

ДЕЛЕНИЕ ОТКЛИКА ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ АМОРФНОГО ПОЛИМЕРА НА УПРУГИЙ, ВЯЗКИЙ И ВЯЗКО-УПРУГИЙ

В.М. Чернов

По аналогии с реакцией полимерного материала на механическое воздействие отклик ядерной спиновой системы на радиочастотные импульсы разделен на упругий, вязкоупругий и неупругий. Дан анализ экспериментов по измерению спадов поперечной намагниченности и времен ядерной магнитной релаксации T_1 , T_2 , T_{1p} и T_{2ef} . Показано, что в аморфных полимерах при высоких температурах в отклике спиновой системы усиливается упругая составляющая.

Ключевые слова: ядерная магнитная релаксация, упругий, вязкоупругий и неупругий отклики спиновой системы, спектр времен корреляции, намагниченность, импульс, солид-эхо.

Введение

Известно, что данные по ядерной магнитной релаксации в аморфных полимерах описываются теорией Бломбергера, Парселла и Паунда [1], модифицированной введением спектра времени корреляции (СВК) [2-6]. Форма СВК определяется динамикой движения полимерных молекул. Поэтому для получения детальной информации о характере этого движения необходимо как можно точно определять форму СВК. Первой целью данной работы является нахождение связи между поведением ядерной спиновой системы полимеров выше температуры стеклования в импульсном ЯМР-эксперименте и формой спектра времен корреляции. Аналогом СВК в релаксационной спектроскопии является спектр времен релаксации механического напряжения. В свою очередь, в релаксационной спектроскопии [7] отклик полимерного образца на механическое воздействие в зависимости от температуры и периода или времени действия нагрузки может оказаться либо упругим, либо неупругим (вязким), либо вязкоупругим. В связи с этим вторая цель нашего исследования заключается в том, чтобы показать, что отклик ядерной спиновой системы на импульсное воздействие радиочастотного поля также может быть разделен на упругий, вязкий и вязкоупругий. Такой подход позволит не только терминологически сблизить различные методы исследования, но и рассматривать их результаты с единых позиций.

Теория

Теоретическое рассмотрение начнем с предположения, что спиновая система однородна и описывается одним для всех ядерных спинов временем корреляции τ_c , то есть нормированная функция корреляции представляет собой простую экспоненту

$$F(t) = \exp(-t/\tau_c). \quad (1)$$

Предположим далее, что процесс модуляции диполь-дипольного взаимодействия ядер является гауссовым. Тогда нормированный спад поперечной намагниченности (СПН) $A_2(t)$ согласно [8] будет иметь вид:

$$A_2(t) = \exp \left[-\sigma^2 \tau_c^2 \left(\frac{t}{\tau_c} - 1 + e^{-\frac{t}{\tau_c}} \right) \right], \quad (2)$$

где σ^2 – второй момент жесткой решетки в частотных единицах. Функция (2) при $t < \tau_c$ является гауссовой

$$A_2(t) = \exp \left(-\frac{\sigma^2 t^2}{2} \right), \quad (3)$$

а при $t > \tau_c$ – экспоненциальной

$$A_2(t) = \exp \left(-\frac{t}{T_2} \right), \quad (4)$$

где $T_2 = 1/(\sigma^2\tau_c)$. Вид функции (2) приведен на рис. 1. Переход от гауссовой формы к экспоненциальной, как видно из рис. 1, происходит в момент $t = \tau_c$ (в полулогарифмическом масштабе гауссова кривая представляет собой параболу, а экспонента – прямую). Гауссова форма СПН характерна для твердого (неупорядоченного) тела [6, 9], а экспоненциальная – для жидкости. Также как и при рассмотрении реакции материала на механическое воздействие отклик спиновой системы при малых временах наблюдения, когда $t < \tau_c$, будем считать упругим, а при больших, когда $t > \tau_c$ – неупругим или вязким.

