



МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

DOI: 10.25586/RNU.V9I87.18.11.P.04

УДК 535.3, 539.27, 541.64

С.П. Кузнецов, И.В. Мешков, Е.Б. Ипатов, Е.А. Палкин

ИССЛЕДОВАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Всестороннее рассмотрение возможностей очень холодных нейтронов (ОХН) в изучении материалов и конденсированных сред осуществлено научным коллективом сотрудников НФО ФИАН, руководимым Ю.А. Меркульевым. Был разработан и установлен на реакторе ИРТ МИФИ времяпролетный спектрометр ОХН (рис. 1). Создан оригинальный метод изучения наноструктуры и динамических особенностей простых и сложных, магнитных и немагнитных, упорядоченных и неупорядоченных веществ, который может быть с успехом использован даже на ядерных реакторах с невысокими потоками нейтронов. Получены новые ядерные данные. Исследованы различные материалы. Результаты проведенных экспериментов были использованы в процессе разработки методов получения новых материалов с улучшенными макросвойствами.

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

S.P. Kuznetsov, I.V. Meshkov, E.B. Ipatov, E.A. Palkin

STUDIES OF CONDENSED MATTER BY USING THE TIME-OF-FLIGHT SPECTROMETER OF VERY COLD NEUTRONS

Comprehensive review of the possibilities of very cold neutrons (UCN) in the study of materials and condensed matter carried out by the staff of NFO LPI led by Y.A. Merkuliev. They developed and installed on the IRT MEPHI reactor a time-of-flight UCN spectrometer (Fig. 1) Original method for studying nanostructure and dynamic properties of simple and complex, magnetic and non-magnetic, ordered and disordered substances has been developed. It can be successfully used even on nuclear reactors with low neutron fluxes. New nuclear data have been obtained. Researches of various materials are carried out. The results of the experiments were used in the development of methods for obtaining new materials with improved macro-properties.

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

© Кузнецов С.П., Мешков И.В., Ипатов Е.Б., Палкин Е.А., 2018.

Введение

Макроскопические свойства материалов, такие как электропроводность, теплопроводность, прочность, радиационная стойкость и 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 важно их изучение 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 дает возможность успешно проводить исследования наноструктур массивных образцов. Наличие у нейтрона магнитного момента позволяет исследовать распределение спиновой плотности в этих образцах. С целью использования свойств ОХН для проведения исследований новых материалов в нейтронно-физическом отделе ФИАН группой сотрудников Нейтронно-физического отдела под руководством Ю.А. Меркульева создан и установлен на реакторе ИРТ МИФИ времяпролетный спектрометр ОХН [6].

Метод рассеяния очень холодных нейтронов

Энергия очень холодных нейтронов $2,5 \cdot 10^{-7} < E < 5 \cdot 10^{-5}$ 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 оптическое 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 нее. Суммирование в (1) проводится по всем ядрам рассеивающей системы. Константа \bar{b} – усредненное 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. 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 времяпролетный спектрометр ОХН [6].

Спектрометр очень холодных нейтронов

Времяпролетный 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 пролета шестиметровой пролетной базы от механического прерывателя потока нейтронов до детектора. Выделение ОХН из спектра реактора происходит в вакуумируемом нейтроноводе. 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_{tr} потоков нейтронов.

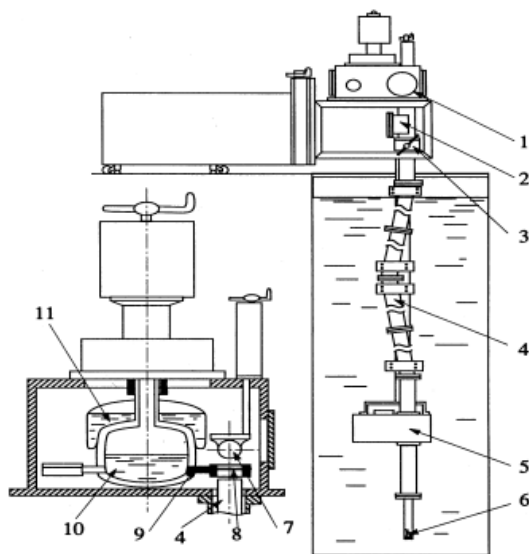


Рис. 1. Схема спектрометра.

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

Макроскопическое полное сечение ослабления Σ_t определяется отношением прошедшего потока излучения к падающему потоку:

$$\Sigma_t = (1/x) \ln(N_o / N_{tr}). \quad (3)$$

В формуле (3) x – это толщина образца. Скорость нейтрона в вакууме v определяется по времени пролета из соотношения $t = \sqrt{(v/g)^2 + 2L/g} - (v/g)$. В качестве детектора нейтронов используется специальный ^3He -счетчик с давлением гелия 500 тор и эффективностью регистрации ОХН $\sim 100\%$. Такой детектор практически не чувствителен 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 $(\Sigma_c + \Sigma_{ie}) \propto (1/v)$. 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 Шредингера [8]:

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

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

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 – объем 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} . Ее период равен периоду решетки.

