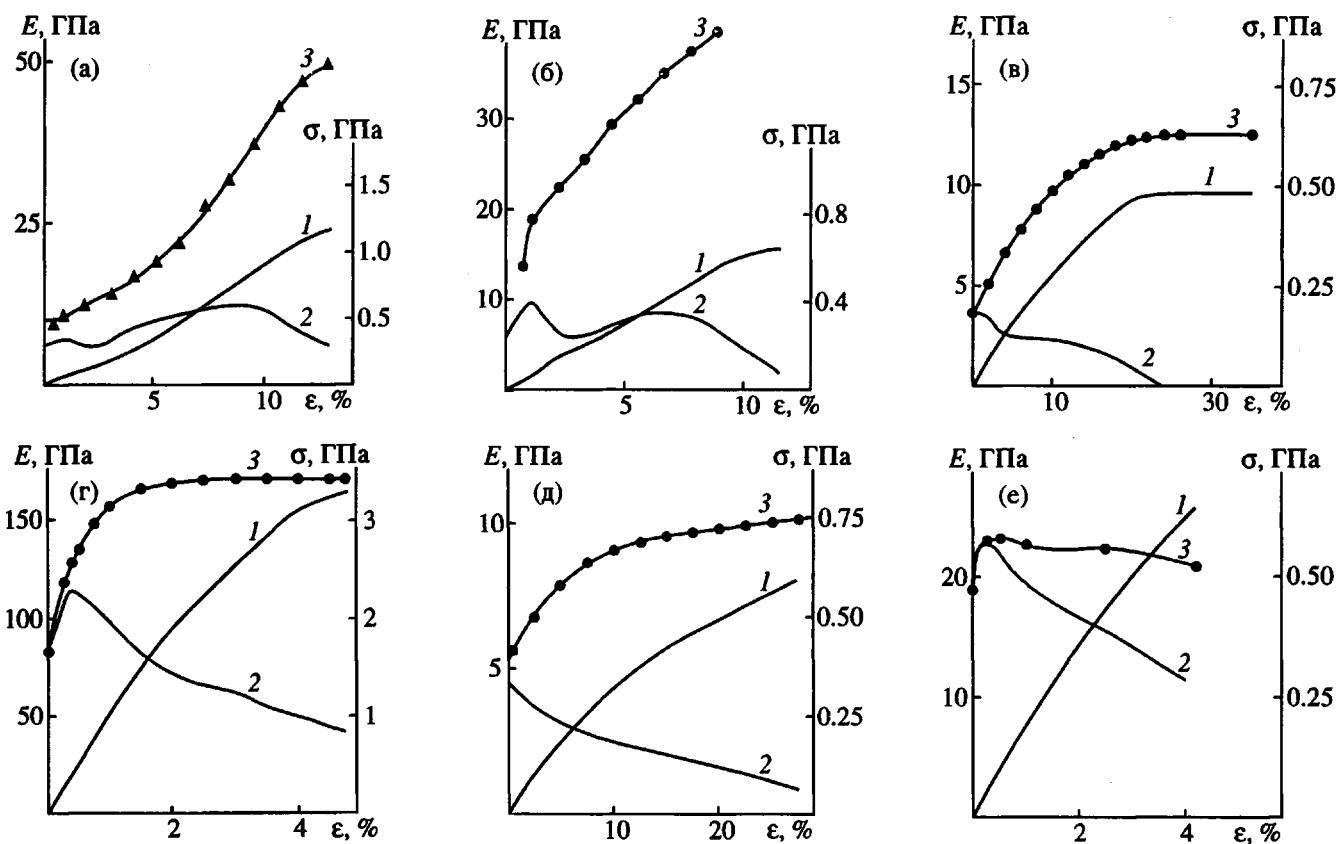


Рис. 5. Зависимости σ (1), E_t (2) и E_m (3) от деформации образцов ПКА (а), ПЭТФ (б), ПЭ (в), высокомодульного ПЭ (г), ПП (д) и высокомодульного ПП (е).

Анализ результатов механических испытаний реальных образцов

Рассмотрим, какие соотношения между σ , E_t и E_u встречаются в различных реальных образцах.

