

УДК 541.64:539.199

**ЛОКАЛЬНАЯ ПОДВИЖНОСТЬ ПОЛИМЕРНОЙ ЦЕПИ, СОСТОЯЩЕЙ
ИЗ ЧЕРЕДУЮЩИХСЯ ЖЕСТКИХ И ГИБКИХ УЧАСТКОВ**

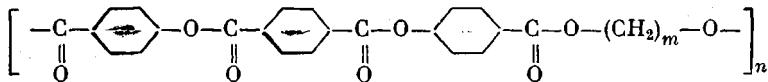
Готлиб Ю. Я., Клужин Л. И.

На простой динамической модели полимерной цепи, состоящей из чередующихся жестких массивных групп и гибких развязок, исследована зависимость ориентационной подвижности жесткого элемента цепи, характеризуемой частотой максимума потерь ω_m , от длины развязки. Рассмотрены случаи кинетически жестких и гибких развязок. Проведена оценка влияния на ω_m толщины развязки и локальных гидродинамических взаимодействий.

В последние годы значительное количество работ было посвящено изучению конформационных свойств и структуры полимеров, цепи которых состоят из регулярно чередующихся жестких и гибких участков [1–3]. Было показано, в частности, что удлинение гибких участков (развязок) приводит к увеличению статистической гибкости всей цепи и облегчает образование мезофазы. В работе [4] подвижность различных участков полимерной цепи подобного строения (в растворе) была экспериментально определена методом ЯМР для двух полимеров, различавшихся длиной гибкой развязки. Ориентационная подвижность выделенного жесткого участка цепи (мезогенной группы) оказалась одинаковой в обоих случаях.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию локальной подвижности полимерной цепи, состоящей из чередующихся жестких массивных групп и гибких развязок, в изотропном растворе или расплаве. Считается, что воздействие окружения на выделенный участок цепи сводится к вязкому трению и броуновским толчкам, а эффекты ориентационного упорядочения не рассматриваются. Вращательная подвижность жесткого элемента основной цепи (например, мезогенной группы) зависит как от параметров самого этого элемента (длины, коэффициентов вращательного и поступательного трения), так и от статистических и динамических свойств сочлененной с ним развязки. Приводит ли удлинение развязки также и к увеличению кинетической гибкости, т. е. подвижности цепи? Задача данной работы и состоит в оценке влияния развязки на подвижность жесткого элемента в зависимости от соотношения их размеров (длины и гидродинамической толщины).

Оценки динамических параметров для некоторых цепей. Типичный изученный на опыте полимер с мезогенными группами в основной цепи имеет следующее строение [2]:



Длина жесткого элемента $l_0 \approx 25 \text{ \AA}$, толщина $d_0 \approx 5 \text{ \AA}$. Время вращательной диффузии вокруг короткой оси для эллипсоида таких же размеров, находящегося в вязкой среде с $\eta = 1 \text{ cПз}$ при 300 K , $\tau_0 \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$.

Развязкой для жестких элементов служит алифатическая метиленовая цепь, состоящая из m звеньев (m меняется от 2 до 10). Контуарная длина развязки $L_1 \approx 2,5-12,5 \text{ \AA}$ (для $m=2$ и 10 соответственно) меньше длины мезогенной группы. Статистический сегмент метиленовой цепи $A_1 = -20,8 \text{ \AA}$ [5], откуда следует, что развязка является почти полностью вытянутой.

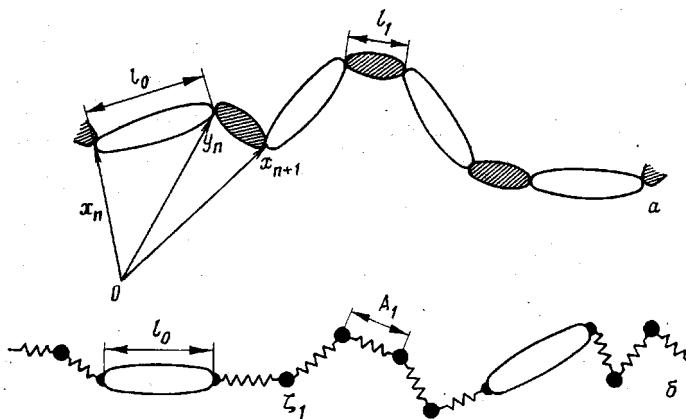


Рис. 1. Динамические модели полимерных цепей с кинетически жесткими (а) и гибкими развязками (б)

