

УДК 541.64:539(199+3)

**ВЛИЯНИЕ РАСТЯГИВАЮЩЕЙ СИЛЫ НА ВРЕМЕНА
РЕЛАКСАЦИИ
ПОВОРОТНО-ИЗОМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПОЛИМЕРНОЙ ЦЕПИ**

Ю. Я. Готлиб, А. А. Даринский

С помощью развитого ранее авторами общего метода исследовано влияние растягивающей силы на времена релаксации поворотно-изомерной модели цепи на кубической решетке. Получены выражения для собственных значений анизотропных тензоров подвижности и силовых коэффициентов, позволяющие вычислить времена релаксации для всех мод внутреннего движения при наличии внешней растягивающей силы. Подробно рассмотрено влияние растяжения на максимальные и минимальные времена релаксации модели при различных значениях параметров термодинамической жесткости цепи. Максимальные времена убывают с ростом растягивающей силы, а минимальные практически не изменяются. Проведено обсуждение полученных результатов в связи с динамическими экспериментальными исследованиями растянутых аморфных полимеров в высокомеханической области.

В работе [1] была предложена теория движения полимерной цепи при наличии растягивающей внешней силы, приложенной к концам цепи. Были получены уравнения, описывающие динамику средних проекций звеньев растянутой цепи на направления, параллельное и перпендикулярное растягивающей силе

$$\dot{\xi}_k(x_j) = \sum_{p,s} T_{kp}(x_j) C_{ps}(x_j) \xi_s(x_j), \quad (1)$$

где $\xi_k(x_j)$ — средняя проекция k -го звена на направление x_j ($x_1=x$, $x_2=y$, $x_3=z$). Коэффициенты тензора подвижности $T_{kp}(x_j)$ и силового тензора $C_{ps}(x_j)$ зависят от величины и направления приложенной силы. Уравнению (1) отвечает набор времен релаксации

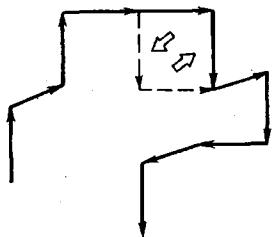
$$\tau_{x_j}(\Psi) = [\lambda_{T(x_j)}(\Psi) \lambda_{C(x_j)}(\Psi)]^{-1}, \quad (2)$$

где $\lambda_{T(x_j)}(\Psi)$ и $\lambda_{C(x_j)}(\Psi)$ — собственные значения тензоров $T(x_j)$ и $C(x_j)$, отвечающие нормальной моде внутреннего движения с волновым числом Ψ [1]. Эти времена оказываются также функциями величины и направления приложенной силы. Для установления конкретного вида этой функции необходимо рассматривать модель цепи с определенным механизмом внутреннего движения. В данной работе будет исследовано влияние растягивающей силы на времена релаксации цепи, расположенной на кубической решетке, с элементарной кинетической единицей из двух звеньев. Такая модель цепи (или сходная с ней модель на плоской квадратной решетке) использовалась в работах [2–6] для изучения закономерностей поворотно-изомерного механизма движения в свободных цепях. Для установления зависимости времен релаксации цепи от растягивающей силы необходимо найти собственные значения $\lambda_c(\Psi)$ и $\lambda_t(\Psi)$. Как показано в [1], $\lambda_c(\Psi)$ определяются равновесными свойствами растянутой цепи.

Равновесные свойства растянутой цепи. В рассматриваемой модели каждое звено цепи принимает шесть различных ориентаций в пространстве (рис. 1). Если учитывать только взаимодействия соседних звеньев, свободная энергия цепи F в отсутствие внешней силы имеет вид

$$F(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N) = \sum_{k=1}^{N-1} F(\alpha_k, \alpha_{k+1}), \quad (3)$$

где N — число звеньев в цепи, α_k характеризует ориентацию k -го звена цепи ($\alpha_k = \pm 1, \pm 2, \pm 3$). Свободная энергия пары $(\alpha\beta)$ может принимать



два значения $F(t)$ и $F(g)$, соответствующие вытянутому $(\alpha\alpha)$ и свернутому $(\alpha\beta)$ изомерам. Наложение двух соседних звеньев $(\alpha, -\alpha)$ запрещено. Пусть цепь растягивается за концы силой f вдоль направления x (рис. 1). Действие силы эквивалентно действию поля [7]

$$V = - \sum_k f l(\mathbf{e}_k, \mathbf{x}), \quad (4)$$

Рис. 1. Поворотно-изомерная модель на кубической решетке и возможные ориентации звеньев цепи

