массы $\rho(x)$, импульса $\pi_i(x)$: $\varepsilon(x)=\varepsilon(x';\sigma(x'),\ \rho(x'),\ \pi_i(x'),\ \phi(x'),\ u_i(x'))$. В механике сплошных сред переменные $\rho(x)$, $u_i(x)$ не являются независимыми, а связаны соотношением (17). Для квантово-кристаллической фазы число атомов и число узлов решетки не совпадают и переменные $\rho(x)$ и $u_i(x)$ рассматриваются как независимые, так что соотношение (17) уже не выполняется. Запишем плотность кинематической части лагранжиана в виде

$$L_k(x)=\pi_i^* b_{ij}^{-1}\dot{u}_j(x)-\sigma(x)\dot{\psi}(x)-\rho(x)\dot{\phi}(x),$$
$$\pi_i^*=\pi_i-\sigma\nabla_i\psi(x)-\rho\nabla_i\phi.$$

Для получения СП рассмотрим вариации (13) с обобщенным импульсом $p_j=\pi_i^* b_{ij}^{-1}$ и наряду с ними вариации

$$\delta\rho(x)=0,\qquad \delta\phi(x)=g(x).$$

Этим вариациям соответствует генератор

$$G=\int d^3x(p_i f_i-\sigma\chi-\rho g).$$

Поступая аналогично вышеизложенному, придем к алгебре СП (16), (18), включая сверхтекучую фазу квантового кристалла:

$$\{\pi_i(x),\ \phi(x')\}=-\delta(x-x')\nabla_i\phi(x),$$
$$\{\sigma(x),\ \psi(x')\}=\{\rho(x),\ \phi(x')\}=\delta(x-x').$$

Отметим, что в силу свойства инвариантности $\varepsilon(x)$ относительно глобальных фазовых преобразований и пространственных трансляций, плотность энергии $\varepsilon(x)$ зависит не от самих величин $\phi(x), u_i(x)$, а только от их производных

$$\varepsilon(x)=\varepsilon(x';\sigma(x'),\rho(x'),\pi_i(x'),\ p_i(x'),\ b_{ik}(x')).$$

Вектор $\vec{p}(x)$ имеет смысл сверхтекучего импульса. Уравнения динамики квантовых кристаллов имеют вид (22) и

$$\dot{b}_{ik}=\nabla_k\left(b_{ij}\frac{Y_j}{Y_0}\right),\qquad \dot{p}_i=\nabla_i\left(\frac{Y_4+Y_j p_j}{Y_0}\right),$$

где плотности потоков могут быть записаны в компактной форме

$$\varsigma_{ak}=-\frac{\partial}{\partial Y_a}\frac{\omega Y_k}{Y_0}+$$
$$+\frac{\partial\omega}{\partial p_k}\frac{\partial}{\partial Y_a}\frac{Y_4+Y_i p_i}{Y_0}+\frac{\partial\omega}{\partial b_{jk}}\frac{\partial}{\partial Y_a}\frac{b_{jl}Y_l}{Y_0}.$$

Библиографический список

1. Ковалевский М.Ю., Пелетминский С.В., Шишкин А.Л. // УФЖ, 1991.–Т.36.– С.245.
2. Исаев А.А., Ковалевский М.Ю., Пелетминский С.В. // ЭЧАЯ, 1996, Т.27.– С.431.
3. Ковалевский М.Ю., Шишкин А.Л.: Вест. Харьковского национального университета № 510. Сер. физ. "Ядро, частицы, поля".– 2001.– Вып. 1/13.– С. 31.

УДК 532.783

АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХОСНЫХ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ С УЧЕТОМ КОНФОРМАЦИОННЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ

М.Ю. Ковалевский

Харьковский физико-технический институт

А.Л. Шишкин

г. Харьков, Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины

Уравнения динамики жидких кристаллов в феноменологическом подходе получаются из соображений симметрии с учетом законов сохранения [1-3]. При этом возникает проблема аккуратного учета в них нелинейных слагаемых. Более последовательным является гамильтонов подход, который является эффективным методом построения нелинейных динамических уравнений описывающих явления переноса в сывающих явления переноса в различных конденсированных средах [4-6].

Существенным фактором, влияющим на состав гидродинамических параметров, является форма молекул. Как показано в работах [7, 8, 9], структура скобок Пуассона гидродинамических параметров имеет различный вид для дископодобных и стержнеподобных молекул. Физическими проявлениями влияния формы молекул являются разный знак реактивного коэффициента в уравнениях гидродинамики [10], различные возможности реализации сегнетоэлектрического состояния [11,12], спектральные особенности поляризованного поглощения света [13].