Гидродинамическая толщина развязки $d_1 \approx 5 \text{ \AA}$ практически равна толщине мезогенной группы. Характерное время вращательной диффузии развязки как целого (вокруг короткой оси) $\tau_1 \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ меньше, чем соответствующее время τ_0 для жесткого элемента. Оценка сделана для стержня длиной $L_1 = 12,5 \text{ \AA}$, толщиной $d_1 = 5 \text{ \AA}$ в среде с вязкостью 1 сПз при 300 К [6].

Скорость внутренних локальных движений в достаточно длинной метиленовой развязке определяется высотой барьера внутреннего вращения $U_1 \approx 14,5 \text{ кДж/моль}$ [5, 7]; соответствующее время τ_1^{int} превосходит τ_1 для цепочки длиной 10 звеньев в ~4 раза [8]. Таким образом, метиленовую развязку в хорошем приближении можно считать кинетически и термодинамически жесткой при всех $m=2-10$.

Высота барьера внутреннего вращения вокруг связи ---C---O--- в месте сочленения жесткого элемента и развязки точно неизвестна, однако обычно вращение вокруг связи C---O заторможено слабо [5, 9]. В работе [4] приведено очень большое значение энергии активации (31,5 кДж/моль) для времени спин-решеточной релаксации ядер ^{13}C , соседних с рассматриваемой связью $\text{---C---O---C}^{13}\text{---}$, но это значение может быть связано со

специфической динамической моделью, лежащей в основе формулы, по которой обрабатывали данные эксперимента.

Развязкой может служить также алифатическая оксиэтиленовая цепь $(\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{O})_m$ [2, 4]. В этом случае статистический сегмент $A_1 = 15 \text{ \AA}$ [7] и достаточно длинная (при $m \geq 4$) развязка в значительной степени свернута. Времена внутренних движений в такой цепи меньше, чем в метиленовой цепи: $\tau_1^{\text{int}} \approx 6 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ [9]. Время вращательной диффузии такой развязки как целого (при $m=4$, $\eta=1 \text{ сПз}$, 300 К) $\tau_1 = 4 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ больше, чем характерное время внутренних локальных движений τ_1^{int} . Таким образом, при $m \geq 4$ оксиэтиленовая развязка ведет себя, как статистически и кинетически гибкая.

Динамические модели цепи (рис. 1). В том случае, когда сочленение между жестким элементом и развязкой можно считать свободным, а времена внутренних локальных движений в развязке много больше времени вращательной диффузии ее как целого (кинетически жесткая развязка), исходную полимерную цепь можно моделировать свободносочлененной цепью, состоящей из чередующихся жестких элементов двух типов (рис. 1, а). Элемент длиной l_0 с коэффициентом поступательной диффузии D_0^{tr} и коэффициентом вращательной диффузии D_0^t моделирует мезогенную группу, а элемент длиной l_1 с коэффициентами поступательной и вращательной диффузии D_1^{tr} и D_1^t имитирует развязку. Степень свер-

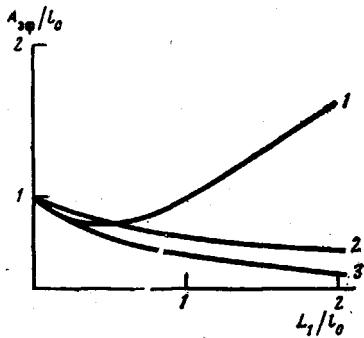


Рис. 2. Зависимость величины эффективного статистического сегмента модельной цепи A_{eff} от соотношения контурной длины развязки L_1 и длины жесткого элемента l_0 для жестких вытянутых развязок (1) и гибких развязок при $A_1 = 0,5 l_0$ (2) или $0,25 l_0$ (3)

