

УДК 541.64 : 539.199 : 537.226

## О ВОЗМОЖНОЙ РОЛИ ПРОВОДЯЩИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЦЕПЕЙ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОЛИАЦЕНХИНОНОВ

*Афанасьев Н. В., Афанасьева Р. В., Ермакова Т. Г.,  
Лопырев В. А.*

Анализ диэлектрических спектров полиаценхинонов с помощью метода круговых диаграмм дает основание предполагать наличие четырех областей дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости. Обсуждаются соответствующие механизмы поляризации. Зависимость диэлектрической проницаемости от напряженности электрического поля в одной из областей может быть описана предложенной авторами моделью поляризации проводящих молекулярных цепей. По результатам измерений оценивается концентрация дырок в цепях и их подвижность.

Изучение диэлектрической поляризации полимерных полупроводников представляет интерес для выяснения механизма их электропроводности. При этом можно ожидать обнаружения новых явлений, в частности нового механизма поляризации, связанного с переносом заряда по молекулярным цепям. Исследование внутримолекулярного переноса заряда методами физики диэлектриков имеет значение в связи с возможностью использования полученной информации в физике и химии полимеров и молекулярной биофизике.

Поль [1, 2] предполагал, что чрезвычайно высокие значения диэлектрической проницаемости полиаценхинонов ( $10^3$ – $10^6$ ) связаны с электропроводностью молекулярных цепей. Мы [3] предложили модель диэлектрической поляризации молекулярной цепи, в которой электрон совершает переходы между локальными состояниями, и получили выражение для диэлектрической проницаемости полимера в случае прямолинейных хаотически ориентированных цепей в слабом электрическом поле. Для объяснения обнаруженной Полем [1] нелинейности поляризации полиаценхинонов мы [4] рассмотрели случай сильного поля и предложили [5] метод оценки длины цепей, концентрации электронов внутримолекулярной проводимости и их подвижности при ориентации всех цепей параллельно полю. Поллак и Поль [2, 6] рассмотрели резистивно-емкостную модель поляризации проводящей цепи с целью объяснить высокую поляризуемость полиаценхинонов и ее уменьшение с напряженностью поля. В слабом поле эта модель приводит к идентичному, полученному в работе [4], выражению для поляризуемости проводящей цепи, но вблизи насыщения поляризации дает на порядок меньшие значения диэлектрической проницаемости. Необходима экспериментальная проверка обеих предложенных моделей.

С этой целью в настоящей статье мы исследуем модель, предложенную в работе [4], при хаотической ориентации цепей в сильных полях, которую, учитывая зернистую структуру прессованных образцов полиаценхинонов, следует считать более реалистичной. Кроме того, во всех цитированных статьях не учитывалась сложная структура диэлектрического спектра полиаценхинона, предложенная в работе [7], а также влияние поверхностного барьера, приводящего к завышению диэлектрической проницаемости на несколько порядков. Для выявления последнего эффекта необходимо изменение толщины образцов в гораздо более широком по сравнению с работой [1] диапазоне.

В качестве объекта исследования выбрали полиаценхинон 76ЕНЕ (полиаценхинон I), синтезированный некоторыми из авторов по методике [1] с временем синтеза 24 часа, а также полиаценхинон 76ЕНЕ с временем синтеза 5 час. (полиацен-

хинон II). Образцы толщиной от 50 до 660 мкм готовили прессованием порошка при давлении  $4 \cdot 10^3$  кГ/см<sup>2</sup> и температуре 20°. Измеряли емкость и угол потерь на частотах  $10^2$ — $10^7$  Гц с помощью моста Р571 и куметра Е9-4. Применяли электроды из оловянной фольги с резиновой прокладкой, что обеспечивало достаточно хороший контакт с образцом при давлении 2 кГ/см<sup>2</sup>.