Сечение рассеяния ОХН может быть вычислено в случае, когда поле, на котором происходит рассеяние, может рассматриваться как возмущение, а в качестве возмущения берется 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]. Оно 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.

Условимся различать рассеяние ОХН на отдельной частице [12] и рассеяние на флуктуациях среды (например, флуктуации плотности или магнитной индукции). Во многих реальных случаях 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]:

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

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

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

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

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

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

Во многих случаях невозможно сказать что-либо определенное 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 – объемная доля рассеивателя; $\Delta\rho = (N_i b_i - N_j b_j)$ – 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 влияет на основные результаты. 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

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

а для гауссовского коррелятора

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

Дифференциальное макроскопическое сечение рассеяния $d\Sigma_{es}/d\Omega$ ОХН на N изолированных рассеивателях, заключенных в объеме V_Ω , имеет вид:

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

Здесь $d\Sigma'/d\Omega$ – «микроскопическое» дифференциальное сечение рассеяния на отдельно взятом рассеивателе; V_p – объем 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 рассеивателя-матрицы; $P(q)$ – форм-фактор рассеивателя; $S(q)$ – структурный фактор центров частиц, связанный с корреляционной функцией Ван Хофа $G(\mathbf{r})$ [7]:

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

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

где 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 т.д.) 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.

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 организуются в кластеры. Кластер имеет внутреннюю структуру, описываемую на языке фракталов. 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 ($1 \leq D_v \leq 3$) 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]:

$$\langle \rho(r)\rho(0) \rangle = \varphi(1-\varphi)(N_1b_1 - N_2b_2)^2 (D_V / 4\pi) \exp(-r/\xi)(R_0/r)^{3-D_V}. \quad (21)$$

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:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{es}}{d\Omega} &= \int \langle \rho(0)\rho(r) \rangle e^{iq(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 = \\ &= \varphi(1-\varphi)(N_1b_1 - N_2b_2)^2 V_{D_V} R_0^{3-D_V} \frac{D_V \Gamma(D_V - 1) \sin[(D_V - 1) \arctg(q\xi)]}{(4\pi)^2 q(q^2 + \xi^{-2})^{(D_V - 1)/2}}, \end{aligned} \quad (22)$$

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) и (22) соответственно.

$$\Sigma_{es} = \frac{\varphi(1-\varphi)(N_1b_1 - N_2b_2)^2 D_V \Gamma(D_V - 2) \xi^{D_V - 2}}{8\pi R_0^{D_V - 3} k^2} \left[1 - \frac{\cos[(D_V - 2) \arctg(2k\xi)]}{(1 + 4k^2 \xi^2)^{(D_V - 2)/2}} \right]. \quad (23)$$

Исследование неорганических материалов

В работах [19; 20] исследованы микропреципитаты промышленных бездислокационных монокристаллов p-Si, выращенных методом Чохральского (с концентрацией бора $1,5 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{18}$, $2 \cdot 10^{19}$), и монокристалл с $\rho = 3$ ком·см, полученный методом бестигельной зонной плавки. Кроме рассеяния ОХН были использованы современные методы: лазерная масс-спектрометрия, масс-спектрометрия вторичных ионов. Получены следующие результаты. В монокристалле Si, выращенном методом Чохральского, содержатся неоднородности:

а) обнаружено, что в объеме содержится большая концентрация $\geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ О и Н, находящихся в свободном и связанном состоянии, причем распределение их неравномерно;

б) концентрация металлических примесей находится ниже порога чувствительности лазерной масс-спектрометрии – 10^{17} см^{-3} ;

в) во всех кристаллах (кроме бестигельного) вне зависимости от концентрации бора обнаружены объемные микропреципитаты с концентрацией $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и размерами от 6 до 12 нм.

Такая электроактивная примесь может проявить себя самым неожиданным образом на стадии химико-механической полировки, травления пластин Si и далее при изготовлении приборов. Совокупность полученных экспериментальных данных позволяет высказать предположение о преобладающей роли О в образовании микропреципитатов и о наличии электрически активного Н в кристаллах, выращенных методом Чохральского. В кристалле, полученном методом бестигельной зонной плавки, указанные неоднородности в пределах чувствительности методик не обнаружены [19; 20].

Исследована наноструктура систем PdH χ ($\chi = 0,008; 0,105; 0,26; 0,32; 0,51; 0,71$), PdD $_{0,6}$ [21], металлического урана [22]. Определены такие параметры, как эффективный размер элементов структуры, их концентрация, форма, распределение по размерам; их изменения в зависимости от различных физических условий (температура измерений, тепловая обработка изучаемого материала).

Исследования гидрида и дейтерида палладия показали, что такими элементами сверхструктуры могут являться зародыши α - и β -фаз. Рассмотрен вопрос зародышеобразования в двухфазной водородосодержащей системе PdH χ .