нности кинетически жесткой развязки, ее гидродинамическая толщина и локальные гидродинамические взаимодействия могут быть учтены через параметры l_1 , D_1^{tr} и D_1^{rot} . Гидродинамические взаимодействия дальнего порядка не учитываются, поскольку их влияние на локальную подвижность невелико; кроме того, эти взаимодействия сильно экранируются в полуразбавленных и концентрированных растворах. Если контурная длина развязки L_1 не превышает размеров статистического сегмента (как для полимера с метиленовой развязкой), то в первом приближении можно моделировать развязку жестким стержнем ($l_1=L_1$). Суммарный коэффициент трения развязки $\zeta_1 = \frac{kT}{D_1^{\text{tr}}}$ будем полагать пропорциональным ее контурной длине L_1 , т. е. количеству мономерных звеньев m

$$\zeta_1 = \alpha_1 L_1, \quad (1)$$

где α_1 — коэффициент трения на единицу длины, зависящий от гидродинамической толщины развязки.

Величина эффективного статистического сегмента такой модельной цепи зависит от соотношения длин l_1 и l_0

$$A_{\text{eff}} = \frac{\langle h^2 \rangle}{L} = l_0 \frac{1 + (l_1/l_0)^2}{1 + l_1/l_0}. \quad (2)$$

При увеличении длины развязки от 0 до $l_1 \approx 0,42 l_0$ A_{eff} монотонно убывает от l_0 до $0,83 l_0$ (рис. 2). Случай $l_1 \rightarrow 0$ соответствует полимеру с минимальной длиной развязки, когда сочленение еще может считаться свободным. При дальнейшем увеличении l_1 длина статистического сегмента A_{eff} увеличивается, так что при $l_1 = l_0$ $A_{\text{eff}} = l_0$, а при $l_1 \gg l_0$ $A_{\text{eff}} \approx l_1$. Впрочем, столь жесткие и длинные звенья уже не могут считаться развязками.

Релаксационные свойства свободносочлененной цепи определяются ее диссипативной функцией R и наличием реакций жестких связей, описываемых с помощью уравнений Лагранжа первого рода [10]

$$R = \frac{1}{2} \xi \sum_i (\dot{x}_i^2 + \dot{y}_i^2) + \frac{1}{2} T_0 \sum_i (\dot{y}_i - \dot{x}_i)^2 + \frac{1}{2} T_1 \sum_i (\dot{x}_{i+1} - \dot{y}_i)^2, \quad (3)$$

где x_i и y_i — координаты узлов цепи (точек сочленения), а коэффициенты ξ , T_0 и T_1 выражаются через параметры элементов цепи [10]

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{1}{2} (\zeta_0 + \zeta_1) \\ T_0 &= \zeta_0 \left(D_0^{\text{tr}} / l_0^2 D_0^{\text{rot}} - \frac{1}{4} \right), \\ T_1 &= \zeta_1 \left(D_1^{\text{tr}} / l_1^2 D_1^{\text{rot}} - \frac{1}{4} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

где $\zeta_0 = kT/D_0$ и $\zeta_1 = kT/D_1$ – коэффициенты поступательного трения мезогенной группы и связки соответственно. Метод приближенного решения уравнений движения для однородной цепи был дан в работе [10] и может быть распространен на случай неоднородной цепи, состоящей из чередующихся звеньев разной длины и с разными коэффициентами трения. Получающаяся система уравнений движения аналогична уравнениям движения одномерного вязкоупругого кристалла с двумя степенями свободы в повторяющейся ячейке.