Применение метода круговых диаграмм позволило выявить в диэлектрическом спектре исследованного полимера четыре области дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости (рис. 1), которые будем нумеровать в порядке возрастания частоты максимума коэффициента потерь

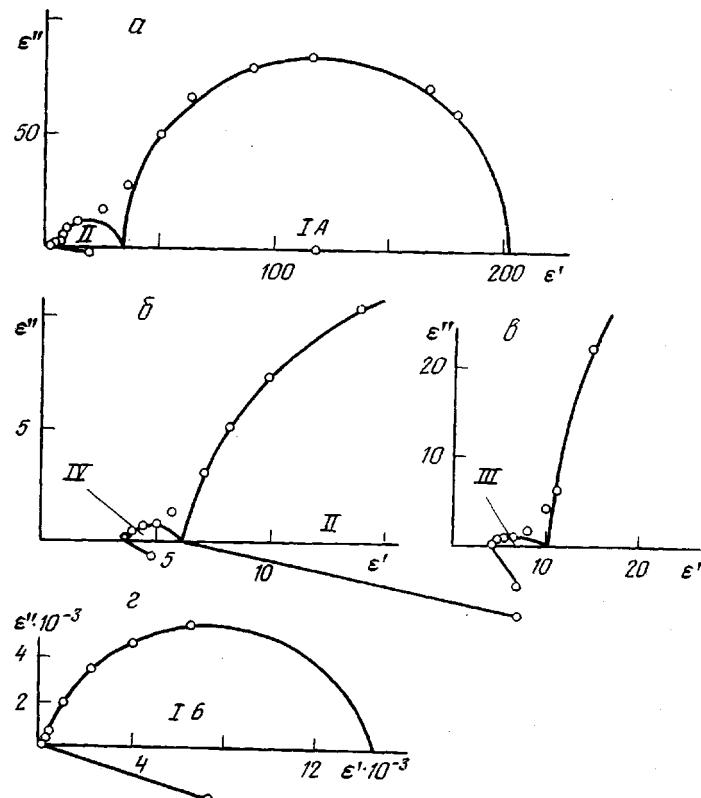


Рис. 1. Круговые диаграммы для полиациенхинона II (размер зерен 1,5 мкм) при напряженности внешнего электрического поля 0,05 В/см:

а, б — прессованный образец толщиной 60 мкм (экспериментальные точки соответствуют частотам поля: а — 100, 200, 400, 600 Гц, 1, 2, 3, 5, 10, 30, 50, 150, 500 кГц, 1,5, 5, 12, 50 МГц; б — 10, 30, 50, 150, 500 кГц, 1,5, 5, 12, 50 МГц); в — порошок при давлении 0,5 кГ/см<sup>2</sup> (частоты 1, 5, 10, 50, 150, 500 кГц, 1,5, 5 МГц); г — прессованный образец толщиной 570 мкм при давлении 600 кГ/см<sup>2</sup> (частоты 100, 400 Гц, 1, 5, 10, 50, 150 кГц). Здесь и на рис. 2—7 температура 20°

$v_{\max}$ . Для выяснения механизма поляризации в каждой области дисперсии необходимо установить ее особенности, по которым можно производить сравнение с известными в физике диэлектриков моделями.

Для порошка при давлении 0,5 кГ/см<sup>2</sup> можно наблюдать межслойную поляризацию с  $v_{\max} \approx 200$  кГц, обусловленную плохим контактом частиц полимера (область III на рис. 1). Для полиациенхинона I, имеющего на порядок более высокую электропроводность ( $1 \cdot 10^{-5}$  Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>),  $v_{\max}$  также больше на порядок (рис. 2) в соответствии с представлением о межслойной поляризации.

Область II дисперсии мы связываем [8] с электронными переходами между локальными состояниями на поверхности зерен — частиц полимера, не имеющих внутренних поверхностей раздела. Их отсутствие предполагается на основании того, что область II наблюдается в случае смеси с па-

рафином, изолирующим частицы, лишь при условии достаточно малого размера этих частиц. Для полиаценинона II область II мы не наблюдали (рис. 2, кривая 2), вероятно, потому, что она и для прессованного образца значительно меньше, чем для полимера I.