Теперь выясним, как ведет себя спиновая система при действии твердотельных последовательностей импульсов (ТПИ) $90^\circ - \tau - 90^\circ_{90}$ и MW-4: $90^\circ_0 - \tau - (90^\circ_{90} - 2\tau)_n$, где τ – интервал времени между радиочастотными импульсами, n – количество циклов, подстрочный индекс – фаза высокочастотного поля в градусах. В твердых телах такие последовательности импульсов вызывают появление сигналов солид-эхо [10], а в жидкостях нет. Согласно [11], время T_{2ef} , характеризующее затухание огибающей сигналов в последовательности MW-4, определяется выражением

$$\frac{1}{T_{2ef}} = \sigma^2\tau_c \left(1 - \frac{\tau_c}{\tau} \operatorname{th} \frac{\tau}{\tau_c} \right). \tag{5}$$

Из (5) следует, что при коротких раздвижках между импульсами, когда $\tau < \tau_c$, благодаря возникновению сигналов солид-эхо, время $T_{2ef} > T_2$ ($T_2 = (\sigma^2\tau_c)^{-1}$) и зависит от τ . Напротив, при больших раздвижках между импульсами, когда $\tau > \tau_c$, сигналов солид-эхо не возникает, время $T_{2ef} = T_2$ и не зависит от τ . С учетом выражения (2) делаем заключение, что сигналы солид-эхо возникают только в том случае, когда второй импульс ставится на гауссову часть СПН, и отсутствуют, когда второй импульс достаточно удален от первого, и СПН имеет экспоненциальную форму. В терминах, принятых в релаксационной спектроскопии, возникновение сигналов солид-эхо, равно как и зависимость T_{2ef} от интервала τ при $\tau < \tau_c$, соответствует упругому, в то время как отсутствие солид-эхо при $\tau > \tau_c$ – неупругому отклику спиновой системы.

Аналогичное разделение отклика спиновой системы на упругий и неупругий можно сделать и для времен спин-решеточной релаксации как в лабораторной T_1 , так и во вращающейся системах координат $T_{1\rho}$. В таблице произведена систематизация откликов спиновой системы в различных импульсных ЯМР-экспериментах. В этой таблице ω_0 и ω_1 – резонансная частота в лабораторной и вращающейся системах координат, соответственно.

Таблица

Деление отклика ядерной спиновой системы на упругий и неупругий при движении, характеризуемом одним временем корреляции τ_c

Вид или параметр отклика	Характер отклика	
	упругий (условие)	неупругий (условие)
$T_1, T_{1\rho}$ T_{2ef} T_2	$T_{1,1\rho} \sim \omega_{0,1}^2\tau_c$ ($\omega_{0,1}\tau_c > 1$) $T_{2ef} \sim \tau_c/\tau^2$ ($\tau_c > \tau$) $T_2 = \text{const}$ ($\tau_c > \sigma^{-1}$)	$T_{1,1\rho} \sim \tau_c^{-1}$ ($\omega_{0,1}\tau_c < 1$) $T_{2ef} \sim \tau_c^{-1}$ ($\tau_c < \tau$) $T_2 \sim \tau_c^{-1}$ ($\tau_c < \sigma^{-1}$)
форма $A_2(t)$	гауссова ($t < \tau_c$)	экспоненциальная ($t > \tau_c$)
наличие сигнала солид-эхо	есть ($\tau_c > \tau$)	нет ($\tau_c < \tau$)

Перейдем к рассмотрению поведения ядерной спиновой системы при движении, описываемом непрерывным спектром времен корреляции. В литературе имеются данные о поведении времен ядерной магнитной релаксации при введении в рассмотрение спектров времен корреля-

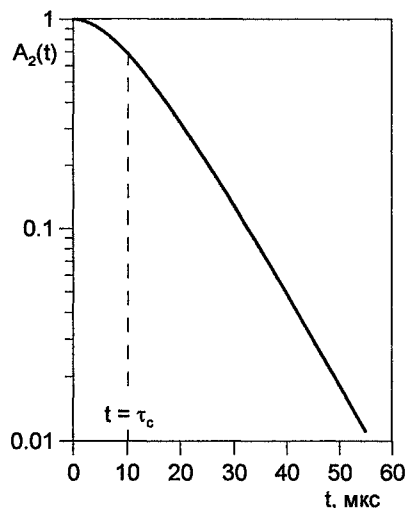


Рис. 1. Спад поперечной намагниченности $A_2(t)$, построенный согласно (2) в полулогарифмическом масштабе. $\sigma^2 = 10^{10} \text{c}^{-2}$

ции той или иной формы [2-4]. Однако анализ влияния спектров времен корреляции на спад поперечной намагниченности в литературе отсутствует. Поэтому исследование связи формы СВК с формой спада поперечной намагниченности проведем в данной работе. Параллельно с этим рассмотрим вопрос о влиянии спектра времен корреляции на отклик спиновой системы при действии твердотельных последовательностей.