где l — длина цепи, \mathbf{e}_k — единичный вектор вдоль направления k -го звена. Введение поля в выражение (4) не изменяет условия (3). Равновесные свойства такой системы определяются матрицей статистических весов G [8], которая для данной модели имеет вид

$$G_{\alpha\beta} = \exp \left[- \frac{F(\alpha\beta) - F(g) + V(\alpha\beta)}{kT} \right]$$

или

$$G = \begin{vmatrix} qc^2 & c & c & 0 & c & c \\ c & q & 1 & 1/c & 0 & 1 \\ c & 1 & q & 1/c & 1 & 0 \\ 0 & 1/c & 1/c & q/c^2 & 1/c & 1/c \\ c & 0 & 1 & 1/c & q & 1 \\ c & 1 & 0 & 1/c & 1 & q \end{vmatrix}, \quad (5)$$

где $c = \exp[-(fl/2kT)]$, а $q = \exp\{-[F(t) - F(g)]/kT\}$ характеризует термодинамическую жесткость цепи. В приложении приведены выражения для парциальных функций распределения звеньев по ориентациям, полученные с помощью матрицы G . Найдены коэффициенты и собственные значения силового тензора $C(x_j)$

$$C_{ps}(x_j) = [B^{-1}(x_j)]_{ps} kT, \quad (6)$$

а

$$B_{km}(x_j) = \begin{cases} \sum_{l=1}^2 b_l a_l^{[k-m]} & (j=1) \\ b_3 a_3^{[k-m]} & (j=2, 3) \end{cases} \quad (7)$$

(выражения для b_i и a_i даны в приложении). Отсюда получим

$$\lambda_{B(x_j)}(\Psi) = \begin{cases} \sum_{i=1}^2 \frac{b_i(1-a_i^2)}{1-2a_i \cos \Psi + a_i^2} & (j=1) \\ \frac{b_3(1-a_3^2)}{1-2a^3 \cos \Psi + a_3^2} & (j=2, 3) \end{cases} \quad (8)$$

и

$$\lambda_c(x_j)(\Psi) = \frac{kT}{\lambda_{B(x_j)}(\Psi)} = \frac{NkT}{\langle\langle M_{x_j}^2(\Psi) \rangle\rangle_f - \langle\langle M_{x_j}(\Psi) \rangle\rangle_f^2}, \quad (9)$$

где

$$M_{x_j} = \sum_{k=1}^N (\mathbf{e}_k, \mathbf{x}_j) \exp(ik\Psi), \quad (10)$$

\mathbf{e}_k — единичный вектор k -го звена цепи, а «»_f указывает на усреднение по равновесному ансамблю при наличии силы f .

Тензор подвижности. Структура $T(x_j)$ в выражении (1) определяется кинетическими единицами в цепи. В нашей модели (рис. 1) кинетической единицей являются два звена, образующие прямой угол, (свернутый изомер). При перескоке такой пары происходит обмен ориентациями $(\alpha\beta) \rightarrow (\beta\alpha)$. Частоты перехода зависят от ориентаций ближайших соседей пары. Можно выразить все частоты перехода через одну (ср. [2, 3])

$$\begin{aligned} w(\alpha|\alpha\beta \rightarrow \beta\alpha|\beta) &= \frac{1}{q} w(\alpha|\alpha\beta \rightarrow \beta\alpha|\delta) = \\ &= \frac{1}{q^2} w(\gamma|\alpha\beta \rightarrow \beta\alpha|\delta) \quad (\alpha \neq \beta, \gamma) \quad (\beta \neq \delta) \end{aligned} \quad (11)$$

Для рассматриваемого вида поля потенциальная энергия кинетической единицы в начальном и конечном состояниях не зависит от величины приложенного поля. Поэтому частоты перескока w при отсутствии деформации валентных углов не меняются при растяжении цепи. Тогда, следуя методу, изложенному в [3], можно показать

$$T_{kp}(x_j) = \frac{\bar{w}_{x_j}}{3kT} [2\delta_{k,p} - \delta_{k,p-1} - \delta_{k,p+1}] \quad (12)$$