Анализ данных по металлическому урану показал, что рассеивателями очень холодных нейтронов являются поры. Показана их связь с термообработкой.

Впервые измерены зависимости полных сечений взаимодействия ОХН с H_2O , D_2O от длины волны при разных температурах в диапазоне 291...333 К. Основной вклад в полные сечения взаимодействия ОХН с H_2O и D_2O вносит сечение неупругого рассеяния [23]. Не обнаружено значительного ($>1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) числа кластеров плотности в воде в предположении 10% перепада плотности на границе льдоподобного кластера, что свидетельствует в пользу современных представлений о надмолекулярной структуре (НМС) воды как о сплошной и однородной сетке водородных связей.

Исследования органических и композиционных материалов

Впервые разработанная нами методика полных сечений ОХН применена для изучения сложной НМС и динамики кристаллизующихся полимеров [24]. Исследованы образцы ПЭ (полиэтилена) различных марок и технологий изготовления, отличающиеся по степени кристалличности, молекулярной массе и разветвленности основной цепи, температуре плавления, размерам кристаллитов, а также образцы ПТФЭ (политетрафторэтилена), дейтерированного ПЭ и сополимера ПЭ с ПА (полиален). Изучено влияние деформации и охлаждения на НМС и динамику этих материалов. В рамках данных исследований определены эффективные размеры НМС, оценены толщина переходных слоев и перепады плотности на границе кристаллит – аморфная прослойка с учетом степени кристалличности, определенные методом рентгеновской дифракции в больших углах.

Наблюдаемое уменьшение перепада плотности при деформации – одноосной вытяжке – для закаленных образцов по сравнению с медленно закристаллизованными находится в соответствии с современными представлениями о НМС кристаллизующихся полимеров. Наблюдаемая интенсивность упругого рассеяния ОХН на НМС сополимера ПА с ПЭ может быть объяснена, исходя из предположения, что весь ПА при медленном охлаждении в прессе выталкивается в аморфную прослойку.

Анализ неупругого рассеяния ОХН показал, что релаксационный переход в районе $T = 150 \text{ К}$ ярче выражен в образцах линейного ПЭ с высокой степенью кристалличности и кристаллитами относительно больших размеров. Подвижность элементов цепи ПЭ при температурах ниже 150...130 К сохраняется в таких образцах, по-видимому, лишь в приповерхностных областях вокруг кристаллитов. Что касается образцов разветвленного ПЭ, подтверждается вывод о высокой подвижности CH_3 – групп при низких температурах.

Впервые проведенные исследования веществ, обладающих упорядоченной НМС (блок-сополимер ПС – ПБ – ПС (полистирол-полибутадион-полистирол), ЛЖК (50% водный раствор додецилоксиэтиленгликоля)), показали, что когерентное рассеяние ОХН на сверхструктурах с характерными размерами порядка длины волны ОХН является практическим и естественным методом их изучения [25; 26]. Измерения $\Sigma_s(\lambda)$ по пропусканию ОХН с применением дейтериевого контраста позволили наблюдать фазовые превращения ЛЖК в зависимости от температуры и его состава. Были определены типы сверхрешеток, параметры порядка, их трансформация при изменении температуры и состава даже в оптически изотропной фазе, где применение традиционных оптических методов невозможно.

В результате впервые проведенных измерений отражения ОХН от сверхструктуры блок-сополимера ПС – ПБ – ПС при двух постоянных углах отражения и переменной длине волны [25], а также зависимостей $\Sigma_s(\lambda)$ по пропусканию пучка нейтронов через образец определены межплоскостные расстояния гексагональной решетки полистирольных цилиндров в полибутадиеновой матрице, средний размер областей упорядоченности, диаметр полистирольных цилиндров, степень дефектности сверхкристалла.

Методом отражения очень холодных нейтронов (ОХН) исследована структура полимерного покрытия, выращенного на полированной поверхности монокристалла Si, предварительно активированной катализатором [27]. Получены зависимости (от длины волны ОХН) коэффициента отражения ОХН образца – кремний/полидейтероэтилен/полиэтилен (Si/PDE/ПЕ) – как со стороны подложки, так и с внешней стороны полимерного покрытия. Проведено сравнение с полученными ранее данными для образца кремний/полидейтероэтилен (Si/PDE). Определены размеры аморфно-кристаллической структуры PDE внутри слоя, средняя глубина шероховатостей на отражающих поверхностях PDE.

Показано, что по мере удаления от подложки структура PDE меняется от хорошо упорядоченной (вблизи поверхности кремния) до стандартной аморфно кристаллической структуры полиэтилена в блоке на границах вакуум/PDE и ПЕ/PDE. Кроме того, обнаружено, что глубина шероховатостей на границе ПЕ/PDE меньше, чем на границе вакуум/PDE, возможно, за счет «давления» слоя ПЕ при синтезе PDE-покрытия под слоем ПЕ. Результаты исследования подтверждают возможность получения композитов с высокой степенью наполнения, в которых полимерная компонента сосредоточена в слоях толщиной несколько сотен нанометров вокруг частиц наполнителя. Структура такого покрытия отличается от структуры полимера в блоке большей упорядоченностью упаковки макромолекул.