Как и прежде будем исходить из того, что модуляция ядерного диполь-дипольного взаимодействия является гауссовой и спиновая система однородна. Однако теперь в отличие от (1) функция корреляции является неэкспоненциальной и имеет вид

$$F(t) = \int_0^{\infty} G(\tau_c) \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) d\tau_c, \quad (6)$$

где $G(\tau_c)$ – нормированная функция распределения времен корреляции. С учетом принятых предположений СПН примет вид:

$$A_2(t) = \exp\left[-\int_0^{\infty} G(\tau_c) \sigma^2 \tau_c^2 \left(\frac{t}{\tau_c} - 1 + e^{-\frac{t}{\tau_c}}\right) d\tau_c\right]. \quad (7)$$

Разобьем шкалу времен корреляции на сколь угодно малые, но равные участки $\delta\tau_c$ и перепишем функцию (7) в виде:

$$A_2(t) = \exp\left[-\sum_i \int_{\tau_{ci}}^{\tau_{ci} + \delta\tau_c} G(\tau_c) \sigma^2 \tau_c^2 \left(\frac{t}{\tau_c} - 1 + e^{-\frac{t}{\tau_c}}\right) d\tau_c\right]. \quad (8)$$

Положим далее, что функция

$$R = \sigma^2 \tau_c^2 \left(\frac{t}{\tau_c} - 1 + e^{-\frac{t}{\tau_c}}\right)$$

является ступенчатой: изменяется скачком в точках τ_{ci} , но в пределах каждого интервала $\delta\tau_c$ остается неизменной. Тогда после введения обозначения

$$p_i = \int_{\tau_{ci}}^{\tau_{ci} + \delta\tau_c} G(\tau_c) d\tau_c \quad (9)$$

функция (6) преобразуется к виду

$$A_2(t) \approx \exp\left[-\sigma^2 \sum_i p_i \tau_{ci}^2 \left(\frac{t}{\tau_{ci}} - 1 + e^{-\frac{t}{\tau_{ci}}}\right)\right]. \quad (10)$$

Перепишем (10) в более удобной для анализа форме

$$A_2(t) \approx \prod_i A_{2i}(t), \quad (11)$$

где

$$A_{2i}(t) = \exp\left[-p_i \sigma^2 \tau_{ci}^2 \left(\frac{t}{\tau_{ci}} - 1 + e^{-\frac{t}{\tau_{ci}}}\right)\right]. \quad (12)$$

Согласно (11) СПН состоит из произведения различных по форме компонент $A_{2i}(t)$. Компоненты, для которых $p_i \sigma^2 \tau_{ci}^2 > 1$, имеют гауссову форму, а компоненты с $p_i \sigma^2 \tau_{ci}^2 < 1$ затухают по экспоненциальному закону. В итоге, результирующая функция $A_2(t)$ имеет форму, промежуточную между гауссовой и экспоненциальной. С точки зрения релаксационной спектроскопии СПН обладает одновременно как упругими, так и неупругими свойствами, то есть является вязкоупругим.

Гауссовы компоненты – сомножители произведения (11), отражающие твердотельные или упругие свойства спиновой системы, при действии ТПИ образуют сигналы солид-эхо. При этом время затухания огибающей сигналов солид-эхо каждой i -той компоненты T_{2efi} превышает время T_{2i} этой же компоненты и зависит от временного интервала между импульсами τ ($T_{2efi} \sim \tau^2$), что соответствует упругому отклику. Напротив, экспоненциальные сомножители спада (11) отража-

ют жидкостные или неупругие свойства спин-системы. Поэтому при действии ТПИ возникающий сигнал совпадает с СПН (то есть $T_{2ef} = T_{2i}$) и время T_{2i} не зависит от τ . Результирующая огибающая сигналов солид-эхо, представляющая собой вязкоупругий отклик, будет затухать по закону $T_{2ef} \sim \tau^{-\alpha}$, где α (в зависимости от формы СВК) заключено в пределах от 0 до 2. Из изложенного выше следует, что сигналы солид-эхо возникают только в том случае, когда второй импульс в ТПИ прикладывается в такой момент времени, когда спад поперечной намагниченности после первого импульса имеет гауссовоподобную форму.