Наиболее низкочастотная область I дисперсии характеризуется нелинейностью поляризации, обнаруженной Полем, которая сначала качественно объяснялась выходом электронов проводимости из молекулярных цепей под действием электрического поля [1], а затем — уменьшением эффектив-

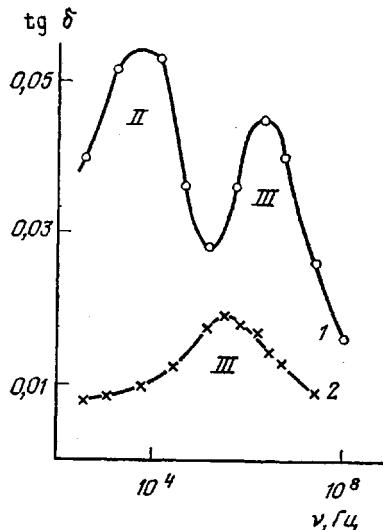


Рис. 2

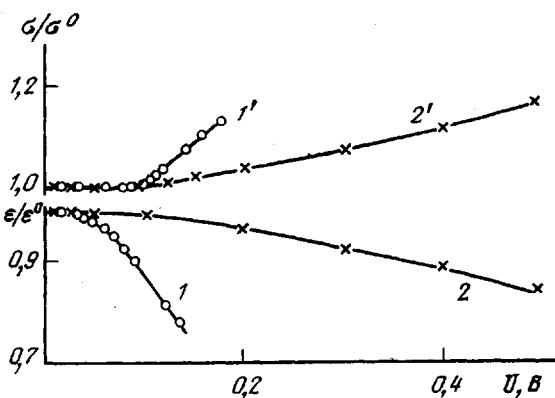


Рис. 3

Рис. 2. Частотные зависимости тангенса угла потерь  $\operatorname{tg} \delta$  для смесей полиаценинона (размер зерен 1,5 мкм) с парафином, содержащим 10 об.% полимера I (1) и 5 об.% полимера II (2)

Рис. 3. Зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  (1, 2) на частоте 400 Гц и электропроводности  $\sigma$  (1', 2') на постоянном токе полиаценинона II, отнесенных к их значениям  $\epsilon^0$  и  $\sigma^0$  в слабом поле от напряжения:

1 — область IА, 2 — IБ, 1' — толщина образца 250 мкм, 2' — 570 мкм

ной длины проводящей цепи [6]. При этом оценку длины цепей производили по нелинейности вольт-амперной характеристики. Между тем причиной нелинейности поляризации может быть большая длина молекулярных цепей [2, 5].

Из физики диэлектриков известно, что нелинейность поляризации становится заметной, если изменение потенциальной энергии релаксатора, обусловленной внешним электрическим полем, в процессе его перехода между двумя положениями равновесия сравнимо с энергией теплового движения. Поэтому предел линейности можно грубо оценить по формуле

$$E_{\max} \approx kT/eL, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $e$  — заряд электрона (релаксатора) и  $L$  — длина перехода. В типичных задачах физики диэлектриков  $L$  сравнима с межатомным расстоянием, поэтому нелинейность ожидается лишь в очень сильных полях  $E_{\max} \approx 10^6$  В/см, когда обычно наступает пробой. Но при  $L=1$  мкм нелинейность поляризации должна наблюдаться уже в полях порядка 100 В/см.

Инкремент  $\Delta\epsilon^0$  диэлектрической проницаемости в слабом поле в области I сильно возрастает при выдержке образца на воздухе при одновременном уменьшении сквозной проводимости и нелинейности поляризации. Вследствие изменения некоторых характеристик поляризации целесообраз-

но различать область IA (измерения непосредственно после прессования образца) и область IB (после длительной выдержки). В настоящей работе нас будет интересовать главным образом область IA.

Для определения предела линейности поляризации мы повторили опыты Поля в более слабых полях, начиная от  $0,02 \text{ B/cm}$ . Как видно из рис. 3, предел линейности равен  $1-1,5 \text{ B/cm}$ , откуда по формуле (1) при  $T=300^\circ \text{K}$  получаем  $L \approx 200 \text{ мкм}$ , что сравнимо с толщиной образца  $250 \text{ мкм}$ .

Как выяснилось, количественно зависимость инкремента  $\Delta\epsilon$  диэлектрической проницаемости в области IA от напряженности электрического поля описывается моделью поляризации проводящих прямолинейных молекулярных цепей [4] при отсутствии преимущественной ориентации и условии, что длина этих цепей близка к толщине  $h$  образца.

