

УДК 541.64:535.3

**АНИЗОТРОПНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В МОДЕЛИ  
ПЕРСИСТЕНТНОЙ ЦЕПИ**

*Шкорбатов А. Г.*

Рассчитана интенсивность  $H_v$  деполяризованного рассеяния света в модели персистентной цепи. Методика вычислений основана на применении уравнения Фоккера – Планка для функции распределения положений и ориентаций участка цепи и на суммировании диаграмм, возникающих при разложении  $H_v$  по степеням модуля вектора рассеяния  $s$ . Результаты относятся к случаю не слишком коротких цепей, для которых эффективная длина  $2\lambda L \geq 3$ .

Данная работа посвящена расчету угловой зависимости интенсивности деполяризованного рассеяния на растворах оптически анизотропных макромолекул, конформации которых описываются моделью персистентной цепи.

Известно, что персистентная цепь (*W*-цепь), предложенная Породом [1], хорошо описывает оптические и гидродинамические свойства полимерных молекул, образующих статистические клубки. Это относится к явлениям, которые определяются в основном размерами всей цепи (например, среднеквадратичным радиусом инерции  $\langle R^2 \rangle$ ). В то же время представляют интерес детали строения цепи в малых масштабах — порядка эффективной персистентной длины  $1/2\lambda$ . Характер локального поведения цепи может определяться не только равномерно распределенной гибкостью (которую учитывает модель *W*-цепи), но и наличием дефектов структуры макромолекулы.

Сведения о строении цепи в малых масштабах можно получить, исследуя интенсивность деполяризованного рассеяния  $H_v$  (ниже под  $H_v$  понимается приведенная интенсивность [2]). Для оценки отклонения реальных цепей от равномерно-гибких удобно было бы использовать характерные особенности углового распределения  $H_v$ . Однако до сих пор в работах [3, 4], где модель *W*-цепи или ее модификация привлекались для описания деполяризованного рассеяния, были получены только выражения  $H_v$  для малых углов рассеяния  $\theta$ . В связи с этим ниже проводится анализ угловой зависимости  $H_v(\theta)$  для *W*-цепи и сравнение с аналогичными результатами, полученными в альтернативной модели «статистического зигзага».

**Вычисление угловой зависимости  $H_v$ .** В разбавленных растворах полимеров деполяризация рассеянного света обусловлена оптической анизотропией вещества макромолекул. В задачах о рассеянии света эту анизотропию можно описать как различие поляризуемости  $\alpha$  цепи вдоль контура  $\alpha_{||}$  и по нормали к нему  $\alpha_{\perp}$ , т. е.  $\Delta\alpha = \alpha_{||} - \alpha_{\perp}$ . При рассеянии плоскополяризованного света с единичным вектором поляризации  $e_0$  возникает компонента рассеянного излучения с поляризацией  $e$ , нормальной и исходной,  $(e_0 e) = 0$ . Для раствора, содержащего в единице объема  $N$  цепей длины  $L$ , общее выражение для  $H_v$  (в приближении Рэлея – Ганса) может быть записано как двойной интеграл по контуру цепи [5–7]

$$H_v = N k^4 \left\langle \int_0^L dl \int_0^L dl' (\Delta\alpha)^2 (e_0 U) (e U) (e_0 U') (e U') \exp\{isR(l', l)\} \right\rangle \quad (1)$$

Здесь  $l$  и  $l'$  — значения геометрической длины, отсчитываемые от одного из концов контура,  $U = U(l)$  и  $U' = U(l')$  — единичные направляющие векторы