Представим спектр $G(\tau_c)$ в форме $F(S)$, где

$$S = \ln(\tau_c/\tau_{c0}), \quad (13)$$

τ_{c0} – наивероятнейшее время корреляции. При этом $G(\tau_c)d\tau_c = F(S)dS$ и $F(S) = \tau_c G(\tau_c)$. Теперь покажем, как форма СПН связана с формой таких спектров времен корреляции, которые со стороны больших времен корреляции содержат медленнозатухающее крыло. Такими свойствами обладают спектры Фуосса–Кирквуда, Кола–Кола и Гаврильяка–Негами. На таком крыле функция распределения имеет вид

$$F(S) \sim e^{-\beta S}, \quad (14)$$

где β , являясь, с одной стороны, параметром ширины спектра, определяет скорость затухания этого крыла. Расчет, проведенный нами для спада поперечной намагниченности согласно (7) при наличии спектров Фуосса–Кирквуда, Кола–Кола и Гаврильяка–Негами в случае, когда $\tau_{c0}^2 \sigma^2 \ll 1$, дал

$$A_2(t) \approx \exp \left[-a\sigma^2 \left(\frac{2 \lg 2}{\pi} \right)^{1-\beta} \tau_{c0}^\beta t^{2-\beta} \right]. \quad (15)$$

где $a = 1, \sin(\beta\pi/2)$ и $\delta \sin(\beta\pi/2)$ для спектров Фуосса–Кирквуда, Кола–Кола и Гаврильяка–Негами, соответственно; δ – второй параметр ширины в спектре Гаврильяка–Негами.

Согласно (15) при увеличении β от 0 до 1, соответствующем переходу от бесконечно широкого спектра к бесконечно узкому, форма СПН изменяется от гауссовой до экспоненциальной. Если определить время T_2 , как время уменьшения $A_2(t)$ в e раз от своего начального значения $A_2(0)$, то из (15) получим, что

$$T_2 \sim \tau_{c0} \frac{\beta}{2-\beta}. \quad (16)$$

Как известно [2], параметр β определяет частотную зависимость параметров T_1 , $T_{1\rho}$ и T_{2ef} , а именно, при выполнении условий $\omega_0 \tau_{c0} \ll 1$, $\omega_1 \tau_{c0} \ll 1$, $\tau_{c0} \ll \tau$ соответственно имеет место

$$T_1 \sim \omega_0^{1-\beta} \tau_{c0}^{-\beta}, \quad T_{1\rho} \sim \omega_1^{1-\beta} \tau_{c0}^{-\beta}, \quad T_{2ef} \sim \tau^{\beta-1} \tau_{c0}^{-\beta}. \quad (17)$$

Из (15) и (17) следует, что форма СВК, определяемая параметром β , оказывается однозначно связанной как с формой СПН, так и с частотными зависимостями времен релаксации T_1 , $T_{1\rho}$ и T_{2ef} . Кроме того, из соотношений (15)–(17) следует, что форма спектра определяет зависимость параметров T_1 , $T_{1\rho}$, T_{2ef} и T_2 от τ_{c0} и, следовательно, от температуры. Очевидно, что если СВК может быть представлен зависимостью (14) с изменяющимся вместе с S значением β , то соответствующие изменения произойдут как в частотных и температурных зависимостях времен релаксации T_1 , $T_{1\rho}$, T_{2ef} и T_2 , так и в форме СПН. В практическом плане важно то, что параметр β , определяющий кривизну СПН в момент времени τ – момент приложения второго 90°-ного импульса в последовательности MW-4, определяет и наклон зависимости $\lg T_{2ef}(\lg \tau)$ в тот же самый момент τ . Легко показать, что при наличии спектров времен корреляции, имеющих быстро затухающие низкочастотные крылья (спектр Кола–Давидсона, прямоугольный и log-гауссовый спектры), когда $\tau_{c0}^2 \sigma^2 \ll 1$, сигналы солид-эхо образовываться не должны, а СПН должен иметь экспоненциальную форму.