При получении нанокомпозиционных материалов одной из основных трудностей является процесс агломерации наночастиц наполнителя. Спектрометр ОХН был применен [28] для разработки метода получения нанокомпозиатов с полиолефиновой матрицей, наполненной наночастицами различных веществ. В частности, были исследованы образцы полиэтилена, наполненные частицами алюмосиликатов, методом интеркаляционной полимеризации. Суть метода заключается в заполнении межслойного пространства природных минералов типа монтмориллонита (ММ) катализатором с последующей полимеризацией, которая приводит сначала к разбуханию, а потом к разрушению (эксфолиации) слоистой структуры ММ. Степень эксфолиации (относительная объемная доля наночастиц ММ в полиэтиленовой матрице) определялась с помощью рассеяния ОХН. В результате проведенных исследований было показано, что степень эксфолиации зависит от предварительной обработки (интеркаляции) ММ и подбора системы интеркалянт-катализатор. Увеличение доли ММ приводит к значительному уменьшению газопроницаемости (рис. 2) по сравнению с чистым полиэтиленом (P_c/P_0), что позволяет использовать этот наноструктурированный материал для транспортировки газа.

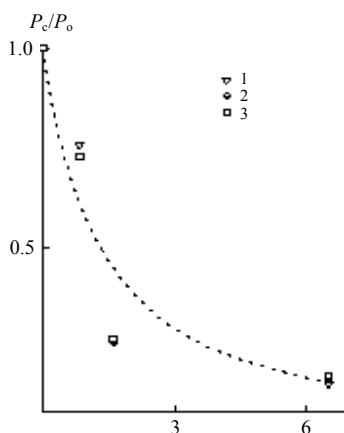


Рис. 2. Зависимость газопроницаемости композита ММ/ПЭ от объемной концентрации ММ (1 – N₂, 2 – O₂, 3 – CO₂, ••• Theory)

Были исследованы процессы агломерации наночастиц наполнителя в композиционных материалах на базе полиолефинов [29; 30]. В частности, были изучены структуры композиционных материалов CaCO_3 /полипропилен (CaCO_3 /ПП) и нанокомпозита на основе полипропилена и многослойных углеродных нанотрубок (МСУНТ/ПП).

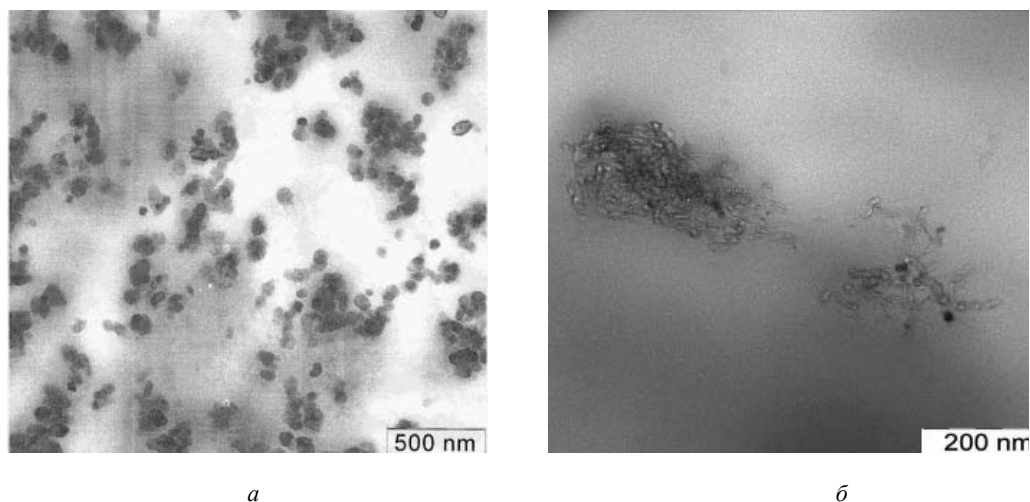


Рис. 3. Снимки CaCO_3 /ПП (а) и МСУНТ/ПП (б), полученные с помощью туннельного электронного микроскопа (ТЭМ)

ТЭМ-снимки уже дают представление о проблеме агломерации наночастиц наполнителя, однако они сделаны на малом участке площади исследуемого образца. Для получения (что необходимо) усредненных по всему материалу параметров было использовано рассеяние ОХН.