торы участков контура;  $\mathbf{R}(l', l)$  означает векторное расстояние между точками цепи на длине  $l$  и  $l'$ . Вектор рассеяния, обозначенный через  $\mathbf{s}$  ( $s=2k \sin(\theta/2)$ ), есть разность волновых векторов рассеянного и падающего света, по модулю равных  $k$ . Скобки  $\langle \dots \rangle$  означают конформационное усреднение включающее и усреднение по ориентациям цепи как целого. В случае однородной цепи формула (1) принимает следующий вид (ориентации начального вектора  $\mathbf{U}_0=\mathbf{U}(0)$  равновероятны)

$$H_v = 2Nk^4(\Delta\alpha)^2 \int_0^L dl (L-l) \langle (\mathbf{e}_0 \mathbf{U}_0) (\mathbf{e} \mathbf{U}_0) (\mathbf{e}_0 \mathbf{U}) (\mathbf{e} \mathbf{U}) \exp\{is\mathbf{R}(l, 0)\} \rangle \quad (2)$$

Учитывая, что корреляторы направляющих векторов перsistентной цепи убывают экспоненциально с ростом длины цепи, легко найти (положив  $s=0$ ), что интеграл (2) при  $L \gg 1/\lambda$  быстро сходится [3, 6–8]. Разумеется, учет множителя  $\exp(is\mathbf{R})$  не ухудшает сходимости. Благодаря этому обстоятельству при  $L \gg 1/\lambda$  значение верхнего предела в интеграле (2) несущественно и его можно выбрать сколь угодно большим. Кроме того, в подынтегральном выражении можно пренебречь длиной  $l$  по сравнению с  $L$ , так как вклад в интеграл (2) дают только значения  $l \leq 1/\lambda$ , для которых существенна корреляция в направлениях векторов  $\mathbf{U}_0$  и  $\mathbf{U}(l)$ . Так получается асимптотическое выражение  $H_v$  для  $L \gg 1/\lambda$  (использованы обозначения  $(\mathbf{e}_0 \mathbf{U}_0) = U_v^0$ ,  $(\mathbf{e} \mathbf{U}) = U_h^0$  и т. п.)

$$H_v = 2Nk^4(\Delta\alpha)^2 L \int_0^\infty \langle U_v^0 U_h^0 U_0 U_h \exp\{is\mathbf{R}\} \rangle dl \quad (3)$$

Конформационное усреднение в соотношении (1) или (3) можно провести в явном виде, если известна условная функция распределения  $W(\mathbf{R}, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; l)$  в пространстве положений и ориентаций  $\{\mathbf{R}, \mathbf{U}\}$  конца цепи длины  $l$  при заданном направлении  $\mathbf{U}_0$ . Тогда при фиксированных  $\mathbf{U}$  и  $\mathbf{U}_0$  в подынтегральном выражении можно провести усреднение по пространственным координатам  $\mathbf{R}$ . Результат усреднения  $F$  есть фурье-образ распределения  $W$

$$\langle \exp(is\mathbf{R}) \rangle_R = \int d\mathbf{R} W(\mathbf{R}, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; l) \exp(is\mathbf{R}) = F(s, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; l) \quad (4)$$

Область применимости асимптотического выражения  $H_v$  можно оценить, рассматривая значения  $H_v(\theta)$  в области малых углов рассеяния ( $\theta \rightarrow 0$ ) [3, 6, 7]

$$H_v(0) = (2/45) N k^4 (\Delta\alpha)^2 (L/2\lambda) (1 - y^{-1} + y^{-1} e^{-y}), \quad (5)$$

где  $y = 6\lambda L$ . Обычно мерой гибкости перsistентной цепи считается безразмерная длина  $x = 2\lambda L$ . Из уравнения (5) следует, что с точностью 10% величина  $H_v(0)$  может быть представлена асимптотическим значением  $H_v^{ac} = N k^4 (\Delta\alpha)^2 (L/45\lambda)$  уже при  $x \geq 3$ , т. е. даже для коротких цепей, не образующих статистических клубков. Поэтому ниже мы сосредоточим внимание на вычислении зависящей от угла рассеяния функции  $h(\theta)$ , входящей в асимптотическое выражение  $H_v$ .