Обобщая литературные данные и используя результаты нашего исследования, мы составили перечень характерных особенностей поведения ядерной намагниченности при одновременном выполнении условий $\tau_{c0}^2 \sigma^2 \ll 1$, $\omega_0 \tau_{c0} \ll 1$, $\omega_1 \tau_{c0} \ll 1$ в зависимости от формы низкочастотного крыла спектра времен корреляции. При наличии СВК с медленно затухающим низкочастотным крылом вида (14) (спектры Фуосса–Кирквуда, Кола–Кола, Гаврильяка–Негами) отклик является вязкоупругим и имеют место: а) частотная зависимость (дисперсия) времен релаксации T_1 , $T_{1\rho}$ и T_{2ef} ; б) зависимость между временами релаксации T_1 , $T_{1\rho}$, T_{2ef} , T_2 и обратным временем корреляции τ_{c0}^{-1} не является прямо-пропорциональной, в) гауссовоподобная форма СПН; г) возникнове-

ние сигналов солид-эхо при действии ГПИ; д) отсутствие равенства между временами релаксации T_1 , $T_{1\rho}$, T_{2ef} , T_2 , а именно: $T_2 < T_{1\rho} < T_1$ или $T_2 < T_{2ef} < T_1$. Для спектров же с крутым низкочастотным крылом (спектр Кола–Давидсона, прямоугольный и лог-гауссовый спектры) отклик является неупругим и в этом случае: а) отсутствует дисперсия времен релаксации T_1 , $T_{1\rho}$ и T_{2ef} и их равенство друг другу; б) наблюдается прямо-пропорциональная зависимость между временами T_1 , $T_{1\rho}$ и T_{2ef} и τ_{c0}^{-1} ; в) СПН экспоненциален; г) сигналов солид-эхо не возникает. Для иллюстрации изложенного выше на рис. 2 приведены результаты расчета функции спада поперечной намагниченности $A_2(t)$ и релаксационной функции продольной намагниченности в условиях спин-локинга $A_{1\rho}(t)$ для спектров лог-прямоугольного и Фуосса–Кирквуда одинаковой ширины на полувысоте при условии, что $\tau^2_{c0}\sigma^2 \ll 1$.

Сравнение с экспериментом

Теперь проанализируем результаты экспериментов, проведенных нами ранее [5, 9, 14], и изучим действие твердотельных последовательностей импульсов в аморфных полимерах: полиизобутилене (ПИБ) с молекулярной массой $\bar{M} \approx 2 \cdot 10^5$, натуральном каучуке (НК) с $\bar{M} \approx 10^6$ и цис-1,4-полибутадиене (ПБД) с $\bar{M} \approx 10^5$ в широком температурном диапазоне – от температуры стеклования до температур, при которых полимеры находятся в высокоэластическом состоянии.