На рис. 5 приведены деформационные кривые σ - ϵ , а также зависимости E_t и E_u для разных ориентированных полимерных образцов. Рассмотрим их с точки зрения результатов, полученных выше и, в частности, представленных на рис. 4.

Данные рис. 5а и 5б получены для промышленных волокон ПКА и ПЭТФ соответственно. В обоих случаях E_u нарастает во всем интервале деформирования. Это означает, что практически до разрывного удлинения в образцах не выбираются все упругие элементы из-за широкого распределения их по длинам. Отклонение E_u от E_t почти с самого начала деформирования свидетельствует о слабом закреплении концов упругих элементов в кристаллитах. При выравнивании длин и при более прочном закреплении концов имеющиеся проходные цепочки могли бы обеспечить более чем пятикратное увеличение модуля упругости исследованных волокон.

На следующих четырех диаграммах показано, как изменяется характер кривой σ - ϵ и соотношение между E_t и E_u при переходе от обычных полимерных волокон к высокомодульным высокопрочным для ПЭ (рис. 5в, 5г) и ПП (рис. 5д, 5е). При переходе к высокопрочным образцам существенно уменьшается разрывное удлинение и значительно возрастают значения E_t и E_u . Для обычных образцов предел E_u достигается при деформации 10 - 20% и уровень предела не превышает 10 ГПа. Это соответствует широкому распределению несущих цепей по длинам и небольшому их числу в сечении образца. Для высокомодульных волокон предел E_u наступает при деформациях порядка 1%, что соответствует практически равнодлинным проходным молекулам. Величина E_u показывает, что (во всяком случае для ПЭ) число проходных цепей у высокомодульных волокон на порядок больше, чем в обычных. Вмес-

те с тем у высокомодульных ПЭ- и ПП-волокон наблюдается проскальзывание концов напряженных цепей, вызывающее различие в значениях E_t и E_u и снижающее прочностные характеристики волокон.

Таким образом, полученные в работе результаты позволяют на основании анализа совокупности данных механических испытаний ориентированных образцов, включающих в себя деформационную кривую σ - ϵ , текущий модуль упругости E_t и начальный модуль упругости изометрически нагруженного образца E_u , получать дополнительную структурную информацию,сающуюся таких характеристик проходных между кристаллитами цепей, как их количество, жесткость, распределение по длинам, характер закрепления их концов в кристаллитах. Благодаря этой информации возможна корректировка направлений физической модификации ориентированных полимерных тел, проводимой с целью улучшения их механических свойств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов М.В., Занегин В.Д., Григорьев П.И., Фадеева В.М., Герасимов В.И. // Высокомолек. соед. А. 1989. Т. 31. № 10. С. 2165.
2. Bonart R., Hosemann R. // Makromolek. Chem. 1960. В. 39. S. 105.
3. Кособукин В.А., Чавычелов А.Д. // Механика полимеров. 1973. № 5. С. 771.
4. Губанов А.И., Кособукин В.А. // Механика полимеров. 1974. № 5. С. 922.
5. Варюхин С.Е., Егоров Е.А., Зайцев М.Г., Жиженков В.В. // Высокомолек. соед. А. 1988. Т. 30. № 8. С. 1695.
6. Павелко С.М., Пантаев В.А., Каминский В.Н., Толкачев Ю.А., Краснов Е.П. // Высокомолек. соед. А. 1989. Т. 31. № 10. С. 2038.
7. Пахомов П.М., Егоров Е.А., Жиженков В.В., Чеголая А.С. // Высокомолек. соед. А. 1990. Т. 32. № 1. С. 136.
8. Градиштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов. М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1963.

The Effect of Rigidity and Length of Tie-Chains and Their Fixation in Crystallites on Mechanical Properties of Oriented Polymers (Model Consideration)

V. I. Gerasimov and M. V. Ivanov

Moscow State University, Moscow, 119899 Russia

Abstract – Mechanical models simulating the behavior of amorphous regions in oriented semicrystalline polymers are analyzed. The basic elements of the models involve elastic components (springs) associated with tie-chains joining neighboring crystallites. The springs have similar rigidity but different lengths and are characterized by a certain way of their fixation in friction elements associated with crystallites, through which sliding of chains is allowed.