и

$$\delta_{k,p} = \begin{cases} 0 & k \neq p \\ 1 & k = p \end{cases}$$

$$\lambda_{T(x_j)}(\Psi) = \frac{2\bar{w}_{x_j}}{3kT} (1 - \cos \Psi) \quad (13)$$

В отличие от случая нерастянутой цепи [2] в уравнении (12) средние частоты перескоков \bar{w}_{x_j} , активных по отношению к изменениям проекций на ось x_j , различны для проекций на направление силы (x_1) и перпендикулярное направление (x_2, x_3)

$$\begin{aligned} \bar{w}_{x_j} &= \sum w(\gamma|\alpha\beta \rightarrow \beta\alpha|\delta) f_e(\gamma\alpha\beta\delta) \\ &\quad \left(\begin{array}{c} \alpha = \pm x_j \\ \gamma, \delta \end{array} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

В выражение (14) входят равновесные вероятности f_e набора ориентаций четырех соседних звеньев ($\gamma\alpha\beta\delta$), которые при наличии силы будут определяться не только относительными ориентациями звеньев, но и их абсолютными ориентациями по отношению к внешней силе. Зависимость \bar{w}_{x_j} от растягивающей силы входит в выражение (14) через $f_e(\gamma\alpha\beta\delta)$, тогда как w от силы не зависит. В \bar{w}_{x_i} вносят вклад только те конформации, в которых $\alpha=\pm 1$, а в $\bar{w}_{x_2}-\alpha=\pm 2$ и т. д. При растяжении происходит не только уменьшение полного числа свернутых изомеров ($\alpha\beta$), но и перераспределение их. Сначала будет убывать доля пар ($\alpha\beta$), не имею-

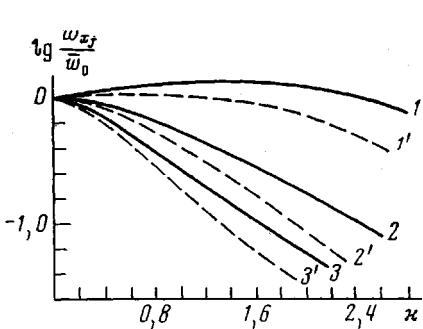


Рис. 2

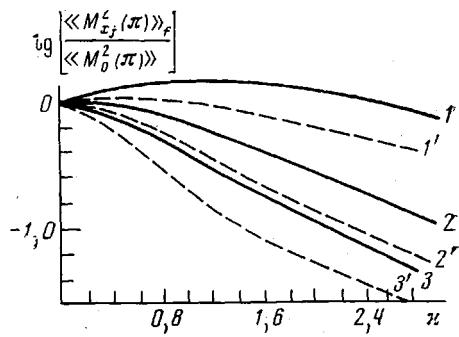


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость $\frac{\bar{w}_{x_j}}{\bar{w}_0}(1-3)$ и $\bar{w}_{x_2}/\bar{w}_0(1'-3')$ от $x=fl/kT$; $\bar{w}_0=\bar{w}_{x_j}|_{f=0}$. Здесь x на рис. 3-5 $q=1$ (1, 1'); 5 (2, 2') и 10 (3, 3')

Рис. 3. Зависимость $\langle\langle M_{x_j}^2(\pi) \rangle\rangle_f/\langle\langle M_0^2(\pi) \rangle\rangle$ (1-3) и $\langle\langle M_{x_2}^2(\pi) \rangle\rangle/\langle\langle M_0^2(\pi) \rangle\rangle$ (1'-3') от x ; $\langle\langle M_0^2(\pi) \rangle\rangle=\langle\langle M_{x_j}^2(\pi) \rangle\rangle|_{f=0}$

щих проекции на направление силы x_i . При малых силах доля пар (1 β , где $\beta\neq\pm 1$) будет даже возрастать. Лишь при больших силах начнется «вымораживание» пар (1 β). Поэтому изменение \bar{w}_{x_i} и \bar{w}_{x_2} с ростом f будет различным, что и отражает рис. 2, где представлены зависимости \bar{w}_{x_i} и \bar{w}_{x_2} от параметра $x=fl/kT$ для цепей различной жесткости (разные q). Отметим, что указанные различия будут наблюдаться только для трехмерной, а не для двумерной или одномерной моделей.