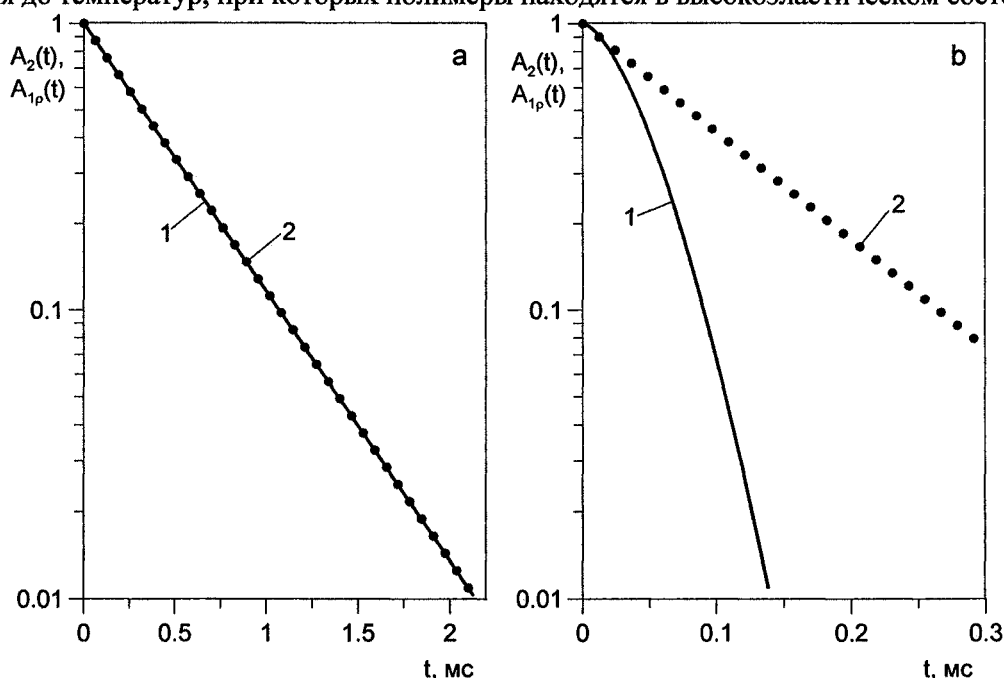


Рис. 2. Спад поперечной намагниченности $A_2(t)$ (1) и релаксационная функция продольной намагниченности $A_{1\rho}(t)$ (2) в условиях спин-локинга ($\omega_1 = 2,67 \cdot 10^4$ рад/с) для двух спектров времен корреляции одинаковой ширины на полувысоте: лог-прямоугольного (рис. 2а) с $lq\Delta = 2$ и Фуосса–Кирквуда (рис. 2б) с $\beta = 0,42$, $\sigma^2 = 10^{10}$ с⁻², $\tau_{c0} = 10^{-7}$ с.

Во всех изученных объектах во всем исследуемом интервале температур при действии ГПИ возникают сигналы солид-эхо, наблюдается дисперсия времен релаксации T_1 , $T_{1\rho}$ и T_{2ef} на высокотемпературной ветви минимумов T_1 , $T_{1\rho}$ и (или) T_{2ef} . При низких температурах зависимость времен $T_{1\rho}$ и T_{2ef} от частоты слабая с параметром β в (14), имеющим значения 0,7, 0,8 и 0,8 для ПИБ, НК и ПБД, соответственно. Время T_1 такую слабую зависимость от частоты имеет на всем протяжении высокотемпературной ветви минимума. При более высоких температурах в достаточно широком диапазоне частотная зависимость $T_{1\rho}$ и T_{2ef} становится более сильной, чему отвечает меньшее, чем ранее значение параметра β : 0,5, 0,5 и 0,55 для ПИБ, НК и ПБД, соответственно. Усиление частотных зависимостей времен релаксации $T_{1\rho}$ и T_{2ef} в согласии с (17) и (16) коррелирует с ослаблением температурных зависимостей $T_{1\rho}$ и T_{2ef} и T_2 , построенных в аррениусовых координатах. Как и следовало ожидать, вызванное уменьшением параметра β ослабление температурного наклона времени T_2 сопровождается тем, что СПН принимает ярко выраженную гауссовоподобную форму. Значения β , вычисленные из СПН согласно (16) при температурах, когда зависимость $T_2(T)$ ослабевает (после излома на температурной зависимости T_2), равны 0,45, 0,5 и 0,6 для ПИБ, НК и ПБД, соответственно, и практически совпадают со значениями, полученными

из дисперсионных зависимостей $T_{1\rho}$ и T_{2ef} и приведенными выше. Имеющие место при высоких температурах факты уменьшения параметра β , усиления частотных зависимостей времен релаксации $T_{1\rho}$ и T_{2ef} , ослабления температурных зависимостей $T_{1\rho}$, T_{2ef} и T_2 и появления ярко выраженной гауссовоподобной формы СПН свидетельствуют об усилении упругой составляющей в вязкоупругом отклике спиновой системы полимерных образцов и об ослаблении степени затухания спектра времен корреляции при увеличении S . Это подтверждают СВК, построенные на основе данных по ЯМР-релаксации в образцах ПИБ и цис-1,4-полиизопрена с $\bar{M} \approx 10^6$ в работах [5, 14], приведенные на рис. 3 и 4. Приведенные СВК очень похожи на спектры времен релаксации механического напряжения H_L [12], которые также содержат излом на низкочастотной ветви.

В заключении отметим, что это исследование было основано на предположении, что спиновая система является однородной, хотя данные импульсного ЯМР-эксперимента указывают на элементы неоднородности [9, 13], проявляющиеся, в частности, в появлении медленнозатухающих неэкспоненциальных участков в конце спадов поперечной намагниченности. Однако эта неоднородность не сказывается на временах релаксации T_1 , $T_{1\rho}$, T_{2ef} и, как показано в [5, 14], в первом приближении при описании начальной формы СПН и определении времени T_2 ею можно пренебречь.

