

Е.Б. Ипатов¹
С.П. Кузнецов²
И.В. Мешков³
А.В. Шелагин⁴

E.B. Ipatov
S.P. Kuznetsov
I.V. Meshkov
A.V. Shelagin

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ

INVESTIGATION OF NANOSTRUCTURED MATERIALS

В работе применяется метод рассеяния очень холодных нейтронов (ОХН) для исследования структур различных материалов с характерными размерами от единиц до сотен нанометров. Кратко рассматриваются теоретические основы этого метода. Упругое рассеяние ОХН не изменяет состояния рассеивателя, так как энергия нейтронов много меньше энергии химических связей. Экспериментальные данные, полученные на времяпролётном спектрометре, дали возможность из полного сечения взаимодействия получить полное сечение упругого рассеяния. Методика моделирования позволяет получить параметры дискретных неоднородностей в случайно неоднородных средах.

Ключевые слова: ядерный оптический потенциал, длина волны Бройля, сечение упругого рассеяния, очень холодные нейтроны.

In this work the method of scattering of very cold neutrons (VCN) was used for researches of structures of various materials with the characteristic sizes from units to hundreds of nanometers. The theoretical basis of this method was briefly considered. Elastic VCN scattering does not change the state of the sample, since the energy of this neutrons is much less energy of the chemical bonds. Experimental data obtained on the time-of-flight spectrometer, gave the opportunity to get a full cross-section of elastic scattering from a full cross-section of interaction. The method of modeling allows to obtain the parameters of discrete inhomogeneities in the randomly inhomogeneous media.

Keywords: nuclear optical potential, de Broglie wave length, elastic scattering cross section, very cold neutrons.

Введение

Макроскопические свойства материалов, такие, как электропроводность, теплопроводность, прочность, радиационная стойкость и

¹ Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики, Московский физико-технический институт.

² Кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник нейтронно-физического отдела Физического института Российской академии наук им. П.Н. Лебедева (ФИАН).

³ Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник нейтронно-физического отдела Физического института Российской академии наук им. П.Н. Лебедева (ФИАН).

⁴ Доктор физико-математических наук, доцент кафедры общей физики, Московский физико-технический институт.

морозостойкость, во многом обуславливаются структурами с характерными размерами от единиц до сотен нанометров (наноструктур). В этом диапазоне находятся размеры неоднородностей различной физической природы в кристаллизующихся полимерах [1], размеры мицелл в лиотропных жидких кристаллах [2], размеры доменов в блок-сополимерах [3] и функциональных элементов биологических объектов [4]. В этом же диапазоне, по-видимому, находится предел возможной миниатюризации электроники [5]. Этот далеко не полный перечень дает краткое представление об актуальности исследований наноструктур. Особенно актуально исследование наноструктур с целью создания новых материалов для различных наукоемких технологий.

Очень холодные нейтроны (ОХН) рассеиваются и поглощаются ядрами атомов. Сечения поглощения таких нейтронов существенно ниже, чем рентгеновских лучей. Это даёт возможность успешно проводить исследования наноструктур массивных образцов. Наличие у нейтрона магнитного момента позволяет исследовать распределение спиновой плотности в этих образцах. В начале статьи даётся описание метода рассеяния ОХН и времяпролётного спектрометра ОХН [6]. Далее рассмотрены модели различных сред. Для каждой из моделей получены макроскопические сечения упругого рассеяния ОХН. В заключении выполнено краткое сравнение различных методов исследования наноструктурированных материалов.

