

$$C_1 e^{i\zeta L} + C_2 e^{-i\zeta L} = \frac{\zeta \sin(kL)}{k} (C_1 e^{i\zeta L} - C_2 e^{-i\zeta L}),$$

или $C_1 = hC_2$, где $h = -\exp(-2i\zeta L) \frac{1 - \frac{\zeta}{k} \sin kL}{1 + \frac{\zeta}{k} \sin kL}$, $\zeta = \sqrt{\alpha_{1111}}$.

Отсюда $C_1 = \frac{hE_{11}^{(0)}}{1+h}$, $C_2 = \frac{E_{11}^{(0)}}{1+h}$.

Вычислим теперь, насколько количественно поглощается электромагнитное поле гелем. Отметим, что $\zeta = \sqrt{\alpha_{1111}} = \sqrt{\xi_{1111} + i\sigma_{1111}} = \chi + i\varpi$. Следовательно, $e^{i\zeta L} = e^{i\chi L} e^{-\varpi L}$, $e^{-i\zeta L} = e^{-i\chi L} e^{+\varpi L}$. Если считать, приближённо, что $\chi \approx k$, $0 < \varpi \ll k$, то $h \approx -\exp(-2ikL) \frac{1 - \sin(kL)}{1 + \sin(kL)} \exp\left(2 \frac{\varpi L}{k}\right)$,

то есть величина h увеличивается в $q^2 = e^{\frac{2\varpi L}{k}}$ раз.

Далее, $E|_{z=L} = E_{11}^{(0)} \left(\frac{h}{1+h} e^{i\zeta L} + \frac{1}{1+h} e^{-i\zeta L} \right)$, то есть множитель q появится следующим образом: $E|_{z=L} = E_{11}^{(0)} \left(\frac{q}{1+q^2 h_0} e^{ikL} + \frac{qh_0}{1+q^2 h_0} e^{-ikL} \right)$. Если q значителен, то электрическое поле можно будет грубо оценить как $E_{11}|_{z=L} \approx \frac{E_{11}^{(0)}}{q}$.

Связь с оператором Лизеганга

Пусть теперь $\xi, \sigma \sim n$, где n – текущая концентрация гелевых нанокластеров (i -сорт нанокластеров, то есть нанокластеров i -размера) в геле. Следовательно, $q = \exp\left(\frac{\lambda L \sqrt{n}}{k}\right)$. Если концентрация меняется по закону,

предписываемому оператором Лизеганга [20, 21], то прошедшее электрическое поле будет меняться по соответствующему ему закону, например, так, как это изображено на рис. 4.2 и 4.3.

Рисунок слева – изменение концентрации нанокластеров с течением времени. По оси абсцисс – время в безразмерных единицах, по оси ординат – безразмерная концентрация, задаваемая оператором Лизеганга. Рисунок справа – фазовая диаграмма электрического поля в прошедшей волне. По оси абсцисс – электрическое поле в безразмерных единицах.

Рисунок слева – безразмерная концентрация в зависимости от безразмерного же времени (от рис. 2 отличается величиной произвольной концентрации). Справа – фазовая диаграмма соответствующего этой концентрации поля в прошедшей волне. По оси абсцисс – само поле, по оси ординат – его производная по координате.