$\lg F(S)$

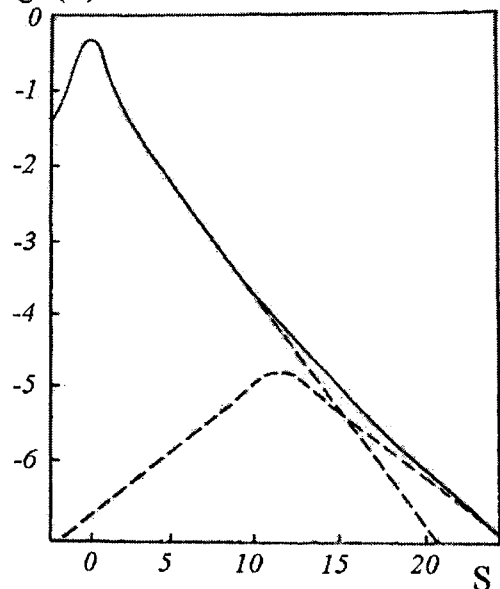


Рис. 3. Спектр времен корреляции, полученный в [5] подгонкой теоретических T_2 , T_1 и $T_{1\rho}(\omega)$ под экспериментальные для образца ПИБ с $\bar{M} \approx 2 \cdot 10^5$. СВК составлен из двух спектров с параметрами β , равными 0,7 и 0,4, и сдвинутыми друг относительно друга на $\Delta S = 11,5$

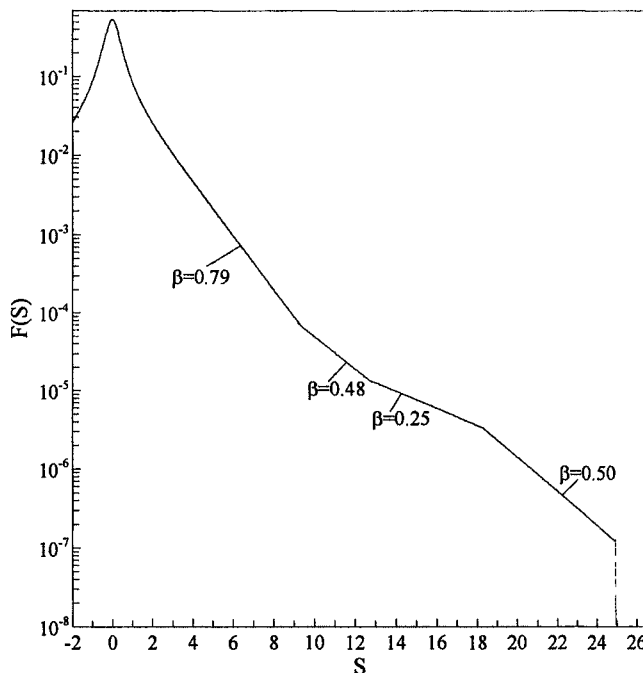


Рис. 4. Спектр времен корреляции, полученный в [14] подгонкой теоретических T_2 , T_1 и $T_{2ef}(\tau^{-1})$ под экспериментальные для образца цис-1,4-полиизопрена с $\bar{M} \approx 10^6$

Выводы

1. Показано, что отклик спиновой системы полимерного образца может быть разделен на упругий, неупругий и вязкоупругий в зависимости от времени наблюдения и расстояния между радиочастотными импульсами в последовательности MW-4 и сопоставлен с определенной степенью затухания спектра времен корреляции молекулярных движений.

2. Проведем анализ результатов импульсных ЯМР-экспериментов, выполненных в гибкоцепных полимерах высокой молекулярной массы выше температуры стеклования с точки зрения вязкоупругого поведения отклика спиновой системы. Установлено, что дисперсионные и температурные зависимости времен релаксации $T_{1\rho}$, T_{2ef} , форма и время спада поперечной намагниченности проявляют упругое и вязкоупругое поведения. При высоких температурах, когда полимерные образцы переходят в высокоэластическое состояние, в отклике спиновой системы усиливается упругая составляющая. Этому переходу в спектре времен корреляции соответствует переход к медленному затуханию.

Автор признателен проф. В.Д. Федотову и проф. А.И. Маклакову за ценные замечания и полезную дискуссию.