Зависимость доли изолированных нанотрубок от метода подготовки наполнителя (модифицированные и немодифицированные трубки) не обнаружена. Однако объемная доля изолированных трубок большего диаметра уменьшается с ростом содержания от 1 до 3 массовых процентов. При использовании трубок меньшего диаметра объемная доля изолированных трубок заметно уменьшается по сравнению с образцами композита с трубками большего диаметра. Показано, что наибольший процент (90%) изолированных частиц в матрице для вышеперечисленных образцов достигнут в образцах CaCO_3 /ПП при малых концентрациях наполнения независимо от диаметра частиц наполнителя. Определенные методом ОХН внешние радиусы нанотрубок близки к средним значениям, указанным изготовителем. Значения толщины стенок трубок (R_1 – R_2) колеблются в пределах 5–7 нм для нанотрубок серии NT(K3) и 3 нм для NT(K1) и не зависят от метода подготовки наполнителя (модифицированные и немодифицированные трубки). Эти величины близки к значениям, полученным методом рентгеновской дифракции на рентгеновском дифрактометре Центра коллективного пользования «Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины ИЯИ РАН». Зависимость доли изолированных нанотрубок от метода подготовки наполнителя (модифицированные и немодифицированные трубки) не обнаружена. С другой стороны, объемная доля изолированных трубок уменьшается с ростом содержания NT(K3) от 1 до 3 массовых процентов. При использовании трубок меньшего диаметра NT(K1) в образцах композиций NT(K1)-17 и NT(K1)-18 объемная доля изолированных трубок заметно уменьшается по сравнению с образцами серии NT(K3). Определенные значения фрактальной размерности

D (2,8–2,87) указывают на большую плотность частиц CaCO_3 в агломерате. Не обнаружено влияние ПАВ на степень агломерации частиц наполнителя.

Исследование взаимодействия ОХН с ферромагнетиками

Измерение зависимостей $\Sigma_i(k)$ осуществлялось на времяпролетном спектрометре ОХН в широком диапазоне $10^{-1} < k_0 < 10^0$ нм⁻¹ с образцами ⁵⁸Ni и Fe при температуре 298 К, охлажденными до 80 К [31]. Исходя из различия полученных кривых для ⁵⁸Ni, был оценен вклад неупругого рассеяния Σ_{ie} в полные сечения при комнатной температуре. Из анализа зависимости $\Sigma_{ie}(k_0)$ следует, что она с достаточной точностью подчиняется закону $\sim 1/k_0$. На образцах Fe, однако, в пределах точности измерений выделить зависимости $\Sigma_{ie}(k_0)$ не удалось. Общим для зависимостей $\Sigma_i(k_0)$ является наличие существенного отклонения от закона $\sim 1/k_0$ в сторону увеличения сечений. Нечувствительность отклонений к температуре дает основание считать, что они определяются упругим рассеянием ОХН на структурных неоднородностях образца. Так как Ni и Fe – ферромагнетики, то можно предположить, что неоднородности имеют магнитную природу. Для проверки этой гипотезы были проведены измерения зависимостей $\Sigma_i(k_0)$ при действии на образец магнитного поля различной величины. Образец ⁵⁸Ni измерялся без магнитного поля и при намагничивании в поле $H = (0,92; 1,72; 4,76; 8,44) \cdot 10^4$ А/м, а Fe – в поле $6 \cdot 10^4$ А/м и без поля. Из рассмотрения приведенных результатов видно, что зависимости $\Sigma_i(k_0)$ сильно зависят от величины магнитного поля: при увеличении H сечения уменьшаются. Однако для нейтронов с $k_0 \leq 5 \cdot 10^{-1}$ нм⁻¹ даже при напряженностях поля H , приближающих Fe и ⁵⁸Ni к состоянию предельной намагниченности, полностью подавить упругую составляющую не удалось. При этом, если в случае Fe для всех четырех образцов наблюдался участок $\Sigma_i(k_0) \sim 1/k_0$ даже при $H = 0$, то в случае ⁵⁸Ni подобный участок проявился при $H = 1,72 \cdot 10^4$ А/м.

Характеристики статических магнитных неоднородностей в исследованных образцах определялись аппроксимацией экспериментальных зависимостей $\Sigma_{es}(k)$ асимптотическими выражениями и точными формулами. Результаты находятся в удовлетворительном согласии друг с другом. Исследования ⁵⁸Ni, проведенные в широком диапазоне H , позволили проследить динамику изменения размера неоднородности l и флуктуации магнитной индукции $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$ с изменением H . Обе величины, характеризующие магнитные неоднородности, уменьшаются при увеличении H . Экстраполируя l и $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$ по линейному закону из области $H = (1,72 \dots 8,47) \cdot 10^4$ А/м в область больших значений H , можно оценить предельную величину магнитного поля, при котором магнитные неоднородности исчезают. Она составляет приблизительно $5 \cdot 10^4$ А/м.