$$H_v(\theta) = H_v^{ac}(0) h(\theta) \quad (6)$$

Обозначим через  $\omega$  и  $\omega_0$  совокупность угловых координат  $\{\Psi, \varphi\}$  векторов  $\mathbf{U}$  и  $\mathbf{U}_0$ , так что, например  $d\omega = \sin\Psi d\Psi d\varphi$ ,  $d\omega_0 = \sin\Psi_0 d\Psi_0 d\varphi_0$ . Согласно уравнениям (3), (4) и (6), заменяя под интегралом длину  $l$  безразмерным параметром  $t = \lambda l$ , получим

$$h(\theta) = \frac{45}{2\pi} \int d\omega U_v U_h \int d\omega_0 U_v^0 U_h^0 \int_0^\infty dt F(s, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; t) \quad (7)$$

Известно, что конфигурации  $W$ -цепи можно рассматривать как траектории марковского процесса в пространстве  $\{\mathbf{R}, \mathbf{U}\}$ , причем условное рас-

пределение  $W$  удовлетворяет уравнению Фоккера – Планка [5, 11]

$$\frac{\partial}{\partial l} W(\mathbf{R}, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; l) = \lambda \nabla_{\omega}^2 W - (\mathbf{U} \nabla_{\mathbf{R}}) W, \quad (8)$$

где  $\nabla_{\omega}^2$  – лапласиан в пространстве угловых координат вектора  $\mathbf{U}$ . Точное решение уравнения (8) не найдено, приближенные методы предложены в работах [9–16], причем, как правило, анализируется асимптотическое поведение  $W$  при  $l \gg 1/\lambda$ . Уравнение для функции  $F$  легко получить, применяя преобразование Фурье (4) к обеим частям уравнения Фоккера – Планка [9–11] (ниже все размеры выражены в единицах  $\lambda^{-1}$ )

$$\frac{\partial}{\partial t} F(\mathbf{s}, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; t) = \nabla_{\omega}^2 F + i(\mathbf{s}\mathbf{U})F \quad (9)$$

Вводя обозначения  $-\bar{D} = \nabla_{\omega}^2 + i(\mathbf{s}\mathbf{U})$  для оператора, стоящего в правой части (9), можно представить решение уравнения  $(\partial/\partial t)F = -\bar{D}F$  в операторном виде

$$F(\mathbf{s}, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; t) = \exp(-\bar{D}t)F(\mathbf{s}, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; 0) \quad (10)$$

При этом внутренний интеграл в уравнении (7) запишется как

$$\int_0^\infty dt F = \bar{D}^{-1}F(\mathbf{s}, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; 0) \quad (11)$$

Из определения условной вероятности следует  $W(\mathbf{R}, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; 0) = \delta_3(\mathbf{R})\delta_2(\mathbf{U}-\mathbf{U}_0)$ . В соответствии с этим уравнение (4) дает  $F(\mathbf{s}, \mathbf{U}|\mathbf{U}_0; 0) = \delta_2(\mathbf{U}-\mathbf{U}_0)$  ( $\delta_2$  есть  $\delta$ -функция в двумерном пространстве угловых координат  $\{\Psi, \varphi\}$ ). Подставляя последнее выражение в формулу (7) для  $h(\theta)$  и проводя интегрирование по  $\omega_0$ , получим

$$h(\theta) = (45/2\pi) \int d\omega U_v U_h \bar{D}^{-1}(\omega) U_v U_h \quad (12)$$

Вычисление  $h(\theta)$  сводится к построению оператора  $\bar{D}^{-1} = [-\nabla_{\omega}^2 - i(\mathbf{s}\mathbf{U})]^{-1}$ . Выделяя оператор Лапласа  $-\nabla_{\omega}^2 = \bar{D}_0$  и добавку  $\delta\bar{D} = i(\mathbf{s}\mathbf{U})$ , запишем цепочку операторных равенств

$$\begin{aligned} \bar{D}^{-1} &= \bar{D}_0^{-1} \bar{D}_0 (\bar{D}_0 - \delta\bar{D})^{-1} = \bar{D}_0^{-1} [(\bar{D}_0 - \delta\bar{D}) \bar{D}_0^{-1}]^{-1} = \\ &= \bar{D}_0^{-1} (1 - \delta\bar{D} \bar{D}_0^{-1})^{-1} = \bar{D}_0^{-1} \sum_{k=0}^{\infty} (\delta\bar{D} \bar{D}_0^{-1})^k \end{aligned} \quad (13)$$