Можно предположить, что поляризация в области IA вызвана переходами носителей заряда по молекулярным цепочкам, соединившимся в точках их разрыва на поверхности зерен порошка полимера, вследствие высокого давления в момент прессования или, возможно, под действием тепла при прохождении тока, но трудно допустить, чтобы эти цепи были прямолинейными. Более вероятно предположение, что подаваемое на образец напряжение преимущественно приложено к приэлектродному слою образца, толщина которого равна длине молекулярных цепей. Это предположение согласуется с линейной, судя по имеющимся данным, зависимостью  $\Delta\epsilon \sim h$  в области IA, как и в области IB. Но в последнем случае, судя по совпадению пределов линейности поляризации и вольтамперной характеристики (рис. 3), мы имеем дело с обычным барьерным механизмом, когда барьерная емкость уменьшается с напряжением вследствие возрастания толщины запорного слоя, тогда как в области IA уменьшение емкости происходит при постоянной электропроводности (рис. 3). Поэтому можно предположить, что причиной этого уменьшения является снижение диэлектрической проницаемости высокоменного слоя при неизменной его толщине.

Само существование области IA, вероятно, связано с зернистой структурой полимера, потому что переход во времени к области IB осуществляется гораздо быстрее под давлением, увеличивающим взаимодействие между зернами. Судя по барьерной емкости  $C$ , толщина  $d$  запорного слоя в области IB должна быть намного меньше, чем в области IA. Например, при  $C = -16\,000 \text{ nF}$ , что при данной геометрии образца практически совпадает с его эффективной диэлектрической проницаемостью (рис. 1,  $\epsilon$ ),  $d = 0,15 \text{ мкм}$ , если принять, что  $\epsilon' = 4$  [8] в слое такой малой толщины. Это на порядок меньше размера зерен в образце, который на основании измерений с помощью оптического микроскопа мы оцениваем в  $1,5 \text{ мкм}$ . Значение емкости в области IA можно объяснить, приписывая высокоменному слою толщину  $1,5 \text{ мкм}$  и диэлектрическую проницаемость порядка 10, т. е. оценивая вклад проводящих молекулярных цепей в диэлектрическую проницаемость слоя в несколько единиц.

Принимая предположение о высокоменном слое толщиной, равной размеру зерен, сформулируем условия применимости теоретической модели поляризации проводящих молекулярных цепей.

1. Зерна полимера состоят из прямолинейных параллельных друг другу молекулярных цепей, длина которых равна размеру зерен. Тогда случайные положения зерен в слое обеспечивают хаотическую ориентацию прямолинейных молекулярных цепей в соответствии с теоретической моделью.

2. Учитывается емкость только одного из двух приэлектродных слоев, как в случае выпрямляющих контактов.

3. Должна отсутствовать поляризация, связанная с переходами электронов между поверхностными состояниями в приэлектродном слое, поскольку ее нелинейность описывается другой моделью. Причиной может быть опустошение ловушек вследствие диффузии электронов с поверхности образца в объем [9] (что также может привести к образованию поверхностного барьера и появлению области IA).

В обсуждаемой модели [4] не рассматривались молекулярные цепи с непрерывным сопряжением связей по всей их длине, что обычно ассоциируется с квазиодномерным металлом и, как следствие, с необходимостью применения статистики Ферми – Дирака, приводящей к математическим затруднениям при расчете поляризуемости цепи. Предположим, что проводимость цепи является дырочной и возникает при удалении из нее электрона с последующим захватом его ловушкой на поверхности зерна. Образовавшаяся вакансия локализована в пределах блока непрерывного сопряжения и может перемещаться по цепи вследствие переходов электронов из соседних блоков путем туннелирования, возможно, с участием фона. При не слишком высокой подвижности этой дырки ее эффективная масса велика, что дает основание рассматривать дырочный газ как невырожденный уже при комнатной температуре и применять статистику Больцмана.