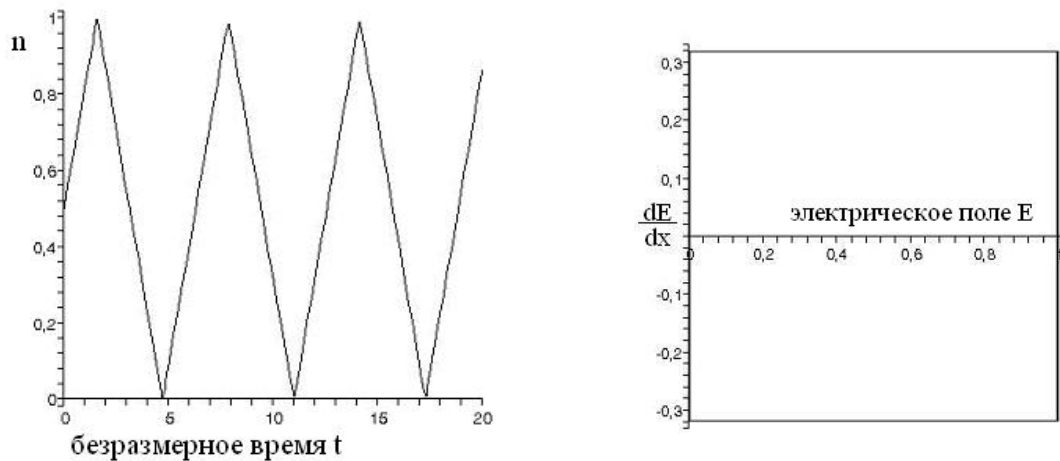


Рис. 4.2. Оператор Лизеганга и соответствующая ему фазовая диаграмма прошедшего электромагнитного поля

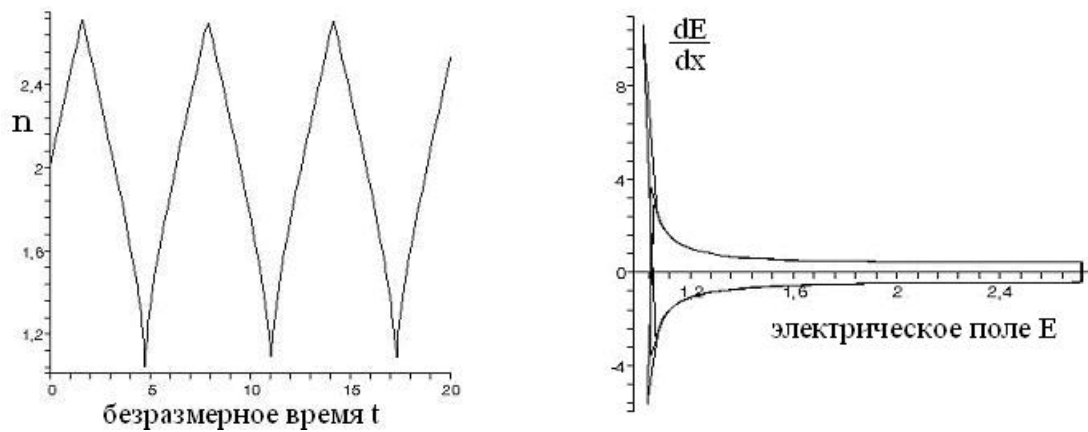


Рис. 4.3. Оператор Лизеганга и соответствующая ему фазовая диаграмма прошедшего поля

Просто плоская волна

Теперь рассмотрим случай, когда мы не хотим решать вопрос о том, надо ли разбивать волну на отдельные гармоники. Будем считать просто, что на нас падает самая обычная плоская волна. Тогда решение изменится только в отношении того, что $\zeta = \lambda\sqrt{n}$, будет зависеть ещё и от x, y, t .

$$E|_{z=L} = E_{11}^{(0)} \left(\frac{h}{1+h} e^{i\zeta L} + \frac{1}{1+h} e^{-i\zeta L} \right),$$

$$h = -\exp(-2i\zeta L) \frac{1 - \frac{\zeta}{k} \sin kL}{1 + \frac{\zeta}{k} \sin kL} \quad (4.1.6)$$

Нас интересует отношение интенсивности на выходе из гелевой среды к интенсивности на входе, $p = \left(\frac{E_z|_{z=L}}{E_z|_{z=0}} \right)^2$. Соответственно, учитывая вы-

числения, сделанные в предыдущем параграфе, это соотношение мы можем оценить как $p \approx \frac{1}{q^2} = e^{-2\frac{k\omega}{L}\sqrt{n}}$. Отметим, что эта интенсивность, вероятнее всего, распределена по пространству. Нас поэтому интересует интеграл от неё по некоторой области, то есть коэффициент прохождения света будет иметь вид:

$$p = \iint_D \exp\left(-2\frac{k\omega\sqrt{n}}{L}\right) dx dy \quad (4.1.7)$$

В результате мы получаем следующие графики, рис. 4.4-4.6:

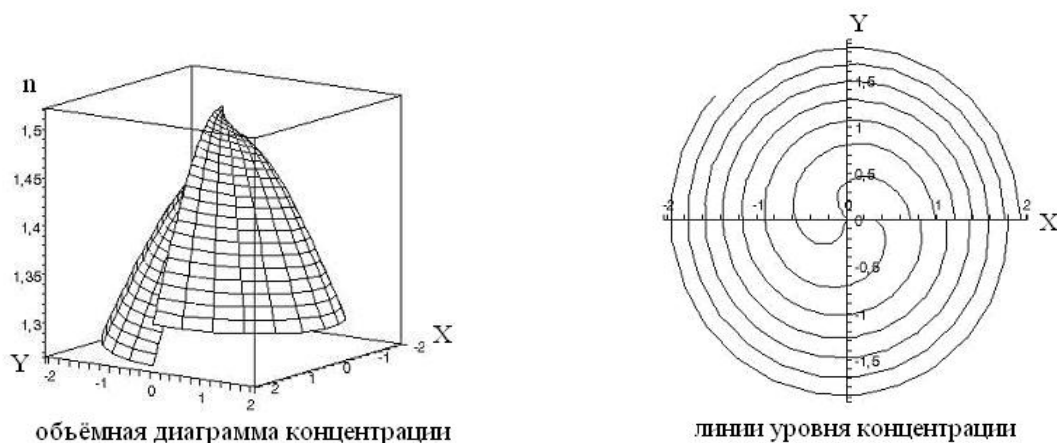


Рис. 4.4. Концентрационная зависимость кластеров геля от времени для простейшей спирали

Рисунок слева – пространственное распределение концентрации кластеров. По осям абсцисс и ординат отложены пространственные координаты, по оси аппликат – величина концентрации в безразмерных единицах. Рисунок справа – слева линии уровня, соответствующие рисунку слева.

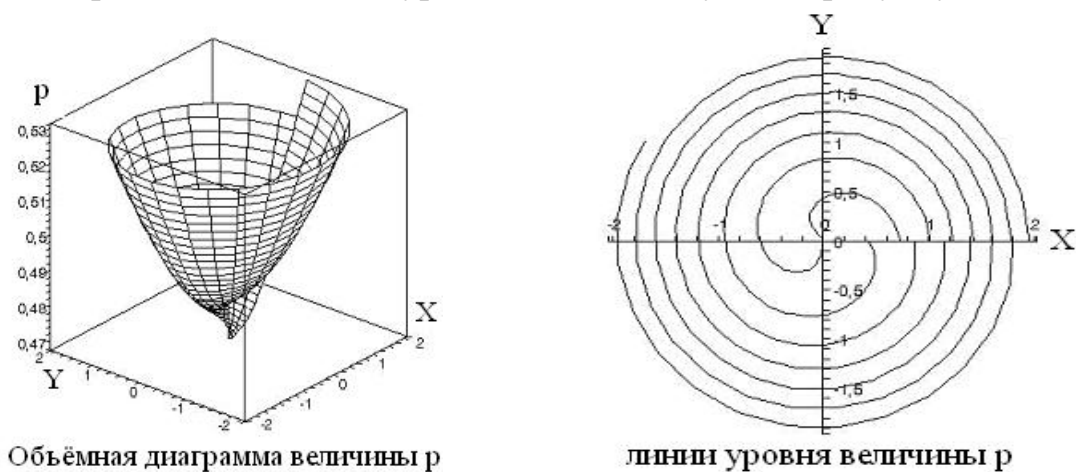


Рис. 4.5. Изменение интенсивности волн прошедшего поля через оксигидратные кластеры в пространстве

Рисунок слева – отношение квадрата интенсивности прошедшей волны поля через гель к квадрату интенсивности поля до прохождения через гель в зависимости от пространственных координат. Справа – соответствующие рисунку слева линии уровня.

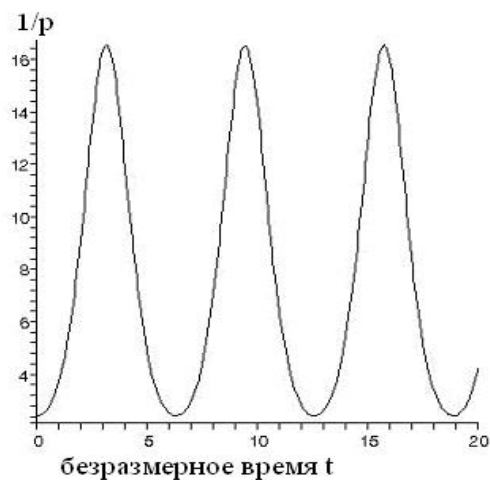


Рис. 4.6. График изменения отношения интенсивности падающей волны поля к интенсивности прошедшей электромагнитной волны

Влияние пульсационного шума или тока самоорганизации в магнитном поле на особенности оптических характеристик оксигидрата иттрия

Из предыдущих исследований известно [22-25], что гели ОГИ (оксигидрата иттрия), как мезофазоподобные системы, способны под действием электромагнитного излучения изменять свои оптические и сорбционные характеристики.