Литература

1. Bloembergen, N. Relaxation effects in nuclear magnetic resonance absorption / N. Bloembergen, E.M. Purcell, P.W. Pound // Phys. Rev. - 1948. - Vol. 73, № 7. - P. 679-719.
2. Connor, T.M. Distribution of correlation times and their effect on the comparison of molecular motion derived from nuclear spin-lattice and dielectric relaxation / T.M. Connor // Trans. Faraday Soc. - 1964. - Vol. 60, № 507. - P. 1574-1591.
3. Григорьев, В.П. Ширина линии ЯМР с учетом распределения времен корреляции / В.П. Григорьев, А.И. Маклаков // Высокомолек. соед. А. - 1973. - Т. 15. - № 11. - С. 2576-2578.
4. Григорьев, В.П. Изучение спектра времен корреляции в полимерах по спаду свободной ядерной индукции / В.П. Григорьев, А.И. Маклаков, В.С. Деринский // Высокомолек. соед. Б. - 1974. - Т. 16, № 10. - С. 737-738.
5. Чернов, В.М. Ядерная магнитная релаксация и природа распределения времен корреляции сегментального движения в каучуках / В.М. Чернов, В.Д. Федотов // Высокомолек. соед. А - I 1981. - Т. 23, № 4. - С. 932-942.
6. Бартенев, Г.М. Физика полимеров / Г.М. Бартенев, С.Я. Френкель - Л.: Химия, 1990. - 432 с.
7. Бартенев, Г.М. Курс физики полимеров / Г.М. Бартенев, Ю.В. Зеленев - Л.: Химия, 1976. - 288 с.
8. Anderson, P.W. Exchange narrowing in paramagnetic resonance / P.W. Anderson, P.R. Weiss // Revs. Mod. Phys. - 1953. - Vol. 25, № 1. - P. 269-276.
9. Федотов, В.Д. Влияние медленных молекулярных движений на затухание поперечной ядерной намагниченности в аморфных полимерах / В.Д. Федотов, В.М. Чернов, Т.Н. Хазанович // Высокомолек. соед. А. - 1978. - Т. 20, № 4. - С. 919-926.
10. Хеберлен, У. ЯМР высокого разрешения в твердых телах / У. Хеберлен, М. Меринг - М.: Мир, 1980. - 504 с.
11. Grtinder, W. Measung langsamer termischer Bewegungen in Festkorpren mit NMR-Impulsverfahren / W. Grtinder // Wiss. Zs. Karl-Marx-Univ.Leipzig Math. Naturw. - 1974. - Vol. 23, № 5. - P. 466-478.
12. Ферри, Дж. Вязкоупругие свойства полимеров / Дж. Ферри - М.: ИЛ, 1963. - 534 с.
13. Kimmich, R. Polymer Chain Dynamics and NMR / R. Kimmich R., N. Fatkullin // Adv. Polym. Sci. - 2004. - Vol. 170. - P. 1-113
14. Чернов, В.М. Исследование медленных молекулярных движений в полиизопреновых каучуках различных молекулярных масс / В.М. Чернов, Г.С. Краснопольский // Сб. статей: Структура и динамика молекулярных систем (www.sdms.ksu.ru), Яльчик. - 2007. - С. 323-328.

Поступила в редакцию 19 августа 2008 г.

DIVIDING OF NUCLEAR SPIN SYSTEM RESPONSE OF AMORPHOUS POLYMERS ON ELASTIC, VISCID AND VISCOELASTIC ONES

Nuclear spin system response on radio-frequency pulses can be elastic, viscoelastic and non-elastic by analogy with the polymer material reaction on mechanical influence. We provide an analysis of experimental data on transverse magnetization decay and nuclear magnetic relaxation times T_1 , T_2 , $T_{1\rho}$ and T_{2ef} . It is achieved that the elastic component is amplified in the spin system response in amorphous polymers at high temperatures.

Keywords: nuclear magnetic relaxation, elastic, viscoelastic and non-elastic responses of spin system, spectrum of correlation times, magnetization, pulse, solid-echo.

Chernov Vladimir Mikhailovich - Cand. Sc. (Physics and Mathematics), Associate Professor, Radiophysics and Electronics Department, Chelyabinsk State University.

Чернов Владимир Михайлович - кандидат физико-математических наук, доцент, кафедра радиофизики и электроники, Челябинский Государственный университет.

e-mail: chernov@csu.ru