Метод рассеяния очень холодных нейтронов

Энергия очень холодных нейтронов $2,5 \cdot 10^{-7} < E < 5 \cdot 10^{-7}$ эВ много меньше энергии химических связей, существующих между атомами. Поэтому рассеяние ОХН на неоднородностях наноструктур не изменяет состояния рассеивателя. Процесс взаимодействия ОХН с исследуемым образцом сводится к отражению, преломлению и дифракции нейтронной волны. Это чисто оптические явления, в которых свойства нейтронов определяются ядерным оптическим потенциалом [7; 8; 9]:

$$V(\mathbf{r}) = \sum_i (2\pi\hbar^2 / m) \bar{b}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) = (2\pi\hbar^2 / m) \bar{b} \rho(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Здесь \hbar – постоянная Планка; m – масса нейтрона; \mathbf{r} – текущая координата; \mathbf{r}_i – положение ядра с номером i ; $\rho(\mathbf{r})$ – плотность частиц рассеивателя; \bar{b}_i [см] – когерентная амплитуда рассеяния на связанном ядре. Величину “ $-\bar{b}_i$ ” называют длиной рассеяния Ферми. Подавляющее большинство ядер характеризуется положительной длиной рассеяния Ферми, но есть некоторое количество ядер с отрицательной длиной рассеяния. Если $\bar{b}_i > 0$, то нейтронная волна как бы выталкивается из области действия ядерного потенциала, а при $\bar{b}_i < 0$ втягивается в неё. Суммирование в (1) проводится по всем ядрам рассеивающей системы. Константа \bar{b} – усреднённое значение амплитуды рассеяния. Потенциал $V(\mathbf{r})$ определяет показатель преломления среды

$$n^2 = 1 - V / E, \quad (2)$$

где E – энергия нейтрона, падающего из вакуума. Источником ОХН является ядерный реактор. Однако доля ОХН в спектре реактора очень мала ($\sim 10^{-6}$). Таким образом, использование ОХН в спектрометре затруднено из-за существенного возрастания времени измерений поля рассеянных нейтронов. Тем не менее, уникальные

свойства ОХН привлекают внимание экспериментаторов как у нас в стране, так и за рубежом. В частности, в Физическом институте имени П.Н. Лебедева РАН создан и функционирует на базе ядерного реактора МИФИ времяпролётный спектрометр ОХН [6]. Принципиальная схема этого спектрометра имеет вид (см. рис. 1).

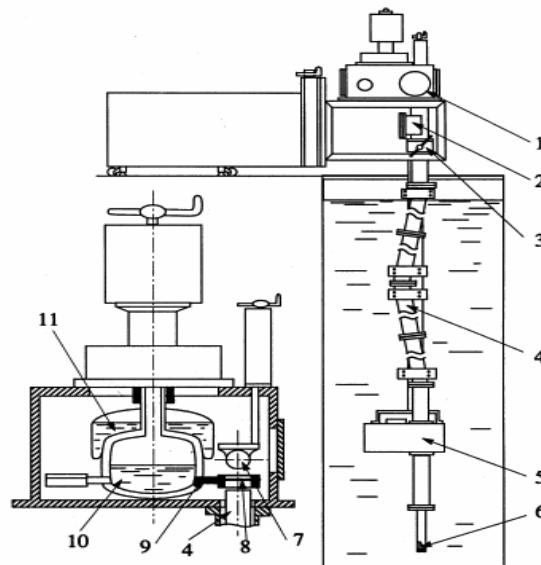


Рис. 1. Схема спектрометра: 1 – камера-криостат; 2 – монитор; 3 – шиббер; 4 – нейтронпровод; 5 – прерыватель; 6 – конвертор; 7 – счетчик; 8 – образец; 9 – держатель образца; 10 – низкотемпературная ванна; 11 – азотная рубашка

Спектрометр очень холодных нейтронов

Времяпролётный спектрометр, представленный на рис. 1, предназначен для измерений зависимостей полных сечений взаимодействия ОХН с веществом от скорости налетающих из вакуума нейтронов. Исследуемые образцы помещаются в измерительную камеру-криостат. Спектрометрия осуществляется по времени пролёта шестиметровой пролётной базы от механического прерывателя потока нейтронов до детектора. Выделение ОХН из спектра реактора происходит в вакуумируемом нейтронпроводе. ОХН, отражаясь от его стенок, выводятся из пучка более быстрых и не отражающихся от стенок нейтронов. В качестве источника нейтронов используется бериллиевый конвертор, смещающий спектр нейтронов в область меньших энергий, расположенный в ячейке активной зоны реактора. В непосредственной близости от измерительной камеры находится счетчик-монитор потока нейтронов. Измерения производятся с образцом и без него для определения падающего N_o и прошедшего через образец N_r потоков нейтронов. Такой ме-