Рассмотрим воздействие пульсационного тока самоорганизации (тороидального шума оксигидратных систем) в магнитном поле [2, 16-18, 23] на особенности оптических характеристик оксигидрата иттрия. Оптические эксперименты выполняли в условиях самоорганизации геля оксигидрата иттрия в магнитном поле так, как это представлено в [26, 27], а также в условиях воздействия магнитных полей на гели без него помещения в электрохимическую ячейку [26]. Эксперименты выполняли на специально созданной электронной аппаратуре, описание которой приведено нами ранее [17, 18, 24, 25].

Свежеприготовленный гель оксигидрата иттрия помещали в электрохимическую ячейку с платиновыми электродами, представляющую собой полую трубку $d = 50-80$ мм. Одновременно на гель воздействовали магнитным полем напряженностью $H=600 \pm 52$ (Э) или $H=900 \pm 52$ (Э). Электрохимическая ячейка с электродами, содержащая гель, замыкалась практически накоротко (шунтировалась), то есть выходное сопротивление цепи приближалось к нулю.

Как нами установлено, в этом случае в ячейке возникал пульсирующий наноэлектроток, обусловленный периодическим выплеском ионов поляризованными ДЭС оксигидратного геля в дисперсионную среду на фоне явлений фрактальной самоорганизации геля. Расстояние между электродами принимали равным 50 мм. Ячейку с гелем закрепляли на механической качающейся мешалке для предотвращения расслоения коллоидной фазы. Гель в ячейке находился в течение шести часов.

Другую часть свежеприготовленного геля помещали в плоскую кювету, а затем воздействовали на него магнитным статическим полем с направлением линий магнитной индукции, направленных перпендикулярно плоскости образца. Напряженность плоского магнитного поля составляла $H = 980 \pm 52$ Э. Время экспозиции в поле также составляло 6 часов. Все эксперименты по синтезу гелей термостатировали при температуре 298 К.

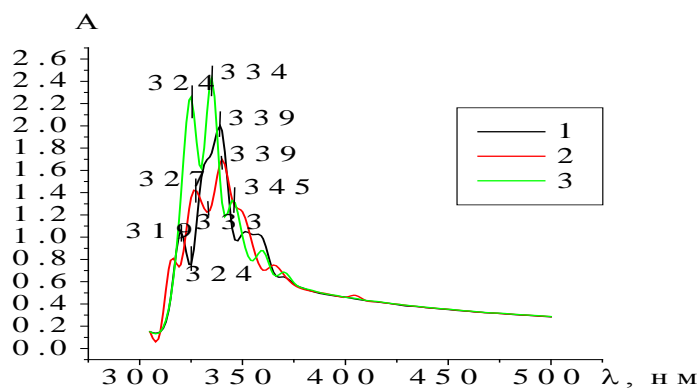
В результате было получено целый ряд зависимостей изменения оптической плотности образцов гелей от длины волны проходящего света для свежеприготовленного геля оксигидрата иттрия, а также для геля, выдержанного в магнитном поле напряженностью 980 ± 52 Э и для геля подвергнутого воздействию пульсационного тока самоорганизации в магнитных полях напряженностью 600Э и 900Э.

Как следует из рис. 4.7; 4.8 гели мезофазоподобного оксигидрата иттрия изменяются (самоорганизуются) во времени. При временной организации оксигидрата формируются полимерные конструкции разных конформаций и размеров. Эти конформеры по разному поглощают кванты света, а поэтому функциональные зависимости $A = f(\lambda)$ гелей, синтезированных без полевых воздействий (рис. 4.7а, 4.8а) различаются длинами волн и множеством максимумов оптической плотности.