Подвижность выделенного элемента цепи, моделирующего мезогенную группу, характеризуется комплексной восприимчивостью $Z(i\omega)$ к воздействию периодической силы с частотой ω , приложенной к концам этого элемента [11]. Величину $Z(i\omega)$ находили из решения уравнений движения для проекций элементов цепи на выделенное направление при наличии внешней вынуждающей силы

$$\frac{Z(i\omega)}{Z(0)} = \frac{2K_0}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\psi [\xi i\omega + C_1(i\omega)(1 - \cos \psi)]}{\xi i\omega (\xi i\omega + 2C_0(i\omega) + 2C_1(i\omega)) + C_0 C_1 (1 - \cos \psi)}, \quad (5)$$

$$\text{где } C_n = K_n + i\omega \left(\frac{1}{4} \xi + \frac{3}{2} T_n \right); \quad K_n = \frac{3kT}{l_n^2}; \quad n=0, 1.$$

Величиной, характеризующей ориентационную подвижность выделенного элемента цепи, является частота ω_m , при которой мнимая часть комплексной восприимчивости $Z''(\omega)$ принимает максимальное значение, или характерное время $\tau_m = 1/\omega_m$.

Рассмотрим случай, когда характерное время внутренних локальных перестроек меньше времени вращательной диффузии связки как целого: $\tau_1^{int} < \tau_1$. Тогда за время τ_1 поворота связки ее конформация успевает существенно измениться, и связку, скорее, следует моделировать вязкоупругой гантелью, нежели жестким элементом. Если при этом контурная длина связки больше статистического сегмента, то связку можно представить в виде цепочки, состоящей из N гауссовых субцепей ($N \geq 2$), что позволяет учесть существование движений разного масштаба внутри связки (рис. 1, б). Размер одной субцепи полагаем равным размеру статистического сегмента A_1 , если участок связки такой длины уже кинетически гибкий. В этом случае более мелкомасштабными движениями внутри одного сегмента с временем порядка τ_1^{int} пренебрегаем, полагая, что их влияние на подвижность мезогенной группы мало, поскольку характерное время τ_1^{int} и собственное время вращательной диффузии жесткого элемента τ_0 отличаются очень сильно.

При указанном выборе размера субцепи контурная длина модельной цепи, изображающей связку, $L_1 = N A_1$ равна контурной длине реальной связки $m b_1$ (b_1 – длина мономерного звена, m – число звеньев), и их среднеквадратичные размеры совпадают. Размер эффективного статистического сегмента всей цепи

$$A_{\phi} = l_0 \frac{1 + N \left(\frac{A_1}{l_0} \right)^2}{1 + N \left(\frac{A_1}{l_0} \right)} = l_0 \frac{1 + \left(\frac{A_1}{l_0} \right) \frac{L_1}{l_0}}{1 + \frac{L_1}{l_0}} \quad (6)$$

монотонно убывает с ростом длины связки L_1 от $A_{\phi} = l_0$ до $A_{\phi} = A_1$ при $L_1 \rightarrow \infty$ (рис. 2).

Подвижность жесткого элемента, моделирующего мезогенную группу, будем, по-прежнему, характеризовать частотной зависимостью комплексной восприимчивости $Z(i\omega)$ и частотой ω_m максимума ее мнимой части. Для динамической модели с кинетически гибкой связкой $Z(i\omega)$ имеет вид

$$\frac{Z(i\omega)}{Z(0)} = \frac{2K_0}{\pi} \int_0^\pi d\psi \frac{\xi i\omega + K_1(1 - P(i\omega) - Q(i\omega) \cos \psi)}{S(i\omega, \psi)} \quad (7)$$

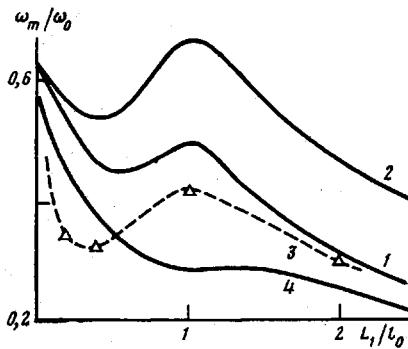


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость частоты ω_m максимума фактора потерь $Z''(\omega)$ для выделенного жесткого элемента — «мезогенной группы» от длины развязки L_1 в модели с кинетически жесткими развязками: 1, 2 — элементы цепи — гантели, $\alpha_1 = \xi_0/l_0, 1/2\xi_0/l_0$ соответственно; 3 — элементы цепи — эллипсоиды; 4 — развязка — жесткая свернутая перспективная цепь: $A_1 = 0,8 l_0, \alpha_1 = \xi_0/l_0, \omega_0$ — характерная частота для отдельного жесткого элемента, не включенного в цепь