тод измерения называется методом ослабления. Макроскопическое полное сечение ослабления Σ_t определяется отношением прошедшего потока излучения к падающему потоку:

$$\Sigma_t = (1/x) \ln(N_o / N_r). \quad (3)$$

В формуле (3) x – это толщина образца. Скорость нейтрона в вакууме v определяется по времени пролёта из соотношения $t = \sqrt{(v/g)^2 + 2L/g} - (v/g)$. В качестве детектора нейтронов используется специальный ${}^3\text{He}$ – счетчик с давлением гелия 500 тор и эффективностью регистрации ОХН ~100%. Такой детектор практически нечувствителен к тепловым нейтронам.

Поскольку ОХН обладают ярко выраженными оптическими свойствами, то при определении полного сечения необходимо вводить поправки на преломление нейтронной волны на границе вакуум/образец и на многократное отражение от границ образца. Первая поправка сводится к вычислению эффективной скорости нейтрона в образце v' :

$$v' = \sqrt{v^2 - v_r^2}, \quad (4)$$

где v_r – граничная скорость для вещества, при которой происходит полное отражение нейтронов при любом угле падения на образец. Методика введения второй поправки более сложна и подробно описана в работе [6].

Рассмотрим теперь составляющие полного макроскопического сечения взаимодействия ОХН с веществом Σ_t :

$$\Sigma_t = \Sigma_c + \Sigma_{ie} + \Sigma_H + \Sigma_{es}. \quad (5)$$

Здесь Σ_c – сечение захвата нейтрона, Σ_{ie} – сечение неупругого рассеяния нейтронов на колеблющемся в тепловом равновесии ядре исследуемого вещества, Σ_H – сечение упругого некогерентного рассеяния на ядрах вещества, Σ_{es} – сечение упругого рассеяния на неоднородностях ядерного оптического потенциала рассеяния. Неупругое рассеяние приводит к нагреванию нейтронов. Поскольку эффективность регистрации тепловых нейтронов детектором много меньше эффективности регистрации ОХН, сечение неупругого рассеяния рассматривают как сечение поглощения, наряду с сечением захвата ($1/v$). Сечение упругого некогерентного рассеяния не зависит от скорости нейтрона и определяется исключительно рассеивающими свойствами ядер исследуемого вещества. Известная зависимость перечисленных сечений от скорости нейтрона позволяет исключить из полного сечения вклад чисто ядерных и неупругих

процессов взаимодействия и выделить зависимость сечения упругого рассеяния ОХН на элементах наноструктур от скорости нейтронов.

Теоретические основы метода рассеяния ОХН

Фундаментальная величина в нейтронной оптике – это когерентная волна, $\psi(\mathbf{r})$. Она обеспечивает полное описание всех когерентных упругих процессов рассеяния и удовлетворяет уравнению Шрёдингера [8]:

$$\left[(\hbar^2 / 2m) \Delta + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}) &= (2\pi\hbar^2 / m) \sum_i b_i \langle \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \rangle = \\ &= (2\pi\hbar^2 / m) \langle b(\mathbf{r}) \rangle = (2\pi\hbar^2 / m) \rho b S(\mathbf{r}), \quad (7) \end{aligned}$$

где $S(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & \text{при } \mathbf{r} \in \Omega \\ 0, & \text{при } \mathbf{r} \notin \Omega \end{cases}$ – функция формы, Ω – объём рассеивателя.