Времена релаксации. Теперь с помощью выражения (2) можно найти зависимость времен релаксации $\tau_{x_j}(\Psi)$ от f . Мы рассмотрим вид этой зависимости для двух времен из этого набора: минимального времени, отвечающего $\Psi=\pi$, и максимального, соответствующего $\Psi=\pi/N$. Время $\tau_{x_j}(\pi)$ характеризует релаксацию дипольного момента цепи с распределением дипольных моментов звеньев $\mu_k=\mu_0(-1)^k$ после выключения слабого электрического поля, направленного вдоль оси x_j (см. [3]). Зависимость $\tau_{x_j}(\pi)$ от x определяется поведением сомножителей в уравнении (2). Из выражения (9) следует, что $\lambda_{B(x_j)}(\pi)$ пропорционально среднему квадрату проекции дипольного момента цепи $\langle\langle M_{x_j}^2(\pi) \rangle\rangle_f$ на направление x_j . На рис. 3 представлены зависимости $\langle\langle M_{x_j}^2(\pi) \rangle\rangle_f$ от x для цепей различной жесткости. Сравнение кривых на рис. 2 и 3 показывает, что $\langle\langle M_{x_j}^2(\pi) \rangle\rangle_f$ и \bar{w}_{x_j} изменяются почти симбатно при изменении x . И та и другая величины определяются в конечном счете долей свернутых изомеров в цепи. (Дипольный момент вытянутого изомера при альтернировании знака дипольных моментов соседних звеньев в нашей модели равен нулю.) Поэтому $\tau_{x_j}(\pi)$ слабо зависят от x . Из рис. 4 видно, что $\tau_{x_i}(\pi)(a)$ и $\tau_{x_2}(\pi)(b)$ ($q>1$) слабо возрастают с ростом x , причем влияние жесткости цепи мало.

Максимальные времена $\tau_{x_j}(\pi/N)$ характеризуют релаксацию цепи под действием дополнительной слабой силы, растягивающей цепь за концы вдоль оси x_j . Из выражения (9) следует, что

$$\lambda_{B(x_j)}(\pi/N) \simeq \frac{\langle\langle h_{x_j}^2 \rangle\rangle_f - \langle\langle h_{x_j} \rangle\rangle_f^2}{N}, \quad (15)$$

где h_{x_j} — проекция вектора длины цепи h на направление x_j . В работе [1] были получены первые члены разложения $\lambda_{B(x_j)}(\pi/N)$ по κ и было показано, что эта величина убывает с ростом κ тем быстрее, чем жестче

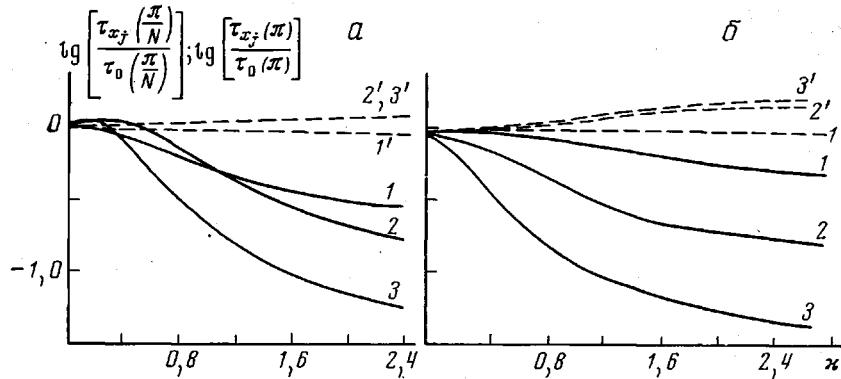


Рис. 4. Зависимость $\tau_{x_j}(\pi/N)/\tau_0(\pi/N)$ (1–3) и $\tau_{x_j}(\pi)/\tau_0(\pi)$ (1'–3') от κ ; $j=1$
(a) и 2 (b); $\tau_0(\pi/N)=\tau_{x_j}(\pi/N)|_{f=0}$

цепь. В нашей модели расчет дает такое поведение $\lambda_{B(x_i)}(\pi/N)$ только при больших κ (рис. 5). При малых $\lambda_{B(x_i)}(\pi/N)$ сначала несколько возрастает и лишь затем начинается спад. Такое аномальное поведение при малых κ связано с принятой в расчете фиксацией решетки относительно направления силы. Точный расчет требует учета всех возможных ориентаций решетки, на которой расположена цепь, относительно направления силы и усреднения по всем ориентациям.