Проведенное исследование образцов Fe дало несколько отличающиеся результаты от полученных на ⁵⁸Ni. Так, например, при общем уменьшении $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$ при увеличении H длина корреляции (размер магнитной неоднородности) l увеличивается. Можно предположить, что этот эффект связан с характерными изменениями в надатомной структуре, происходящими при соответствующей термической обработке. Важным является вопрос: какие дефекты структуры ответственны за образование магнитных неоднородностей? Для его выяснения был проведен анализ зависимости производной намагниченности dJ/dH исследованных образцов ⁵⁸Ni и Fe от H^{-3} . В области больших полей $H > 4 \cdot 10^4$ А/м в дополнение к асимптотическому насыщению намагниченности был обнаружен добавочный механизм намагниченности образцов. Этот механизм в литературе рассмотрен, исходя из предположения о существовании поля механических напряжений вокруг дислокаций, а также из предположения о наличии немагнитных примесных включений и пор. Дефекты такого рода вызывают появление сильной локальной магнитной анизотропии (магнитных неоднородностей), сохраняющейся вплоть до значений магнитного поля $\sim 10^6$ А/м, что находится в согласии по порядку величины с предельным значением $5 \cdot 10^4$ А/м.

Определение фундаментальных ядерных констант для элементов и изотопов в диапазоне энергий $E \leq 10^{-4}$ эВ

Впервые в диапазоне энергий $10^{-4} \dots 10^{-7}$ эВ определены сечения ядерного захвата нейтронов ядрами Si, Pd, Nb, U, ^{235}U , Fe, ^{58}Ni и др., которые находятся в удовлетворительном согласии с табличными данными в тепловой области [31; 21; 22; 32]. Полученные сечения помещены в Международный банк данных ядерных констант.

Выводы

Метод рассеяния ОХН имеет хорошие перспективы дальнейшего развития как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. Для более полной реализации исследовательского потенциала метода идет постоянное совершенствование теории взаимодействия ОХН с различными конденсированными средами и методов обработки результатов эксперимента.

Представляет существенный интерес рассмотрение рассеяния ОХН в случае невыполнения условий применимости Борновского приближения, т.е. когда размер частицы значительно больше длины волны нейтрона, что может наблюдаться при исследовании, например, композиционных материалов. Авторами с коллегами также показано, что специфические эффекты наблюдаются при рассеянии ОХН фракталоподобными средами, а также сложными планарными и изотропными системами с переходными слоями и т.д.

В экспериментальном плане дальнейшее развитие метода связано с совершенствованием времяпролетной методики спектрометрии ОХН, методов исследования образцов по пропусканию пучка нейтронов и по отражению при постоянных углах отражения и переменной длине волны нейтронов, использованием поляризованного пучка ОХН. Особо следует отметить необходимость увеличения интенсивности потока ОХН, что открывает новые возможности использования ОХН (вплоть до проведения исследований в реальном масштабе времени, например сравнительно медленных релаксационных процессов) и получения более богатой информации. Наиболее верным и перспективным путем в этом направлении является создание специальных источников холодных нейтронов.

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. Vol. 82. No 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., 1967.

15. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Т1. Случайные поля. М.: Наука, 1976.

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. Вып. 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. Вып. 4. Управление, вычислительная техника и информатика. С. 7–12.

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

19. Ibraev B.M., Il'ina E.G., Kalyuzhnaya G.A., Meshkov I.V., Perekrstenko A.D. Impurity micropotential in commercial silicon crystals // J. of Soviet Laser Research. 1989. Vol. 10. No 3. P. 187–197.

20. Калюжная Г.А., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Сальник З.А. Исследование ростовых микропреципитатов в кремнии // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1991. № 9. С. 8–11.

21. Антонов А.В., Гиноман В.Б., Жерихина Л.Н., Исаков А.И., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д. Полные сечения взаимодействия очень холодных нейтронов с палладием и гидридом палладия // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1986. № 2. С. 15–16.

22. Антонов А.В., Воронин А.С., Исаков А.И., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Соловьев С.М., Шелагин А.В. Исследование взаимодействия очень холодных нейтронов с природным ураном и его изотопом уран-235 // Атомная энергия. 1986. Т. 61. Вып. 3. С. 206–210.

23. Зайцев К.Н., Петров В.Н., Кузнецов С.П., Лангер О.А., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д. Полные сечения взаимодействия очень холодных нейтронов с H_2O и D_2O // Атомная энергия. 1991. Т. 70. № 3. С. 184–186.

24. Гринев В.Г., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Оптов В.А., Перекрестенко А.Д., Распопов Л.Н., Шелагин А.В. Исследование надмолекулярной структуры и динамики частично кристаллизующихся полимеров методом рассеяния очень холодных нейтронов // Высокомолекулярные соединения. 1993. Т. 35А. Вып. 2. С. 179–185.

25. Кузнецов С.П., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Шелагин А.В. Исследование надмолекулярной структуры блок-сополимера полистирол-полибутадиен-полистирол методом дифракции очень холодных нейтронов // Высокомолекулярные соединения. 1993. Т. 35А. Вып. 2. С. 195–198.

26. Кузнецов С.П., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Сонин А.С. Исследования надмолекулярной структуры и динамики лиотропного жидкого кристалла – водного раствора додецилоэтиленгликоля с помощью очень холодных нейтронов // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1990. № 4. С. 31–33.