В уравнениях (6) и (7) $V(\mathbf{r})$ – это оптический потенциал в кинематической теории рассеяния, E – энергия падающего нейтрона, m – масса нейтрона. Потенциал $V(\mathbf{r})$ и решение $\psi(\mathbf{r})$ – это макроскопические величины, зависящие только от термодинамического состояния системы. В газах, жидкостях и аморфных твердых телах потенциал $V(\mathbf{r})$ – константа. В кристаллах – плавно меняющаяся периодическая функция \mathbf{r} . Её период равен периоду решётки.

Сечение рассеяния ОХН может быть вычислено в случае, когда поле, на котором происходит рассеяние, может рассматриваться как возмущение, а в качестве возмущения берётся полная потенциальная энергия частицы во внешнем поле: потенциальная энергия нейтрона в среде $V(\mathbf{r})$ (1). Такой метод в теории столкновений называют борновским приближением [10]. Это приближение возможно при выполнении условия

$$|V| \ll \hbar v / a = \hbar^2 k^2 / m a k \cong E / a k. \quad (8)$$

Здесь a – радиус действия поля $V(\mathbf{r})$, V – порядок величины потенциальной энергии нейтрона в основной области ее существования. Из условия (8) следует, что приближение справедливо для достаточно быстрых частиц, $ka \gg 1$. Для ОХН условие (8) нарушается, если $a > R_o \cong E / V k = k / k_r^2$.

С увеличением скорости нейтронов значение R_o возрастает, и область применимости приближения Борна уменьшается. Величина полного сечения рассеяния также уменьшается [11]. Условимся различать рассеяние ОХН на отдельной частице [12] и рассеяние на флуктуациях среды (например, флуктуации плотности или магнитной индукции). Во многих реальных слу-

чаях невозможно сказать что-либо определенное о форме неоднородностей. Моделировать рассеяние в таких средах удобно, подобрав корреляционную функцию, адекватно отражающую реальный процесс рассеяния. Данные об общих свойствах корреляционной функции можно получить из анализа зависимостей макроскопического сечения от волнового числа k [13–15].

Дифференциальное сечение упругого рассеяния ОХН на неоднородностях образца в борновском приближении теории возмущений имеет вид [13–15]:

$$\frac{d(\Sigma_{es} V_{\Omega})}{d\Omega} = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \iint K_{\delta V \delta V'}(\mathbf{r}|\mathbf{r}') e^{iq(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} d\mathbf{r}d\mathbf{r}' \text{ (см}^2\text{)}. \quad (9)$$

Здесь Σ_{es} (см⁻¹) – макроскопическое сечение упругого рассеяния, V_{Ω} – объем образца, $\delta V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r}) - \langle V \rangle$ – флуктуация рассеивающего потенциала, $K_{\delta V \delta V'}(\mathbf{r}|\mathbf{r}') = \langle \delta U(\mathbf{r}) \delta U(\mathbf{r}') \rangle$ – корреляционная функция флуктуаций $\delta V(\mathbf{r})$ и $\delta V(\mathbf{r}')$, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, \mathbf{k} и \mathbf{k}' – волновые векторы нейтронов до и после рассеяния соответственно, m – масса нейтрона. В случае изотропной и однородной среды корреляционная функция зависит только от модуля разности векторов $\rho = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, а дифференциальное сечение $\frac{d\Sigma_{es}}{d\Omega}$ оказывается зависящим только от модуля передаваемого нейтрону импульса [13; 14]:

$$\frac{d\Sigma_{es}}{d\Omega} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \int_0^{\infty} K(\rho) \frac{\sin q\rho}{q\rho} \rho^2 d\rho. \quad (10)$$

Интегральное сечение рассеяния

$$\begin{aligned} \Sigma_{es} &= \int \left(\frac{d\Sigma_{es}}{d\Omega}\right) d\Omega = \frac{2\pi}{k^2} \int_0^{2k} \left(\frac{d\Sigma_{es}}{d\Omega}\right) q dq = \\ &= \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \cdot \frac{8\pi^2}{k^2} \int_0^{\infty} K(\rho) (1 - \cos 2k\rho) d\rho. \quad (11) \end{aligned}$$