При малых силах доминирующим механизмом является ориентация цепи как целого без существенного изменения ее конформации [7]. Фиксация решетки относительно силы недооценивает роль этого механизма. При больших силах начинается растяжение цепи и в этой области, и, как показано в [9], распределением ориентаций решетки относительно направления силы можно пренебречь. Поэтому полученные в нашей работе выводы в основном справедливы в области больших κ . Эта же причина вызывает и более медленный, чем предсказывает аналитическая теория [1] начальный спад $\lambda_{B(x_i)}(\pi/N)$ (рис. 5). Хотя \bar{w}_{x_j} также убывают с ростом κ , однако убыль $\lambda_{B(x_j)}(\pi/N)$ при больших силах происходит быстрее, и в результате $\tau_{x_j}(\pi/N)$ убывают с ростом κ тем быстрее, чем жестче цепь. Небольшое начальное увеличение $\tau_{x_i}(\pi/N)$ возникает из-за обсуждавшегося ано-

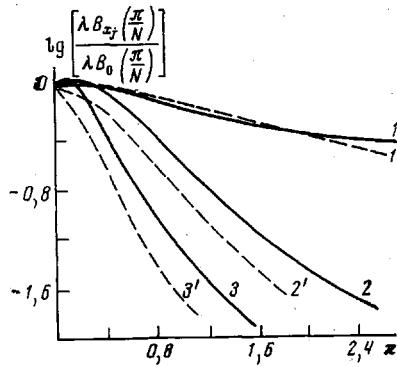


Рис. 5. Зависимость $\frac{\lambda_{B(x_j)}(\pi/N)}{\lambda_{B_0}(\pi/N)}$ (1–3) и $\frac{\lambda_{B(x_2)}(\pi/N)}{\lambda_{B_0}(\pi/N)}$ (1'–3') от $\kappa=fL/kT$

мального поведения $\lambda_{B(x_i)}(\pi/N)$ при малых силах. Можно показать, что при учете распределения ориентаций решетки относительно силы $\tau_{x_i}(\pi/N)$ будет монотонно убывать во всем интервале x . Полученные зависимости $\tau(x)$ можно легко пересчитать на зависимости τ от среднего растяжения цепи $d = \langle h_{x_i} \rangle_f / Nl$. Можно показать, что

$$\langle h_{x_i} \rangle_f = Nl[f_e(1) - f_e(-1)], \quad (16)$$

где $f_e(1)$ и $f_e(-1)$ — унарные функции распределения звеньев цепи (см. приложение). Используя зависимости $d(x)$ и $\tau(x)$, получаем зависимости $\tau(d)$.

Применение к сеточной модели блочного полимера. Изменение времен релаксации макромолекулы при ее растяжении может быть обнаружено в экспериментах по исследованию релаксационных свойств растянутых аморфных полимеров в высокоэластической области. В этой области внутримолекулярное движение сходно с движением в растворе, и межмолекулярное взаимодействие может быть описано введением эффективного коэффициента трения среды и эффективных узлов-запечатлений между макромолекулами [10]. Можно считать, что не только в сшитых, но и в не-сшитых аморфных полимерах существует макромолекулярная сетка, сохраняющаяся за время эксперимента. При растяжении полимера происходит деформация сетки, и цепи между узлами растягиваются за концы вдоль направления растяжения. Изменение времен релаксации этих цепей приведет к тому, что отклик растянутого полимера на внешнее возмущение будет отличаться от отклика нерастянутого образца. На основе полученных выше результатов для одной цепи можно сделать некоторые заключения о характере изменений релаксационных свойств полимера при его растяжении. Заметим, что мы рассматриваем только внутримолекулярный механизм влияния вытяжки цепи, связанный с ее ориентацией и изменением ее конформационного набора. При растяжении полимера могут происходить как деформации валентных углов и связей, так и изменения межмолекулярных взаимодействий, которые также будут проявляться в релаксационном поведении полимера.