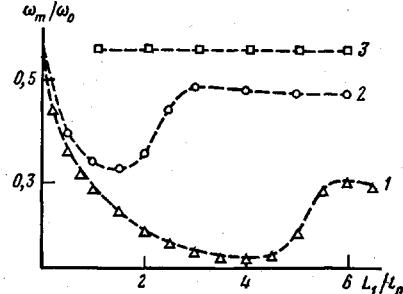


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость характерной частоты ω_m от длины развязки L_1 в модели с кинетически гибкими развязками при $A_1/l_0 = 1/4$ (1), $1/2$ (2), 1 (3). Во всех случаях $\alpha_1 = \xi_0/l_0$

Здесь $S(i\omega) = [i\omega\xi + (1 - P(i\omega) - Q(i\omega))K_1] [i\omega\xi + 2C_0(i\omega) + K_1(1 - P(i\omega) + Q(i\omega))] + 2Q(i\omega)C_0(i\omega)K_1(1 - \cos\psi)$

$$\left. \begin{aligned} P(i\omega) &= \frac{2}{N} \sum_{j=1}^{N-1} \sin^2 \frac{2\pi j}{N} \left(i\omega \frac{\xi_1}{K_1} + 2 \left(1 - \cos \frac{\pi j}{N} \right) \right)^{-1} \\ Q(i\omega) &= \frac{2}{N} \sum_{j=1}^{N-1} (-1)^{j+1} \sin^2 \frac{\pi j}{N} \left(i\omega \frac{\xi_1}{K_1} + 2 \left(1 - \cos \frac{\pi j}{N} \right) \right)^{-1} \end{aligned} \right\} \text{при } N \geq 2$$

$$\left. \begin{aligned} P=0 \\ Q=1 \end{aligned} \right\} \text{при } N=1; \quad K_1 = \frac{3kT}{A_1^2};$$

C_0, K_0 и ξ имеют прежний смысл.

Частотная зависимость комплексной восприимчивости $Z(i\omega)$ была рассчитана численно для двух различных моделей по формулам (5) и (7).

На рис. 3 приведена зависимость подвижности жесткого элемента, моделирующего мезогенную группу, от контурной длины развязки для случая кинетической жесткой развязки (рис. 1, а). Кривые 1 и 2 относятся к цепи, состоящей из жестких протекаемых гантелей ($\alpha_1 = \xi_0/l_0$ и $\alpha_1 = 1/2\xi_0/l_0$ соответственно). Для жесткой гантели $4D^{tr} = l^2 D^{rot}$, т. е. $T_1 = T_0 = 0$.

При одинаковой гидродинамической толщине элементов цепи подвижность жесткого элемента ведет себя с ростом длины развязки в соответствии с кривой 1. Подвижность (т. е. характерная частота $\omega_m = 1/\tau_m$) оказывается наибольшей при исчезающе коротких развязках ($L_1 \rightarrow 0$), затем она имеет небольшой локальный максимум, когда длина развязки примерно равна длине мезогенной группы, после чего монотонно падает с увеличением L_1 . Движению рассматриваемого жесткого элемента отвечает достаточно широкий спектр времен релаксации. Частота ω_m является усредненной по всему спектру характеристикой подвижности жесткого элемента. В спектре цепочки с короткими развязками имеются и очень малые времена (меньшие, чем в спектре однородной цепи, когда $L_1 = l_0$), однако для величины ω_m оказывается более существенным вклад тех времен спектра, которые отвечают движению повторяющейся единицы цепи, включающей в себя жесткий элемент и развязку. Ход зависимости $\omega_m(L_1/l_0)$ с увеличением длины развязки L_1 определяется наложением

двух факторов: «отягощением» мезогенной группы из-за роста внешнего трения развязки ζ , и ослаблением влияния соседней мезогенной группы, отделенной от рассматриваемого элемента развязкой.