Для расчета электрического момента цепи рассмотрим прямолинейную молекулярную цепь длиной  $L$ , параллельную постоянному внешнему электрическому полю напряженностью  $E$ . При  $E=0$  все положения дырки равновероятны, и среднее значение ее координаты  $x$ , отсчитываемой от конца цепи, равно  $\bar{x}_0=L/2$ . В сильном поле  $\bar{x}=0$ , так что максимальный индуцированный полем электрический момент цепи равен  $p_{\max}=eL/2$ . При любом значении напряженности среднее значение координаты выразится формулой

$$\bar{x} = \frac{\int_0^L x e^{-\frac{ex}{kT}} dx}{\int_0^L e^{-\frac{ex}{kT}} dx} = L \frac{(\beta+1)e^{-\beta}-1}{\beta(e^{-\beta}-1)}, \quad (2)$$

где  $\beta=eEL/kT$ . Соответствующий электрический момент цепи, индуцированный полем, равен

$$p=e(\bar{x}_0-\bar{x})=\gamma p_{\max}$$

Согласно формуле (2), относительный момент цепи выразится функцией Ланжеяна

$$\gamma\left(\frac{\beta}{2}\right) = \operatorname{cth} \frac{\beta}{2} - \left(\frac{\beta}{2}\right)^{-1}$$

При хаотической ориентации цепей одинаковой длины, имеющих  $n$  дырок в единице объема полимера, относительная поляризованность выражается формулой

$$\Gamma = \frac{P}{P_{\max}} = \frac{8}{\beta^2} \int_0^{\beta/2} z \gamma(z) dz$$

Здесь  $z=1/2\beta \cos \theta$ ,  $\theta$  — угол, составленный цепью с вектором  $E$ ,  $p_{\max}$  — максимальное значение поляризованности  $P$ , достигаемое в сильном поле и равное  $n p_{\max}/2$ .

Отношение вклада рассматриваемого механизма поляризации в диэлектрическую проницаемость полимера к его значению в слабом поле можно найти по формуле

$$\frac{\Delta \epsilon}{\Delta \epsilon^0} = \frac{\Gamma/\beta}{d\Gamma^0/d\beta} = \frac{72}{\beta^3} \int_0^{\beta/2} z (\operatorname{cth} z - z^{-1}) dz, \quad (3)$$

где  $\Gamma^0$  — относительная поляризованность в слабом поле, а

$$\Delta \epsilon^0 = \frac{\pi}{9} \frac{e^2 L^2 n}{kT} \quad (4)$$

Рассмотренную модель можно назвать многоузельной, предполагая эквивалентность всех узлов в том смысле, что время жизни носителя заряда во всех локализованных состояниях вдоль молекулярной цепи одинаково. Если же предположить, что носитель может захватываться ловушками на концах цепи (например, электрон в области II дисперсии), то мы придем к известной из физики диэлектриков двухузельной модели.

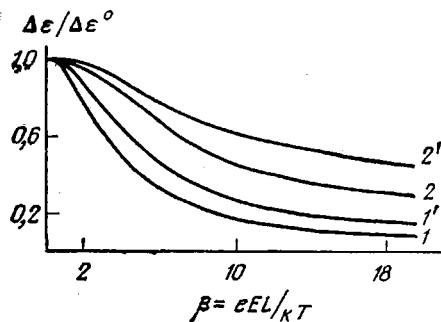


Рис. 4. Теоретические зависимости от  $\beta$  вклада  $\Delta\epsilon$  проводящих молекулярных цепей в диэлектрическую проницаемость, отнесенного к его значению  $\Delta\epsilon^0$  в слабом поле, для двухузельной (1, 1') и многоузельной модели (2, 2').

1, 2 — цепи параллельны полю, 1', 2' — цепи не имеют преимущественной ориентации

толщину образца (рис. 5, г), можно объяснить падением напряжения на втором приэлектродном слое. Уменьшение  $L$  при выдержке образца, вероятно, связано с уменьшением толщины высокомоментного слоя, вследствие чего напряжение оказывается приложенным только к части длины цепей и нелинейность их поляризации становится менее заметной.