27. Grinev V.G., Isakov A.I., Kovaleva N.Y. et al. Study of the polymer layer structure at the silicon-poly[(deutero)ethylene] interface by total internal reflection of very cold neutrons // Vysokomolekulyarnye Soedineniya. Seriya B. 1998. Vol. 40. № 11. P. 1763–1768.

28. Новокимова Л.А., Бревнов П.Н., Гринев В.Г., Чвалун С.Н., Ломакин С.М., Щеголихин А.Н., Кузнецов С.П. Нанокмпозиционные материалы на основе полиэтилена

и слоистых силикатов: синтез, структура, свойства // Нанотехнологии в России. 2008. Т. 3. № 5–6. С. 136–149.

29. *Kuznetsov S.P., Dubnikova I.L., Litvin V.S.* et al: Determination of Polyolefine Based Composites Nanostructure Parameters by Very Cold Neutrons Scattering // *Acta Physica Polonica*. 2010. Vol. 117. I. 5. P. 727–732.

30. *Dubnikova I., Kuvardina E., Krasheninnikov V.* et al. Title: The Effect of Multi-walled Carbon Nanotube Dimensions on the Morphology, Mechanical, and Electrical Properties of Melt Mixed Polypropylene-Based Composites // *Journal of Applied Polymer Science*. 2010. Vol. 117. I. 1. P. 259–272.

31. *Кузнецов С.П., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Шелагин А.В.* Исследование субмикроскопических магнитных неоднородностей в магнетиках с помощью очень холодных нейтронов // *Письма в ЖТФ*. 1989. Т. 15. Вып. 20. С. 27–31.

32. *Антонов А.В., Исаков А.И., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Шелагин А.В., Семенухин А.Н., Шотов А.П.* Взаимодействие очень холодных нейтронов с SiVx и Nb // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 1986. № 1. С. 6–7.

References

1. *Marikhin V.A., Myasnikova L.P.* Nadmolekulyarnaya struktura polimerov. М.: Khimiya, 1977.

2. *Vedenov A.A., Levchenko E.B.* Nadmolekulyarnye zhidkokristallicheskie struktury v rastvorakh amfil'nykh molekul // *UFN*. 1983. Т. 141. С. 3.

3. *Gallo B.* Zhidkokristallicheskaya struktura blok-sopolimerov // *Zhidkokristallicheskiy poryadok v polimerakh*. М.: Mir, 1981.

4. *Braun G., Uolken Dzh.* Zhidkie kristally i biologicheskie struktury. М.: Mir, 1982.

5. *Rambidi N.G., Zamalin V.M.* Molekulyarnaya elektronika: istoki i nadezhdy. М.: Znanie, 1985.

6. *Antonov A.V., Isakov A.I., Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D., Shelagin A.V.* Issledovanie neodnorodnostey v vanadii i berillii metodom ochen' kholodnykh neutronov // *Fizika tverdogo tela*. 1984. Т. 26. № 6.

7. *Gurevich I.I., Tarasov L.V.* Fizika neutronov nizkikh energiy. М.: Nauka, 1965.

8. *Sears V.E.* Fundamental aspects of neutron optics // *Physics Reports (Review section of Physics letters)*. 1982. Vol. 82. No 1. P. 1–29.

9. *Ignatovich V.K.* Neytronnaya optika. М.: Fizmatlit, 2006.

10. *Landau L.D., Lifshits E.M.* Kvantovaya mekhanika. М.: Nauka, 1974.

11. *Ipatov E.B., Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Shelagin A.V.* Polnoe i differentsial'noe secheniya rasseyaniya ochen' kholodnykh neutronov na beskonechno dlinnom krugovom tsilindre // *Elektromagnitnye volny i elektronnye sistemy*. 2013. Т. 18. № 12. S. 51.

12. *Antonov A.V., Isakov A.I., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D., Shelagin A.V.* Rasseyaniye ochen' kholodnykh neutronov na neodnorodnostyakh razlichnykh form // *Kratkie soobshcheniya po fizike FIAN*. 1985. № 10. S. 48.

13. *Steyerl A.* Very cold neutrons – a new tool in condensed matter research // *II Mezhdunarodnaya shkola po nejtronnay fizike (Alushta, 1974), D3–7991*. 1974. S. 42.

14. *Tatarskiy V.I.* Rasprostraneniye voln v turbulentsnoy atmosfere М., 1967.

15. *Rytov S.M.* Vvedeniye v statisticheskuyu radiofiziku. T1. Sluchaynye polya. М.: Nauka, 1976.

16. *Ipatov E.B., Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Shelagin A.V.* Chislennoye modelirovaniye differentsial'nykh secheniy rasseyaniya ochen' kholodnykh neutronov na sploshnom beskonechnom krugovom tsilindre // *Vestnik Rossiyskogo novogo universiteta*. 2013. Vyp. 4. Upravleniye, vychislitel'naya tekhnika i informatika. S. 35–39.