Оператор  $\bar{D}_0^{-1}$  определен на сферических гармониках  $Y_n^m$ , поэтому входящую в уравнение (12) величину  $U_v U_h = (\mathbf{e}_v \mathbf{U})(\mathbf{e}_h \mathbf{U})$  следует разложить по функциям  $Y_n^m$ , связанным с полиномами Лежандра  $P_n^m(\cos \Psi)$

$$Y_n^m(\Psi, \varphi) = \left[ \frac{2n+1}{4\pi} \cdot \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \right]^{1/2} P_n^{|m|}(\cos \Psi) e^{im\varphi} \quad (14)$$

В системе координат с осями  $(x, y, z)$ , где  $x \parallel \mathbf{e}_0$ ,  $z \parallel \mathbf{s}$ , а угол  $\Psi$  отсчитывается от оси  $z$ , это разложение имеет вид

$$-U_v U_h = \left( \frac{2\pi}{15} \right)^{1/2} \left[ (Y_2^1 + Y_2^{-1}) \cos \frac{\theta}{2} + i(Y_2^2 - Y_2^{-2}) \sin \frac{\theta}{2} \right] \quad (15)$$

В выбранной системе  $\delta\bar{D} = is \cos \Psi$ . Действие оператора  $\bar{D}^{-1}$  на функциях  $Y_n^m$  полностью определяется следующими правилами (схожие формулы использовали в работе [11]):

$$\bar{D}_0^{-1} Y_n^m = [n(n+1)]^{-1} Y_n^m \quad (16)$$

$$\delta\bar{D} Y_n^m = is (A_n^m Y_{n+1}^m + B_n^m Y_{n-1}^m), \quad (17)$$

где

$$A_n^m = [(n+1-|m|)(n+1+|m|)/(2n+1)(2n+3)]^{1/2} \quad (18a)$$

$$B_n^m = [(n-|m|)(n+|m|)/(2n-1)(2n+1)]^{1/2} \quad (18b)$$

Эволюцию функций  $Y_n^m$  при последовательном действии оператора  $\hat{A} = \delta \hat{D} \hat{D}_0^{-1}$  можно представить с помощью диаграмм, на которых по горизонтали отложена степень  $p$  оператора  $\hat{A}^p$ , а по вертикали — значения нижнего индекса  $n$ , возникающие при действии  $\hat{A}^p$  (рис. 1). В соответствии с уравнениями (16), (17) в результате применения оператора  $\hat{A}$  к  $Y_n^m$  возникают сферические гармоники с нижними индексами  $n-1$  и  $n+1$ . Поэтому диаграммы в координатах  $\{n(p), p\}$  представляют собой всевозможные ветвящиеся траектории, исходящие из точки  $n(0)=2$  (похожие построения проведены в работе [15]). Однако, согласно уравнению (15), подынтегральное выражение в соотношении (12) содержит линейную комбинацию функций  $Y_2^m$ , из-за чего (благодаря ортонормальности сферических гармоник) вклад

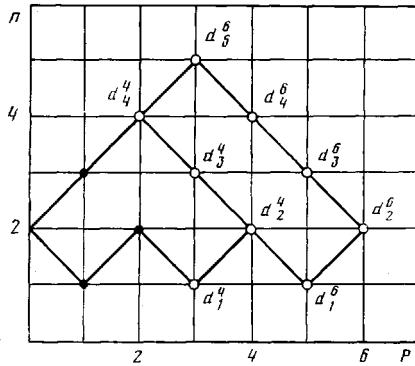


Рис. 1. Диаграммное представление вкладов в функцию  $h(\theta)$ . Показаны верхняя и нижняя траектории для  $m=1$