Различные способы воздействия на полимер будут возбуждать разные времена релаксации из набора $\tau(\Psi)$ [11]. Если к равновесно растянутому полимеру приложено слабое дополнительное растягивающее усилие, то релаксация возникшей деформации будет происходить в основном с максимальными временами $\tau_{x_j}(\pi/N)$. Эти же времена будут определять температурно-частотное положение максимума потерь при периодическом механическом воздействии на полимер. Как показано, максимальные времена убывают с ростом растяжения. Поэтому при растяжении полимера будет происходить сдвиг максимума механических потерь в область более высоких частот (или низких температур). Возможно, что экспериментально наблюдаемое [12–14] понижение температуры максимума механических потерь в ряде полимеров при растяжении связано с рассмотренным механизмом.

Изменение минимальных времен релаксации цепи может проявляться в экспериментальных исследованиях диэлектрической релаксации растянутых полимеров с полярными группами, жестко связанными с основной цепью. Для рассмотренной в работе модели минимальные времена $\tau_{x_j}(\pi)$ практически не изменяются. Поэтому для сетки, состоящей из таких цепей, растяжение не будет приводить к смещению положения максимума дипольно-эластических потерь. Немногочисленные экспериментальные данные для таких полимеров указывают однако (см., например, [15]) на сдвиг максимума диэлектрических потерь в высокотемпературной области в сторону более высоких температур, т. е. на увеличение характерных времен диэлектрической релаксации. Эти различия между предсказаниями теории и экспериментом могут быть связаны с тем, что в нашей теории

не учтена поперечная составляющая дипольного момента цепи. Дипольный момент боковой группы может быть разложен на компоненты, направленные вдоль звеньев основной цепи (продольные составляющие), и на компоненту, перпендикулярную к скелету цепи (поперечная составляющая) [16]. Продольные компоненты альтернируют по знаку $\mu_k = \mu_0 (-1)^k$, и их релаксация описывается временами $\tau_j(\pi)$. Существуют основания предполагать [16], что и для времен, описывающих релаксацию поперечных составляющих, справедливы выражения вида (2), но в этом случае $\lambda_{B(\alpha_j)}(\Psi)$ будет пропорционально среднему квадрату проекции поперечной составляющей дипольного момента цепи. Эта величина мало меняется при растяжении и главную роль в изменении $\tau_{\text{попер}}$ будет играть уменьшение числа подвижных конформаций, определяющего кинетический фактор \bar{w}_{xj} . Поэтому «поперечные» времена будут возрастать при растяжении цепи, что и приводит к сдвигу максимума потерь в высокотемпературную или низкочастотную область. Несомненно, эти соображения необходимо подкрепить специальными исследованиями релаксационного поведения моделей с поперечными составляющими дипольных моментов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Равновесная вероятность ориентации α звена цепи (для достаточно длинной цепи не зависит от номера звена)

$$f_e(\alpha) = u_{1\alpha} v_{\alpha 1} \quad (\text{П1})$$

и вероятность пары $\alpha\beta$ для двух соседних звеньев (бинарная функция)

$$f_e(\alpha\beta) = \frac{g_{\alpha\beta}}{\Lambda} u_{1\alpha} v_{\beta 1}, \quad (\text{П2})$$

где $u_{1\alpha}$ и $v_{\beta 1}$ компоненты правого u_1 и левого v_1 собственных векторов матрицы $g_{\alpha\beta}$ (формула (5)), отвечающих максимальному собственному числу Λ матрицы [8]. В результате простых, но громоздких выкладок получим, используя условия нормировки унарных и бинарных функций

$$f_e(\alpha) = \begin{cases} \frac{4c^2(\Lambda - q/c^2)^2}{B} & \alpha = 1 \\ \frac{4(\Lambda - qc^2)^2}{Bc^2} & \alpha = -1 \\ \frac{(\Lambda - qc^2)^2(\Lambda - q/c^2)^2}{4B} & \alpha = \pm 2, \pm 3 \end{cases} \quad (\text{П3})$$

$$f_l(\alpha\beta) = \begin{cases} \frac{qe^2 f_e(1)}{\Lambda} & \alpha = \beta = 1 \\ \frac{q f_e(-1)}{\Lambda c^2} & \alpha = \beta = -1 \\ \frac{(\Lambda - qc^2) f_e(1)}{4\Lambda} & \alpha = 1; \beta \neq \pm 1 \\ \frac{(\Lambda - q/c^2) f_e(-1)}{4\Lambda} & \beta = 1; \alpha \neq \pm 1 \\ \frac{q f_e(2)}{\Lambda} & \alpha = \beta \neq \pm 1 \\ \frac{f_e(2)}{\Lambda} & \alpha \neq \beta, \alpha, \beta \neq \pm 1 \\ 0 & \alpha = -\beta, \end{cases} \quad (\text{П4})$$