Первый фактор приводит к уменьшению частоты ω_m : $\omega_m \sim \left(1 + \frac{\alpha_1 L_1}{\zeta_0}\right)^{-1}$. Второй фактор, т. е. разнесение соседних жестких

элементов, моделирующих мезогенные группы, приводит к увеличению их подвижности. Однако при малых L_1 влияние этого фактора очень слабое.

$(\omega_m \sim 1 + O\left[\left(\frac{L_1}{l_0}\right)^4\right])$ и становится заметным только при $L_1 \sim l_0$, чем и

объясняется локальный максимум ω_m в этой области. Дальнейшее увеличение длины развязки практически не меняет влияния соседней мезогенной группы на ω_m , и преобладающим вновь становится первый фактор. Обращает на себя внимание несовпадение времен τ_m при $L_1=0$ и при $L_1=l_0$. Это следствие исчезающего при предельном переходе $L_1 \rightarrow 0$ эффекта реакции жестких связей в бесконечно коротких развязках.

В том случае, когда развязка обладает меньшим удельным трением на единицу длины (кривая 2), первый фактор проявляется слабее, и значение ω_m в точке максимума при $L_1 \approx l_0$ становится больше.

Локальные гидродинамические взаимодействия могут быть учтены, если моделировать мезогенные группы и кинетически жесткие развязки непротекаемыми эллипсоидами. Значения ω_m для различных величин L_1/l_0 для этого случая приведены на рис. 3. Осевое отношение эллипсоида («мезогенной группы») $p=5$; толщина мезогенной группы и развязки считается одинаковой. Величины D^{tr} и D^{rot} вычисляли по известным формулам для эллипсоида [6]. Учет локальных гидродинамических взаимодействий не приводит к существенному отличию зависимости $\omega_m(L_1/l_0)$ от соответствующей зависимости для цепи из протекаемых жестких гантелей.

Влияние свернутости развязки при достаточно больших L_1 на величину ω_m может быть учтено, если коэффициенты диффузии развязки D_1^{tr} и D_1^{rot} и ее среднеквадратичный размер l_1 оценить на основе протекаемой персистентной модели [6]. Соответствующая зависимость $\omega_m(L_1/l_0)$ также приведена на рис. 3. Значения параметров соответствуют полимеру с метиленовой развязкой, обсуждавшемуся в начале работы: персистентная длина развязки $a_1=0,4l_0$; $\alpha_1=\zeta_0/l_0$; мезогенная группа моделируется эллипсоидом с осевым отношением $p=5$. При учете свернутости развязки вид зависимости $\omega_m(L_1/l_0)$ изменяется не очень сильно, но максимум при $L_1 \sim l_0$ менее выражен. В этой области развязка уже не вытянута и среднеквадратичное расстояние l_1 между соседними мезогенными группами меньше L_1 , так что их «тормозящее» влияние друг на друга (второй фактор) остается еще заметным.

При больших значениях L_1 в модели с кинетически жесткими развязками $\omega_m \sim L_1^{-1}$. Это связано с тем, что все трение такой развязки (пропорциональное L_1), оказывается нагруженным на мезогенную группу.

Зависимость ω_m от L_1/l_0 для модели с кинетически гибкими развязками приведена на рис. 4 для трех различных значений жесткости развязки A_1/l_0 (здесь также $\alpha_1=\zeta_0/l_0$). В случае $A_1 \neq l_0$ для данной модели также наблюдается немонотонность подвижности мезогенной группы как функции длины развязки, но положение максимума ω_m смещено в сторону больших L_1 ($L_1/l_0 \sim 4-6$). При $L_1 \rightarrow \infty$ частота ω_m стремится к некоторому конечному пределу; в этом предельном случае рассматриваемая модель переходит в модель гауссовых субцепей с включением, исследованную в работе [11]. В случае $A_1=l_0$ подвижность жесткой группы ω_m не меняется при увеличении числа сегментов развязки: длины и коэффициенты трения жесткой группы и сегмента развязки совпадают, так что цепь по своим релаксационным свойствам не отличается от однородной цепи.