в  $h(\theta)$  дают только диаграммы с конечным нижним индексом  $n=2$ . Разумеется, такие диаграммы возникают только при четных степенях  $p$ . Из уравнений (16)–(18) следует, что при увеличении нижнего индекса на 1 ( $n-1 \rightarrow n$ ) при  $Y_n^m$  появляется дополнительный множитель

$$a_n(m) = \frac{is}{n(n-1)} \left[ \frac{(n-|m|)(n+|m|)}{(2n-1)(2n+1)} \right]^{1/2}, \quad n > |m| \quad (19a)$$

При уменьшении индекса ( $n+1 \rightarrow n$ ) появляется множитель

$$b_n(m) = na_{n+1}/(n+2) \quad (19b)$$

Рассмотрим суммарные вклады от всех траекторий, приходящих в «точки роста» диаграмм, которые обозначим  $d_i^p$  (рис. 1). Этим точкам соответствуют выражения вида  $c_n^p Y_n^m$ . Из коэффициентов  $c_n^p$  можно образовать вектор-строку

$$\mathbf{c}^p = (c_1^p, c_2^p, \dots, c_{2+p/2}^p, 0, 0, \dots),$$

причем, согласно условию  $n(0)=2$

$$\mathbf{c}^0 = (0, 1, 0, 0, \dots)$$

Выписывая вклады, которые дает каждая из точек  $d_n^p$  в «точки роста» следующего поколения  $d_q^{p+2}$ , можно убедиться, что вектор  $\mathbf{c}^p$  преобразуется в  $\mathbf{c}^{p+2}$  с помощью матрицы преобразования  $M$  (бесконечного порядка).  $\mathbf{c}^{p+2} = \mathbf{c}^p M$ . Элементы матрицы  $M$  связаны с переходными коэффициентами  $a_n$  и  $b_n$

$$M(m) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot \\ b_1 & a_3 b_2 + a_2 b_1 & a_3 & 0 & \cdot \\ 0 & a_4 b_3 b_2 & a_4 b_3 & a_4 & \cdot \\ 0 & a_5 b_4 b_3 b_2 & a_5 b_4 b_3 & a_5 b_4 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{bmatrix} \quad (20)$$

Как указывалось выше, нас интересуют только выражения с нижним индексом  $n=2$ . Необходимые коэффициенты  $c_2^{2r}(m)$  теперь записутся как

$$c_2^{2r}(m) = \mathbf{c}^0 M^r(m) \mathbf{c}^{0(tr)} \quad (21)$$

В выражении  $\bar{D}^{-1}Y_2^m$  часть, дающая вклад в  $h(\theta)$  имеет вид

$$D_0^{-1}Y_2^m \sum_{r=0}^{\infty} c_2^{2r}(m) = \frac{1}{6} Y_2^m \sum_{r=0}^{\infty} c_2^{2r}(m) \quad (22)$$

С учетом этого выражения и уравнения (15), получим

$$\begin{aligned} h(\theta) &= 3 \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} \int d\omega (Y_2^1 + Y_2^{-1}) \bar{D}^{-1} (Y_2^1 + Y_2^{-1}) - \right. \\ &\quad \left. - \sin^2 \frac{\theta}{2} \int d\omega (Y_2^2 - Y_2^{-2}) \bar{D}^{-1} (Y_2^2 - Y_2^{-2}) \right\} = \\ &= \sum_{r=0}^{\infty} \left[ c_2^{2r}(1) \cos^2 \frac{\theta}{2} + c_2^{2r}(2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \end{aligned} \quad (23)$$

Учитывая равенство (21), формально можно записать сумму возникающего ряда, вводя диагональную единичную матрицу  $E$  (бесконечного порядка)

$$\begin{aligned} h(\theta) &= e^0 \sum_{r=0}^{\infty} \left[ M^r(1) \cos^2 \frac{\theta}{2} + M^r(2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] e^{0(tr)} = \\ &= \left\{ [E - M(1)]^{-1} \cos^2 \frac{\theta}{2} + [E - M(2)]^{-1} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}_{22} \end{aligned} \quad (24)$$