сде $B=8(\Lambda^2+q^2)y-16q\Lambda+(\Lambda-q/c^2)^2(\Lambda-qc^2)^2$,

$$y = \frac{1}{2}(c+1/c).$$

Равновесные парциальные функции более высокого порядка выражаются через бинарные и унарные функции с помощью суперпозиционного соотношения [8]

$$f_e(\alpha\beta\gamma\dots\delta) = \frac{f_e(\alpha\beta)f_e(\beta\gamma)\dots f_e(\dots\delta)}{f_e(\beta)f_e(\gamma)\dots} \quad (\text{П5})$$

Для растянутой цепи коэффициенты матрицы B имеют вид [1]

$$B_{ps}(x_j)=\langle\langle (\mathbf{e}_p, \mathbf{x}_j) | \mathbf{e}_s, \mathbf{x}_j \rangle\rangle_f - \langle\langle (\mathbf{e}_p, \mathbf{x}_j) \rangle\rangle_f^2 \quad (\text{П6})$$

Можно показать, что B_{ps} имеют в данном случае вид (7), где

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{pa_1-r}{(a_1-a_2)(1-a_2)} \\ b_2 &= \frac{pa_2-r}{(a_2-a_1)(1-a_1)} \\ b_3 &= 2f_e(2) \\ p &= 4[f_e(12)+f_e(-12)] \\ r &= p-16 \left[\frac{f_e^2(12)}{f_e(1)} + \frac{f_e^2(-12)}{f_e(-1)} \right] - \frac{4}{f_e(2)} [f_e^2(12)+f_e^2(-12)] \end{aligned} \quad (\text{П7})$$

a_1 и a_2 удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} a_1+a_2 &= \frac{8qy+q+2}{\Lambda}-1 \\ a_1a_2 &= \frac{8q[4qy-\Lambda]}{\Lambda^2[\Lambda^2-8qy\Lambda+q^2]}+\frac{q^2}{\Lambda}, \end{aligned} \quad (\text{П8})$$

а

$$a_3=q/\Lambda$$

Институт высокомолекулярных
соединений АН СССР

Поступила в редакцию
15 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Я. Готлиб, А. А. Даринский, Высокомолек. соед., *A16*, 2296, 1974.
2. Ю. Я. Готлиб, А. А. Даринский, В кн. Механизмы релаксационных явлений в твердых телах, «Наука», 1972, стр. 220.
3. Ю. Я. Готлиб, А. А. Даринский, В кн. Релаксационные явления в полимерах, «Химия», 1972, стр. 283.
4. K. Iwata, M. Kurata, J. Chem. Phys., *50*, 4008, 1969.
5. P. H. Verdier, W. H. Stockmayer, J. Chem. Phys., *36*, 227, 1962.
6. P. H. Verdiere, J. Chem. Phys., *45*, 2118, 1966.
7. М. В. Волькенштейн, Конфигурационная статистика полимерных цепей, Изд-во АН СССР, 1959.
8. Т. М. Бирштейн, О. Б. Птицын, Конформации макромолекул, «Наука», 1964.
9. Т. М. Бирштейн, Ж. техн. физики, *28*, 2493, 1958.
10. J. D. Ferry, Viscoelastic properties of polymers, N. Y., 1970.
11. Ю. Я. Готлиб, Диссертация, 1970.
12. W. Sommer, Kolloid-Z., *167*, 97, 1959.
13. F. T. Wall, D. G. Müller, J. Polymer Sci., *13*, 157, 1954.
14. K. H. Illers, E. Jenkel, Kolloid-Z., *165*, 73, 1959.
15. M. Naoki, K. Nakajima, T. Nose, T. Hata, Polymer J., *6*, 283, 1974.
16. Ю. Я. Готлиб, А. А. Даринский, Высокомолек. соед., *A11*, 2400, 1969.