В диэлектрическом спектре полимера II область IA удалось наблюдать лишь частично, поэтому исследование нелинейности поляризации проводили не в статических условиях, а на частоте 400 Гц, при которой  $\epsilon'$  достигала примерно половины статического значения. В этом случае сравнение с теоретическими моделями возможно лишь при условии, что время  $\tau$  диэлектрической релаксации в области IA не зависит от напряжения. Действительно, как видно из рис. 6, заметное смещение области дисперсии отсутствует, хотя время зарядки барьера емкости при уменьшении ее с напряжением в 2 раза (рис. 5, г) также должно уменьшаться вдвое. Время релаксации остается также постоянным при изменении емкости  $C$  во время выдержки образца (рис. 7, кривые 1, 4, 1', 4') и при изменении сопротивления  $R$  образца путем вариации его толщины (рис. 7, кривые 2, 4, 2', 4'). Расчет времени релаксации по формуле  $\tau = RC$  приводит к занижению в 2–5 раз, особенно заметному для более тонких образцов, имеющих меньшее сопротивление при той же барьерной емкости.

Эти результаты можно объяснить, предположив, что накопление заряда в приэлектродном слое сопровождается захватом носителей заряда в ловушки, время которого определяется в условиях эксперимента частотное положение области IA независимо от напряжения.

Результаты изучения нелинейности поляризации позволяют предположить в спектре исследуемого полимера наличие соответствующей многоузельной модели области дисперсии с инкрементом диэлектрической проницаемости порядка нескольких единиц (значение  $\Delta\epsilon^0$  в области IA, умноженное на отношение размера зерен, к толщине образца) на более высоких частотах по сравнению с  $\nu_{\max}$  в области II (поскольку носители заряда в многоузельной модели не захватываются в ловушки на поверхности зерен). Действительно, судя по круговым диаграммам, в диэлектрическом спектре

Обе модели при большой длине цепей обнаруживают нелинейность поляризации уже в слабых полях, описываемую различными функциями (рис. 4). Поэтому можно попытаться проверить предположение о новом механизме поляризации, сравнивая экспериментальную зависимость с функцией (3), определенной для различных моделей. Как видно из рис. 5, лучшее согласие с экспериментом обнаруживает многоузельная модель при хаотической ориентации цепей.

Наблюдаемое в сильных полях отклонение отчасти может быть вызвано влиянием области II дисперсии. Значения  $L$ , несколько превышающие

полиаценинона II имеется область дисперсии с  $\nu_{\max}=5 \text{ МГц}$  и  $\Delta\epsilon \approx 3$  (область IV, рис. 1). Механизм поляризации в указанной области еще не выяснен. Возможно, это межслойная поляризация, вызванная присутствием небольшого числа зерен, имеющих в 20 раз более высокую проводимость. Но такое дискретное распределение зерен по проводимости трудно обосновать, а в противном случае наблюдалась бы одна область дисперсии сши-

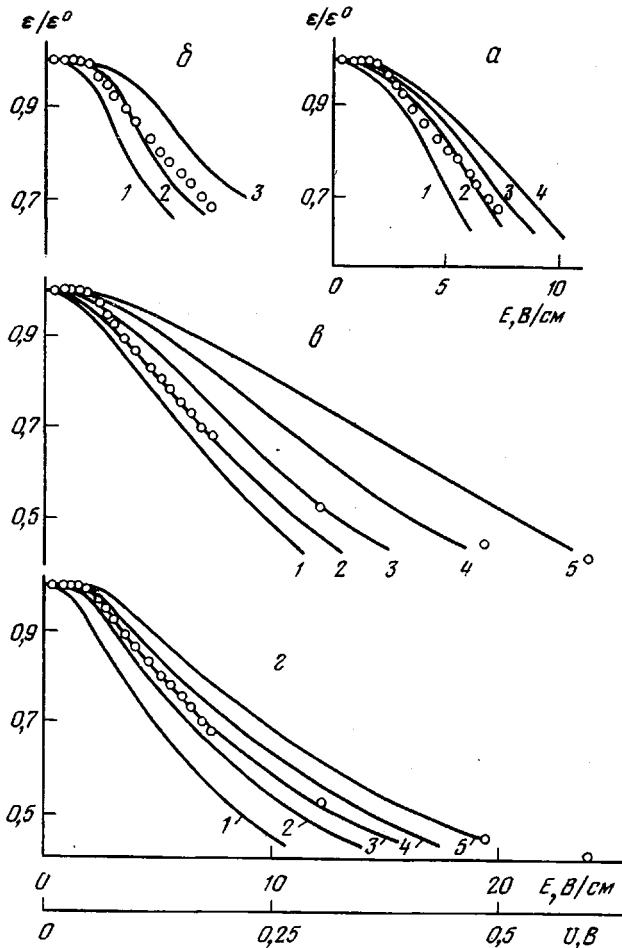


Рис. 5. Сравнение экспериментальных и теоретических (сплошные линии) зависимостей  $E$  и  $U$  от напряжения диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , отнесенной к ее значению  $\epsilon^0$  в слабом поле, на частоте  $400 \text{ Гц}$  образца полиаценинона II толщиной  $250 \pm 10 \text{ мкм}$