Практическое значение имеет представление  $h(\theta)$  в виде ряда (23), так как  $c_2^{2r} \sim s^{2r}$ . Используя уравнения (19в), (20) и (21), найдем

$$\begin{aligned} c_2^0 &= 1, \quad c_2^2 = 3b_1^2 + 2b_2^2, \quad c_2^4 = (c_2^2)^2 + (10/3)b_2^2 b_3^2 \\ c_2^6 &= c_2^4 c_2^2 + (5/9)b_2^2 b_3^2 (6c_2^2 + 10b_3^2 + 9b_4^2) \end{aligned} \quad (25)$$

Возвращаясь к размерным переменным, выпишем первые члены разложения  $h(\theta)$  по параметру  $\sigma = k/\lambda$

$$\begin{aligned} h(\theta) &= 1 - \left( \sigma \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \frac{5}{63} \left( 1 - \frac{9}{10} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) + \\ &\quad + \left( \sigma \sin \frac{\theta}{2} \right)^4 \frac{2}{315} \left( 1 - \frac{71}{72} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) - \\ &\quad - \left( \sigma \sin \frac{\theta}{2} \right)^6 63^{-2} \frac{99\,841}{49\,500} \left( 1 - \frac{28\,469}{28\,526} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) + \dots \end{aligned} \quad (26)$$

Даже для жесткоцепных молекул дезоксирибонуклеиновой кислоты обычно выполняется условие  $\sigma \leq 2,5$ . Так как отношение двух последовательных членов ряда (26) близко к  $0,08 \cdot \left( \sigma \sin \frac{\theta}{2} \right)^2$ , при  $\sigma \leq 2,5$  можно с относительной точностью 5% ограничиться четырьмя приведенными членами.

**Сравнение с моделью «статистического зигзага».** Графики функции  $h(\theta)$  при различных значениях  $\sigma$  приведены на рис. 2, а. Заметим, что в координатах  $\{h(\theta), \sin^2(\theta/2)\}$  эти кривые почти симметричны относительно точки  $\theta = \pi/2$ . Эта характерная особенность отличает угловую зависимость  $H_\circ$  для  $W$ -цепи от соответствующего результата для модели «статистического зигзага» ( $S$ -цепи), предложенной Бирштейн и Птицыным [17].

Обозначим как  $1/2\gamma$  среднее расстояние между случайно расположеными точечными «дефектами»  $S$ -цепи. Вращение прямолинейных звеньев

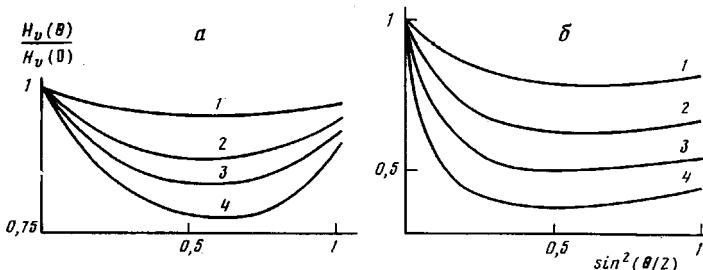


Рис. 2. Угловая зависимость  $H_v(\theta)$  в модели персистентной цепи (*a*) и «статистического зигзага» (*b*). *a*:  $\sigma=1,5$  (1); 2,5 (2); 3 (3) и 3,5 (4); *b*:  $\sigma_s=1,5$  (1); 2,5 (2); 3,5 (3) и 5 (4)

цепи в этих точках будем считать свободным. Для *S*-цепей произвольной длины величина  $H_v$  рассчитана в работе [4]. В пределе длинных цепей ( $2\gamma L > 15$ ) асимптотическое выражение для  $H_v^s$ , аналогичное формуле (6), принимает вид

$$H_v^s(\theta) = Nk^4(\Delta\alpha)^2(L/15\gamma)h^s(\theta) \quad (27)$$

$$h^s(\theta) = \mu^{-2} [1,25 - f(\mu)] \left(4 - 5 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) + f(\mu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (28)$$