При учёте размеров детектора нейтронов, вместо (11) мы будем иметь:

$$\begin{aligned} \Sigma_{es} &= \frac{2\pi^2}{k^2} \int_{k \sin \theta_0}^k \left(\frac{d\Sigma}{d\Omega}\right) q dq = \\ &= \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{8\pi^2}{k^2} \int_0^{\infty} K(\rho) [\cos(2k\rho \cdot S_0) - \cos 2k\rho] d\rho, \quad (12) \end{aligned}$$

где $2\theta_0$ – угол, под которым «виден» детектор нейтронов из образца, $S_0 = \sin \theta_0$.

Во многих случаях невозможно сказать что-либо определённое о форме неоднородностей. Моделировать в таких средах можно, подобрав соответствующий коррелятор, адекватно отражающий реальные процессы рассеяния в случайно неоднородных средах. Один из наиболее

употребляемых корреляторов – экспоненциальный (пуассоновский) коррелятор, для которого корреляционная функция имеет вид:

$$K(R) = K(0) \exp(-R/l_c). \quad (13)$$

Здесь $R = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$, l_c – корреляционная длина, $K(0) = \varphi(1 - \varphi)(\Delta\rho)^2$.

Величина $l_c = \int_0^{\infty} K(\rho) d\rho / K(0)$ называется длиной корреляции возмущения [15] и определяет эффективный размер неоднородностей; φ – объёмная доля рассеивателей, $\Delta\rho = (N_i b_i - N_j b_j)$ – перепад длин рассеивающей плотности на границе рассеиватель/матрица. Рассматриваемая статистическая модель

$$K(\mathbf{r}_1 | \mathbf{r}_2) = K(0) N(\mathbf{r}_1 | \mathbf{r}_2) \quad (14)$$

должна быть устойчивой по отношению к изменению вида коэффициента $N(\mathbf{r}_1 | \mathbf{r}_2)$. Можно полагать, что имеется некоторый класс функций, внутри которого изменение вида коэффициента корреляции не изменяет основных результатов. В данном случае такой класс функций образуют функции $N(\mathbf{r}_1 | \mathbf{r}_2)$, имеющие отличную от нуля первую производную при $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| = 0$. Другой хорошо известный и широко используемый коррелятор – гауссовский:

$$K(R) = K(0) \exp(-R/l_c)^2. \quad (15)$$

Для пуассоновского коррелятора из соотношения (12) получим

$$\begin{aligned} \Sigma_{es} &= (8\pi^2 / k^2) K(0) l_c \times \\ &\times \left[(1 + 4k^2 l_c^2 \sin^2 \theta_0)^{-1} - (1 + 4k^2 l_c^2)^{-1} \right], \quad (16) \end{aligned}$$

а для гауссовского коррелятора

$$\begin{aligned} \Sigma_{es} &= (8\pi^2 / k^2) (\pi^{1/2} K(0) l_c) \times \\ &\times \left[\exp(-4k^2 l_c^2 \sin^2 \theta_0) - \exp(-4k^2 l_c^2) \right]. \quad (17) \end{aligned}$$

При исследовании случайно-неоднородных конденсированных сред с помощью ОХН основной задачей является нахождение однократно рассеянного поля. Эта задача фактически сводится к вопросу о возбуждении полей заданными случайными источниками, непрерывно распределёнными по объёму V_{Ω} . Однако в силу конечности радиуса корреляции неоднородностей непрерывное распределение источников равносильно конечному числу дискретных источников [15].