Теоретические кривые рассчитаны для различных моделей: *a* — двухузельная модель с ориентацией цепей параллельно внешнему электрическому полю; *b* — то же с хаотической ориентацией цепей; *c* — многоузельная модель с параллельной ориентацией цепей, *d* — то же с хаотической ориентацией. Значения  $L$  без учета барьера ( $\text{мкм}$ ): *a*: 1 — 250, 2 — 220, 3 — 175, 4 — 150; *b*: 1 — 160, 2 — 120, 3 — 80; *c*: 1 — 105, 2 — 90; 3 — 75, 4 — 60, 5 — 45; *d*: 1 — 400, 2 — 300, 3 — 270, 4 — 240, 5 — 200

роким набором времен релаксации. Поэтому не исключено, что поляризация в области IV связана с переносом дырок по молекулярным цепям в зернах, находящихся в объеме образца. Концентрация этих дырок, найденная по формуле (4) при  $T=300^\circ \text{ К}$ ,  $\Delta\epsilon=3$  и  $L=1,5 \text{ мкм}$ , составляет порядка  $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Такое же значение получается и для концентрации электронов в ловушках на поверхности зерен в предположении применимости двухузельной модели для описания поляризации в области II дисперсии.

Если предположение о механизме поляризации в области IV справедливо, то подвижность дырок в цепях можно оценить по их концентрации и вкладу области IV в активную проводимость полимера. Получается значение порядка  $1 \text{ см}^2 \text{B}^{-1} \text{сек}^{-1}$ .

Значения концентрации и подвижности дырок получены в предположении, что действующее электрическое поле равно среднему макроскопическому, т. е. при достаточно малой концентрации проводящих цепей. По длине цепей, их предполагаемой структуре и концентрации дырок лег-

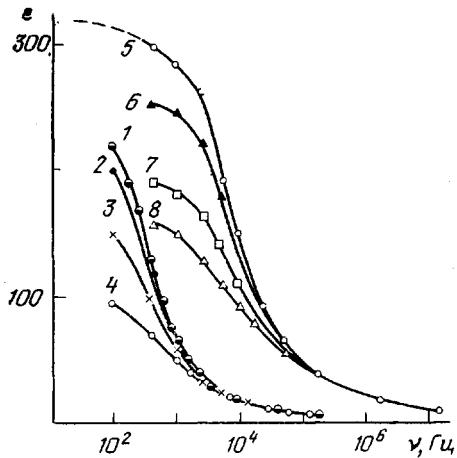


Рис. 6

Рис. 6. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости полиаценхинонов II (1-4) и I (5-8) при напряженностях внешнего электрического поля 2,9 (1), 10 (2), 100 (3), 430 (4), 6,3 (5), 12,5 (6), 25 (7) и 42 В/см (8). Давление 2 кГ/см<sup>2</sup>, размер зерен 1,5 мкм

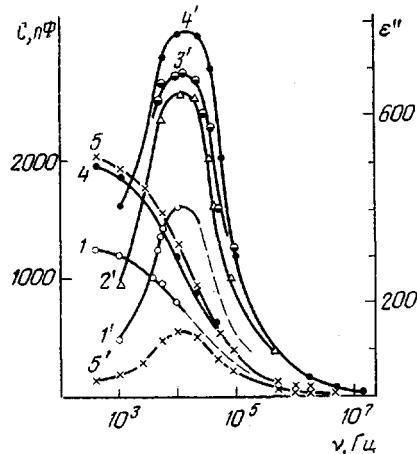


Рис. 7

Рис. 7. Частотные зависимости емкости  $C$  (1, 4, 5) и коэффициента потерь  $\epsilon''$  (1'-5') полиаценхинона I:

1', 2', 3', 4' - образец толщиной 620 мкм соответственно через 2 часа, 2, 9 и 12 суток после прессования из естественного порошка (размер частиц порядка 100 мкм); 1, 4 - тот же образец через 2 часа и 12 суток, 5, 5' - соответственно  $C$  и  $\epsilon''$  образца толщиной 90 мкм (размер зерен 1,5 мкм) через 2 часа после прессования. Давление 2 кГ/см<sup>2</sup>

ко найти, что в условиях эксперимента лишь 0,0001 часть всех цепей находится в проводящем состоянии и их взаимодействием в процессе поляризации можно пренебречь.

Как следствие предположения о механизме поляризации в области IV можно ожидать нелинейность поляризации, описываемую многоузельной моделью. Но следует учесть, что условия, в которых находятся молекулярные цепи в приэлектродном слое и в объеме полимера, могут быть различными (концентрация электронов в ловушках на поверхности зерен, контактное поле и т. д.). Строго говоря, в обоих случаях следует учитывать распределение молекулярных цепей по длинам при анализе нелинейности поляризации, что облегчается квадратичной зависимостью диэлектрической проницаемости от длины цепей, согласно формуле (4). Благодаря этому определяющий вклад в поляризацию должны вносить наиболее длинные цепи и можно ограничиться выяснением функций распределения лишь в области больших длин (размеров зерен и длин цепей в пределах одного зерна).

Предположение о прямолинейности длинных молекулярных цепей в зернах полиаценхинонов также допускает экспериментальную проверку.

Оно не противоречит современным представлениям о надмолекулярной структуре полимеров [10].

Иркутский государственный университет  
им. А. А. Жданова  
Иркутский институт органической химии  
СО АН СССР

Поступила в редакцию  
13 II 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Rosen, H. A. Pohl, J. Polymer Sci., 4, A-1, 1135, 1966.
2. H. A. Pohl, M. Pollak, J. Chem. Phys., 66, 4031, 1977.
3. Н. В. Афанасьев, Р. В. Афанасьева, Т. И. Вакульская, В кн. Исследования в области физики твердого тела, Изд-во ИГУ, Иркутск, 1974, стр. 135.
4. Н. В. Афанасьев, Р. В. Афанасьева, Т. П. Ермаченко, В кн. Физическое исследование вещества, ч. 2, Изд-во Иркутского политехнического ин-та, 1975, стр. 3.
5. Н. В. Афанасьев, Р. В. Афанасьева, Т. П. Ермаченко, А. В. Феринский, В кн. Физическое исследование вещества, ч. 2, Изд-во Иркутского политехнического ин-та, 1975, стр. 21.
6. M. Pollak, H. A. Pohl, J. Chem. Phys., 63, 2980, 1975.
7. Р. В. Афанасьева, Н. В. Афанасьев, А. В. Феринский, Т. П. Ермаченко, Т. Г. Ермакова, В. А. Лопырев, В кн. Физическое исследование вещества, ч. 2, Изд-во Иркутского политехнического ин-та, 1975, стр. 12.
8. Р. В. Афанасьева, Н. В. Афанасьев, Т. Г. Ермакова, В. А. Лопырев, Высокомолек. соед., Б9, 698, 1977.
9. Ф. Гутман, Л. Лайонс, Органические полупроводники, «Мир», 1970, стр. 479.
10. Б. Вундерлих, Физика макромолекул, «Мир», 1976, стр. 269.

---

#### ON POSSIBLE ROLE OF CONDUCTING MOLECULAR CHAINS IN DIELECTRIC POLARIZATION OF POLYACENEQUINONES

Afanastiev N. V., Afanastieva R. V., Ermakova T. G., Lopyrev V. A.

#### Summary

The analysis of dielectric spectra of polyacenequinones using the method of circular diagrams allows to suppose the presence of four regions of dispersity of complex dielectric permeation. The corresponding mechanisms of polarization are discussed. The dielectric permeation vs. electrical field intensity relationship in one of the regions can be described by a model of the polarization of conducted molecular chains presented by the authors. The concentration of holes in the chains and their mobility are estimated according to the results of measurements.

---