17. *Ipatov E.B., Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Shelagin A.V.* Chislennoye modelirovaniye polnykh secheniy rasseyaniya ochen' kholodnykh neutronov na sploshnom beskonechnom krugovom tsilindre // *Vestnik Rossiyskogo novogo universiteta*. 2014. Vyp. 4. Upravleniye, vychislitel'naya tekhnika i informatika. S. 7–12.

18. Maleev S.V. Small – angle multiple neutrons scattering in fractal media // *Phys. Rev. B*. 1995. 52. P. 13163.
19. Ibraev B.M., Il'ina E.G., Kalyuzhnaya G.A., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D. Impurity micropotential in commercial silicon crystals // *J. of Soviet Laser Research*. 1989. Vol. 10. No 3. P. 187–197.
20. Kalyuzhnaya G.A., Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D., Sal'nik Z.A. Issledovanie rostovykh mikropretsipitatiev v kremnii // *Kratkie soobshcheniya po fizike FIAN*. 1991. № 9. S. 8–11.
21. Antonov A.V., Ginodman V.B., Zherikhina L.N., Isakov A.I., Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D. Polnye secheniya vzaimodeystviya ochen' kholodnykh neytronov s palladiem i gidridom palladiya // *Kratkie soobshcheniya po fizike FIAN*. 1986. № 2. S. 15–16.
22. Antonov A.V., Voronin A.S., Isakov A.I., Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D., Solov'ev S.M., Shelagin A.V. Issledovanie vzaimodeystviya ochen' kholodnykh neytronov s prirodnyim uranom i ego izotopom uran-235 // *Atomnaya energiya*. 1986. T. 61. Vyp. 3. S. 206–210.
23. Zaytsev K.N., Petrov V.N., Kuznetsov S.P., Langer O.A., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D. Polnye secheniya vzaimodeystviya ochen' kholodnykh neytronov s H₂O i D₂O // *Atomnaya energiya*. 1991. T. 70. № 3. S. 184–186.
24. Grinev V.G., Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Optov V.A., Perekrestenko A.D., Rappopov L.N., Shelagin A.V. Issledovanie nadmolekulyarnoy struktury i dinamiki chastichno kristallizuyushchikhsya polimerov metodom rasseyaniya ochen' kholodnykh neytronov // *Vysokomolekulyarnye soedineniya*. 1993. T. 35A. Vyp. 2. S. 179–185.
25. Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D., Shelagin A.V. Issledovanie nadmolekulyarnoy struktury blok-sopolimera polistiro-polibutadien-polistiro metodom difraktsii ochen' kholodnykh neytronov // *Vysokomolekulyarnye soedineniya*. 1993. T. 35A. Vyp. 2. S. 195–198.
26. Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D., Sonin A.S. Issledovaniya nadmolekulyarnoy struktury i dinamiki liotropnogo zhidkogo kristalla – vodnogo rastvora dodetsiloetilenglikolya s pomoshch'yu ochen' kholodnykh neytronov // *Kratkie soobshcheniya po fizike FIAN*. 1990. № 4. S. 31–33.
27. Grinev V.G., Isakov A.I., Kovaleva N.Y. et al. Study of the polymer layer structure at the silicon-poly[(deutero)ethylene] interface by total internal reflection of very cold neutrons // *Vysokomolekulyarnye Soedineniya. Seriya B*. 1998. Vol. 40. № 11. P. 1763–1768.
28. Novokshonova L.A., Brevnov P.N., Grinev V.G., Chvalun S.N., Lomakin S.M., Shchegolikhin A.N., Kuznetsov S.P. Nanokompozitsionnye materialy na osnove polietilena i sloistykh silikatov: sintez, struktura, svoystva // *Nanotekhnologii v Rossii*. 2008. T. 3. № 5–6. S. 136–149.
29. Kuznetsov S.P., Dubnikova I.L., Litvin V.S. et al: Determination of Polyolefine Based Composites Nanostructure Parameters by Very Cold Neutrons Scattering // *Acta Physica Polonica*. 2010. Vol. 117. I. 5. P. 727–732.
30. Dubnikova I., Kuvardina E., Krashennnikov V. et al. Title: The Effect of Multiwalled Carbon Nanotube Dimensions on the Morphology, Mechanical, and Electrical Properties of Melt Mixed Polypropylene-Based Composites // *Journal of Applied Polymer Science*. 2010. Vol. 117. I. 1. P. 259–272.
31. Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D., Shelagin A.V. Issledovanie submikroskopicheskikh magnitnykh neodnorodnostey v magnetikakh s pomoshch'yu ochen' kholodnykh neytronov // *Pis'ma v ZHTF*. 1989. T. 15. Vyp. 20. S. 27–31.
32. Antonov A.V., Isakov A.I., Kuznetsov S.P., Meshkov I.V., Perekrestenko A.D., Shelagin A.V., Semenikhin A.N., Shotov A.P. Vzaimodeystvie ochen' kholodnykh neytronov s SiBx i Nb // *Kratkie soobshcheniya po fizike FIAN*. 1986. № 1. S. 6–7.