Дифференциальное макроскопическое сечение рассеяния $d\Sigma_{es} / d\Omega$ ОХН на N изолированных рассеивателях, заключённых в объёме V_{Ω} , имеет вид:

$$\begin{aligned} (d\Sigma_{es} / d\Omega) &= (d\Sigma' / d\Omega) N / V_{\Omega} = \\ &= V_p^2 (\rho_p - \rho_s)^2 P(q) S(q) N / V_{\Omega}. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь $d\Sigma' / d\Omega$ – «микроскопическое» дифференциальное сечение рассеяния на отдельно взятом рассеивателе, V_p – объём рассеивателя, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, \mathbf{k} и \mathbf{k}' – волновые векторы нейтронов до и после рассеивания соответственно, $(\rho_p - \rho_s)^2 = [n_p b_p - n_s b_s]^2 \equiv \tau$ – контраст рассеиватель-матрица, $P(q)$ – форм-фактор рассеивателя, $S(q)$ – структурный фактор центров частиц, связанный с корреляционной функцией Ван Хова $G(\mathbf{r})$ [7]:

$$P(q) = \frac{1}{V_p^2} \left[\int_{V_p} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right]^2, \quad P(0) = 1, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} S(q) &= \frac{1}{N} \left\langle \left| \sum_{i,j} e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)} \right|^2 \right\rangle = \\ &= \int G(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad G(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r}) + G_d(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (20)$$

функция $G_d(\mathbf{r})$ может быть выражена через парную корреляционную функцию [7], \mathbf{q} – передаваемый импульс, θ – угол рассеяния, $q = 2k \sin(\theta/2)$, угловые скобки означают усреднение по ансамблю.

Для наночастиц различной формы (изолированные сферы, цилиндры, в том числе полые, эллипсоиды и так далее) в работах [11; 12; 16; 17] с помощью уравнений (18), (19) из соотношения (11) получены полные сечения рассеяния Σ_{es} . При этом учтено, что $S(q) \rightarrow 1$ для больших углов рассеяния. Для вычисления числовых значений Σ_{es} использовались алгоритмы, изложенные в работах [18–19]. Время вычисления можно существенно сократить, если воспользоваться методами волновой теории катастроф [20–26].

Главная трудность в применении наночастиц при создании новых материалов – их склонность к агломерации. В частности, макроскопические свойства наноконпозиционных материалов зависят от равномерности распределения частиц наполнителя в матрице полимера. Кроме того, многие случайные среды являются фрактальными структурами. Частицы-рассеиватели радиуса R (шкала малых расстояний ≤ 10 нм) организуются в кластеры размером ξ ($\xi \sim 10R$), а их объединения образуют гель. На шкале больших размеров – гель-гомогенное пористое стекло. Кластер имеет внутреннюю структуру, описываемую на языке фракталов. В биологических системах это протеиновые агрегаты; в колло-

идной химии и химии полимеров – коагуляция, флокуляция, образование гелей; в металлургии – нуклеация и процессы роста. Оказывается, что кластеры часто имеют значительную степень самоподобия. Для описания геометрического расположения частиц в кластере используется фрактальная размерность D . Теория фракталов позволила ввести новые количественные показатели структур в виде фрактальной размерности. Рассматриваются массовые ($1 \leq D \leq 3$) фракталы и поверхностные $2 \leq D_s \leq 3$ фракталы. Для простейшей фрактальной среды со структурами порядка ξ , созданных из дискретных рассеивателей размером $R_0 < r < \xi$, $R_0 \ll \xi$, корреляционная функция плотности имеет вид [27]:

$$\begin{aligned} \langle \rho(r) \rho(0) \rangle &= \varphi(1 - \varphi) (N_1 b_1 - N_2 b_2)^2 \times \\ &\times (D_v / 4\pi) \exp(-r / \xi) (R_0 / r)^{3-D_v}. \end{aligned} \quad (21)$$