При относительно небольших длинах развязки ($L_1 \leq l_0$) обе модели предсказывают уменьшение подвижности мезогенной группы с ростом

длины развязки; при дальнейшем увеличении L_1 поведение ω_m зависит от соотношения параметров полимерной цепи.

Интересно сравнить предсказания аналитической теории с экспериментальными данными работы [4]. Полимер, изучавшийся в этой работе, характеризуется следующими параметрами: длина жесткого элемента (терфенильной группы) $l_0 \approx 14 \text{ \AA}$; длина статистического сегмента развязки (оксиэтиленовой) $A_1 = 15 \text{ \AA}$; $A_1/l_0 \approx 1$; контурная длина развязки mb_1 (исследовали два образца с $m=4$ и 10):

$$\text{при } m=4 \quad L_1 = 15 \text{ \AA}, \quad L_1/l_0 = 1,$$

$$\text{при } m=10 \quad L_1 = 37,5 \text{ \AA}, \quad L_1/l_0 = 2,7.$$

Развязка кинетически гибкая, гидродинамическая толщина развязки и терфенильной группы одинакова.

Для модели с кинетически гибкими развязками, отвечающей данным значениям параметров, ω_m не зависит от L_1 при $L_1 > l_0$ (рис. 4, кривая 3).

Согласно экспериментальным данным, ориентационная подвижность терфенильной группы (для вектора, направленного вдоль длиной оси) при $m=4$ и 10 одинакова, что хорошо согласуется с теоретическим предсказанием, особенно если учесть качественный характер приведенных оценок.

Дальнейшее уточнение и развитие предлагаемых теоретических моделей должно быть направлено на учет заторможенности внутренних движений в развязке и на стыке между развязкой и жесткой массивной группой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Roviello A., Sirigu A. *Europ. Polymer J.*, 1979, v. 15, № 1, p. 61; *Macromolec. Chem.*, 1980, v. 181, № 9, p. 1799.
2. Билибин А. Ю., Шепелевский Л. А., Френкель С. Я., Скороходов С. С. Высокомолек. соед. Б, 1980, т. 22, № 10, с. 739.
3. Strzelach L., Van Luyen D. I. *Europ. Polymer J.*, 1980, v. 16, № 4, p. 299.
4. Tekely P., Laupretre F., Monnerie L. *Macromolecules*, 1983, v. 16, № 3, p. 415.
5. Флори П. Статистическая механика цепных молекул. М.: Мир, 1971.
6. Цветков В. Н., Эскин В. Е., Френкель С. Я. Структура макромолекул в растворах. М.: Наука, 1964.
7. Weber T. A., Helfand E. J. *Chem. Phys.*, 1979, v. 71, № 11, p. 4760.
8. Lyerla J. R., Horicawa T. T. *J. Phys. Chem.*, 1976, v. 80, № 10, p. 4106.
9. Stockmayer W. H. In: Int. Symp. on Macromolec. Helsinki, 1972.
10. Gotlib Yu. Ya., Darinsky A. A., Klushin L. I., Neelov I. M. *Acta Polymerica*, 1984, v. 35, № 2, p. 124.
11. Готлиб Ю. Я., Торчинский И. А. Высокомолек. соед. А, 1981, т. 23, № 5, с. 985.

Институт высокомолекулярных
соединений АН СССР

Поступила в редакцию
1.IV.1984

LOCAL MOBILITY OF THE POLYMER CHAIN CONSISTING OF ALTERNATING RIGID AND FLEXIBLE FRAGMENTS

Gotlib Yu. Ya., Klushin L. I.

Summary

For the simple dynamic model of the polymer chain consisting of the alternating rigid bulky groups and flexible fragments the dependence of the orientational mobility of the rigid element of the chain characterized by the frequency of the maximum of the loss factor ω_m on the length of the flexible fragment has been studied. The behaviour of the systems with kinetically rigid and flexible fragments is discussed. The influence of the thickness of the flexible fragment and local hydrodynamic interactions on ω_m is evaluated.