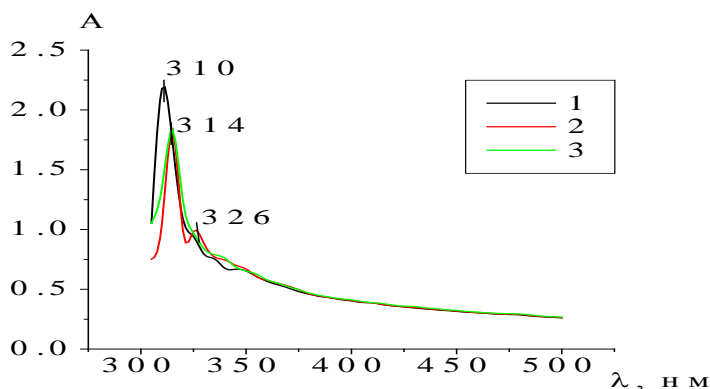
Анализируя кривые, представленные на рисунках 4.7б,в и 4.8б,в, можно выделить по крайней мере два типа близких по строению (то есть близких конформационно) гелей синтезированных при рН 8.00-9.70. Действительно, для гелей представленных на рис. 4.7; 4.8 под индексом (б,в) характер спектров оптической плотности, хотя и несколько отличается, но очень близок между собой.

Для них характерен один мощный максимум оптической плотности в области длин волн 310-330 нм. Причем большая гомогенизация среды наблюдается для гелей, помещенных в короткозамкнутую электрохимическую ячейку. Понятно, что это связано с дополнительным электрофоретическим перемешиванием гелевой среды на фоне флексомагнитных воздействий [28], которые наблюдаются только для оксигидратов, помещенных в постоянные магнитные поля. Причина этого – пульсационно-шумовое движение ДЭС гелей оксигидратов (пульсирующие силы Лоренца) в магнитном поле. На основе предыдущих исследований [25, 29] можно полагать, что упрощение спектров поглощения связано именно с серьезной гомогенизацией оксигидратной системы в данном случае.

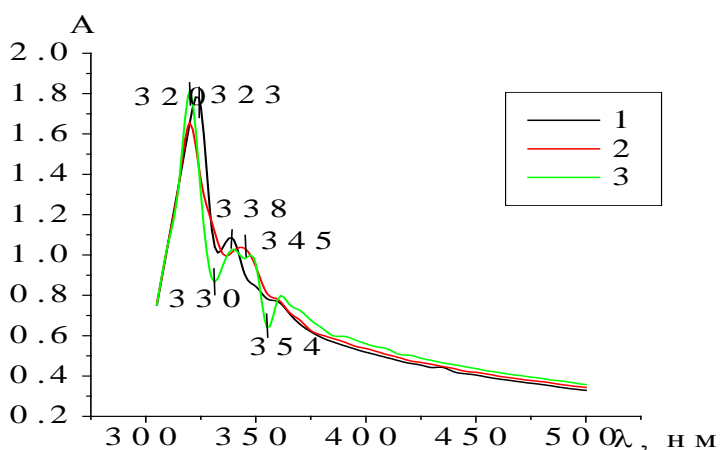
Как ранее нами предполагалось, конформационное различие обусловлено разнообразными по диаметру спиралевидными закрутками гелевых конформеров. После воздействия магнитных полей подобные закрутки, если они продолжают существовать, становятся однородными по размерам и трансформируются в аттракторы иной геометрической формы.



а) Зависимость оптической плотности образца ОГИ от длины волны для свежеприготовленного геля, синтезированного при рН-8.00, $n = 0.00135$ моль, L^{-5} см, Т-30С



б) Зависимость оптической плотности образца ОГИ от длины волны подвергнутого воздействию постоянного магнитного поля Н-980 Э, рН-8.00, $n = 0,00135$ моль, L^{-5} см, Т-30С



в) Зависимость оптической плотности образца ОГИ от длины волны подвергнутого воздействию пульсационного тока в магнитном поле Н-600 Э, рН-8.00, $n = 0.00135$ моль L^{-5} см, Т-30С

Рис. 4.7. Зависимость оптической плотности образца ОГИ от длины волны, синтезированного при рН-8.00, $n = 0.00135$ моль, L^{-5} см, Т-30С; 1 – первые 20 мин. съемки, 2 – вторые 20 мин съемки; 3 – третьи 20 мин съемки

На основе реологических и спектрофотометрических исследований можно полагать, что преобладающим видом структуры в текстуре геля