Среда предполагается изотропной и однородной в среднем, и корреляционная функция тогда зависит только от модуля разности векторов $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$; $(1 - \varphi)$ – часть объема образца, занятая фракталами, D_v – размерность объемного фрактала, $N_i b_i$ – длины ядерных плотностей. В борновском приближении, учитывая (9), (10), дифференциальное сечение упругого рассеяния фракталом принимает форму:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{es}}{d\Omega} &= \int \langle \rho(0) \rho(\mathbf{r}) \rangle e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 = \\ &= \varphi(1 - \varphi) (N_1 b_1 - N_2 b_2)^2 V_{D_v} R_0^{3-D_v} \rightarrow \\ &\rightarrow \frac{D_v \Gamma(D_v - 1) \sin[(D_v - 1) \arctg(q\xi)]}{(4\pi)^2 q (q^2 + \xi^{-2})^{(D_v - 1)/2}}, \quad (\text{см}^2), \end{aligned} \quad (22)$$

где $V_{D_v} = V_3 (R_0 / \xi)^{3-D_v}$, $V_3 = \xi^3$, $\Gamma(x)$ – гамма-функция, $q = 2k \sin(\theta/2)$ – переданный импульс, k – волновое число, θ – угол рассеяния. Полное макроскопическое сечение упругого рассеяния получено нами из (11):

$$\begin{aligned} \Sigma_{es} &= \frac{\varphi(1 - \varphi) (N_1 b_1 - N_2 b_2)^2 D_v}{8\pi R_0^{D_v - 3} \cdot k^2} \cdot \Gamma(D_v - 2) \xi^{D_v - 2} \cdot \\ &\cdot \left[1 - \frac{\cos[(D_v - 2) \arctg(2k\xi)]}{(1 + 4k^2 \xi^2)^{(D_v - 2)/2}} \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Формула (22) оказывается простейшим выражением, которое описывает дифференциальное сечение рассеяния для больших q в методе малоуглового рассеяния: $d\sigma \sim q^{-D_v}$ для $D_v < 3$ и закон Порода: $d\sigma \sim q^{-4}$ для $D_v = 3$. Формула (23) получена нами в предположении, что детектор – точечный. Угловой размер детектора легко учитывается с помощью формул (21), (22) и (12).

Заключение

Значимость наноструктур как фактора, определяющего макроскопические свойства вещества, стимулирует, с одной стороны, совершенствование традиционных методов ее изучения, с другой – поиск и разработку теоретически и экспериментально – новых методов.

Для исследования наноструктур наиболее широко используется электронная микроскопия, рентгеновская дифракция и малоугловое рассеяние рентгеновских лучей, а также нейтронов, однако наряду с неоспоримыми достоинствами они обладают существенными недостатками. Так, например, электронная микроскопия требует сложной предварительной подготовки образца толщиной от 10^{-2} до 10 мкм. С помощью рентгеновских лучей нельзя исследовать магнитные структуры. Метод малоуглового рассеяния нейтронов относится к сложным и дорогостоящим методам.

Развитие нейтронных методов исследования вещества, использующих высокопоточные пучки нейтронов, привело к созданию уникальных установок на импульсных и стационарных реакторах, таких, как трехкристальные спектрометры, спектрометры обратного рассеяния, малоугловые дифрактометры с высоким разрешением по переданному импульсу и др. Создание и функционирование подобных приборов требует больших затрат, высокого уровня математического обеспечения и т.п. В то же время, использование для исследования нейтронов очень низких энергий значительно упрощает экспериментальные установки, хотя и усложняет теоретическое обоснование.

Литература

1. Марихин В.А., Мясникова Л.П. Надмолекулярная структура полимеров. – М. : Химия, 1977.
2. Веденов А.А., Левченко Е.Б. Надмолекулярные жидкокристаллические структуры в растворах амфифильных молекул // УФН. – 1983. – Т. 141. – С. 3.
3. Галло Б. Жидкокристаллическая структура блок-сополимеров // Жидкокристаллический порядок в полимерах. – М. : Мир, 1981.
4. Браун Г., Уолкен Дж. Жидкие кристаллы и биологические структуры. – М. : Мир, 1982.
5. Рамбиди Н.Г., Замалин В.М. Молекулярная электроника: истоки и надежды. – М. : Знание, 1985.
6. Антонов А.В., Исаков А.И., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Шелагин А.В. Исследование неоднородностей в ванадии и бериллии методом очень холодных нейтронов // Физика твердого тела. – 1984. – Т. 26. – № 6.

7. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. – М. : Наука, 1965.
8. Sears, V.E. Fundamental aspects of neutron optics // Physics Reports (Review section of Physics letters). – 1982. – V. 82. – № 1. – P. 1–29.
9. Игнатович В.К. Нейтронная оптика. – М. : Физматлит, 2006.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – М. : Наука, 1974.
11. Ипатов Е.Б., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Шелагин А.В. Полное и дифференциальное сечения рассеяния очень холодных нейтронов на бесконечно длинном круговом цилиндре // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2013. – Т. 18. – № 12. – С. 51.
12. Антонов А.В., Исаков А.И., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Шелагин А.В. Рассеяние очень холодных нейтронов на неоднородностях различных форм // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 1985. – № 10. – С. 48.
13. Steyerl, A. Very cold neutrons – a new tool in condensed matter research // II Международная школа по нейтронной физике (Алушта, 1974), D3–7991. – 1974. – С. 42.
14. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М. : Наука, 1967.
15. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. – М. : Наука, 1976. – Т. 1. Случайные поля.
16. Ипатов Е.Б., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Шелагин А.В. Численное моделирование дифференциальных сечений рассеяния очень холодных нейтронов на сплошном бесконечном круговом цилиндре // Вестник Российского нового университета. – 2013. – Выпуск 4. Управление, вычислительная техника и информатика. – С. 35–39.
17. Ипатов Е.Б., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Шелагин А.В. Численное моделирование полных сечений рассеяния очень холодных нейтронов на сплошном бесконечном круговом цилиндре // Вестник Российского нового университета. – 2014. – Выпуск 4. Управление, вычислительная техника и информатика. – С. 7–12.
18. Ипатов Е.Б., Гридин Д.В. Вычисление интегралов от быстро осциллирующих функций // Проблемы распространения и дифракции электромагнитных волн. – М. : МФТИ, 1995. – С. 47–53.
19. Ипатов Е.Б., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Численные методы расчёта специальных функций волновых катастроф // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 1985. – Т. 25. – № 2. – С. 224–236.

20. Крюковский А.С. Локальные равномерные асимптотики волновых полей в окрестности основных и краевых каспидных каустик // Радиотехника и электроника. – 1996. – Т. 41. – № 1. – С. 59–65.

21. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Классификация и равномерное асимптотическое описание пространственно-временных трехмерных краевых фокусировок волновых полей // Радиотехника и электроника. – 2005. – Т. 50. – № 10. – С. 1221–1230.

22. Крюковский А.С., Растягаев Д.В. Классификация унимодальных и бимодальных угловых катастроф // Функциональный анализ и его приложения. – 1992. – Т. 26. – Вып. 3. – С. 77–79.

23. Kryukovskii, A.S., Lukin, D.S., Palkin, E.A., Rastyagaev, D.S. Wave catastrophes: types of focusing in diffraction and propagation of electromagnetic waves // Journal of Communications

Technology and Electronics. – 2006. – Т. 51. – № 10. – P. 1087.

24. Крюковский А.С., Лукин Д.С. Построение равномерной геометрической теории дифракции методами краевых и угловых катастроф // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43. – № 9. – С. 1044–1060.

25. Ипатов Е.Б., Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Краевые катастрофы и асимптотики // ДАН СССР. – 1986. – Т. 291. – № 4. – С. 823–827.

26. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Равномерные асимптотики и угловые катастрофы // Доклады РАН. – 1995. – Т. 341. – № 4. – С. 456–459.

27. Maleev, S.V. Small-angle multiple neutrons scattering in fractal media // Phys. Rev. B. – 1995. – N 52. – P. 13163.