Здесь  $\mu = \sigma_s \sin \frac{\theta}{2}$ ,  $\sigma_s = \frac{k}{\gamma}$ ,  $f(\mu) = \frac{15}{8} \mu^{-2} [(\mu + \mu^{-1}) \operatorname{arctg} \mu - 1]$ . Результаты для *W*- и *S*-цепей удобно сравнивать при условии  $\lambda = \gamma$ , когда радиусы инерции цепей совпадают. В этом случае из формулы (27) следует  $H_v^s(0) = 3H_v^w(0)$ . (Подробно эффекты малоуглового рассеяния для *W*- и *S*-цепей и их модификаций обсуждаются в работах [4, 6–8].) Угловая зависимость  $H_v^s$  при  $\sigma_s = 1–3$  оказывается более заметной, чем для *W*-цепи (рис. 2, *b*). В то же время возрастание интенсивности рассеяния при больших  $\theta$  («рассеяние назад») менее существенно в случае *S*-цепей.

В заключение автор выражает благодарность И. О. Кулику и В. Л. Галкину за поддержку и за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Porod G. Monatsch. Chem., 1949, B. 80, N 3, S. 251.
2. Эскин В. Е. Рассеяние света растворами полимеров. М.: Наука, 1973, с. 11.
3. Arpin M., Strazielle C., Weill G. Polymer, 1977, v. 18, N 3, p. 262.
4. Шкорбатов А. Г. Высокомолек. соед. А, 1980, т. 22, № 3, с. 655.
5. Hermans J. J., Ullman R. Physica, 1952, v. 18, N 5, p. 951.
6. Шкорбатов А. Г., Кельман Э. А. Высокомолек. соед. А, 1977, т. 19, № 10, с. 2397.
7. Shkorbatov A. G., Verkin B. I., Kulik I. O. Biopolymers, 1978, v. 17, N 1, p. 1.
8. Shkorbatov A. G. Macromolec. Chem., 1980, v. 1, N 3, p. 171.
9. Daniels H. E. Proc. Roy. Soc. A, 1952, v. 63, N 5, p. 290.
10. Saito N., Takahashi K., Yunoki Y. J. Phys. Soc. Japan, 1967, v. 22, N 1, p. 219.
11. Gobush W., Yamakawa H., Stockmayer W. H., Magee W. S. J. Chem. Phys., 1972, v. 57, N 7, p. 2839.
12. Harris R. A., Hearst J. E. J. Chem. Phys., 1966, v. 44, N 7, p. 2595.
13. Freed K. F. J. Chem. Phys., 1971, v. 54, N 4, p. 1453.
14. Koyama R. J. Phys. Soc. Japan, 1973, v. 34, N 4, p. 1029.
15. Yamakawa H. J. Chem. Phys., 1973, v. 59, N 7, p. 3814.
16. Norisuye T., Murakama H., Fujita H. Macromolecules, 1978, v. 11, N 5, p. 966.
17. Birshtein T. M., Ptitsyn O. B. J. Polymer. Sci. C, 1969, v. 16, p. 4617.

Физико-технический институт  
низких температур АН УССР

Поступила в редакцию  
9.IX.1980

#### ANISOTROPIC LIGHT SCATTERING IN PERSISTENT CHAIN MODEL

*Shkorbatov A. G.*

#### Summary

The intensity  $H_v$  of depolarized light scattering in the persistent chain model is calculated. The technique of calculations is based on Fokker-Plank equation for the distribution function of states and orientations of a part of a chain and on the summation of diagrams appearing when  $H_v$  is expanded in a power series of the scattering vector  $s$  modulus. The results are valid for not too short chains with effective length  $2\lambda L \geq 3$ .