В работе [14] выяснена особенность связи формы молекул и гидродинамики двухосных нематиков. Она проявляется, во-первых, в различной структуре скобок Пуассона для параметров сокращенного описания, во-вторых, в расширении числа параметров сокращенного описания на гидродинамической стадии эволюции. Появление дополнительной величины обусловлено требованием замкнутости алгебры скобок Пуассона для всего набора гидродинамических переменных. Физически это связано с наличием нескольких характерных длин и времен релаксации в такой среде. Вблизи температуры фазового перехода, во внешних достаточно сильных электрическом или магнитном полях, низкоразмерных случаях ($d < 3$) возникает необходимость учета дополнительных компонент параметра порядка жидких кристаллов – симметричного и бесшпурового тензора [15-18]. Отметим в этой связи аналогию со сверхтекучей бозе-жидкостью, для которой вблизи области фазового перехода, или в состоянии сверхтекучего аэрогеля, также необходимо расширить набор параметров сокращенного описания – учитывать не только фазу параметра порядка, но и его модуль [19, 20].

Формулировка теории упругости как раздела механики сплошной среды основывается на представлении о спонтанно нарушенной трансляционной симметрии. Динамической величиной в наборе параметров сокращенного описания, связанной с таким нарушением симметрии, является тензор деформаций, который определенным образом представим в терминах тензора дисторсии [21]. Последняя величина полностью отображает характер деформации сплошной среды, однако, введение ее в качестве дополнительной динамической величины, как правило, избыточно. Гидродинамическая теория жидких кристаллов также представляет собой механику сплошной среды со спонтанно нарушенной симметрией. В этом случае имеет место нарушение симметрии относительно поворотов в конфигурационном пространстве. В работах [9, 6, 14] показано, что дополнительные гидродинамические параметры, связанные с таким нарушением симметрии, также могут быть представлены в терминах тензора дисторсии для ряда одноосных жидких кристаллов.

В работах [24, 25, 26] рассмотрена гидродинамика двухосных жидких кристаллов. Для этого класса жидких кристаллов является характерным полное спонтанное нарушение симметрии относительно поворотов в конфигурационном пространстве O(3). Однако в этих работах не выписаны в явном виде выражения для всех реактивных плотностей потоков аддитивных интегралов движения в терминах функционала энергии и не выявлен характер влияния формы молекул на динамические уравнения для этого класса жидких кристаллов.

В настоящей статье дополнительные гидродинамические величины, связанные со спонтанным нарушением симметрии относительно поворотов в конфигурационном пространстве, введены в терминах тензора дисторсии, плотности; и потоки аддитивных интегралов движения представлены в терминах термодинамического потенциала, получены уравнения идеальной гидродинамики и исследованы спектры коллективных возбуждений двухосных жидких кристаллов с учетом фактора формы молекул.

В работе [9] получен набор СП для гидродинамических переменных

$$\begin{aligned}
&\{\pi_i(x),\sigma(x')\} = -\sigma(x)\nabla_i\delta(x-x'),\\
&\{\pi_i(x),b_{kj}(x')\} = -b_{ki}(x)\nabla_j\delta(x-x'),\\
&\{\pi_i(x),\pi_j(x')\} =\\
&= \pi_j(x)\nabla'_i\delta(x-x') - \pi_i(x')\nabla_j\delta(x-x')\\
&\{\pi_i(x),\rho(x')\} = \rho(x)\nabla'_i\delta(x-x'),
\end{aligned} \tag{1}$$

лежащих в основе построения уравнений гидродинамического типа для нормальных жидкостей, кристаллов и жидких кристаллов. Здесь $\rho(x)$ – плотность массы, $\pi_i(x)$ – плотность импульса, $\sigma(x)$ – плотность энтропии. Тензор дисторсии

$$b_{ki}(x) \equiv \delta_{ki} - \nabla_i u_k(x)$$

определяется в терминах вектора смещения $u_k(x)$, канонически сопряженного к плотности импульса. Наряду с динамическими переменными, описывающими состояние изотропной жидкости, необходимо определить дополнительные параметры, связанные с нарушением вращательной симметрии в конфигурационном пространстве. В случае дископодобных жидких кристаллов единичные и ортогональные оси анизотропии, характеризующие нарушение вращательной инвариантности $\vec{m}(x),\vec{n}(x)$, и фактор формы $p(x)$ определим равенствами

$$n_i(x) \equiv \frac{a(x)b_i(x)+b(x)a_i(x)}{\left|a(x)\vec{b}(x)+b(x)\vec{a}(x)\right|},$$

$$m_i(x) \equiv \frac{a(x)b_i(x)-b(x)a_i(x)}{\left|a(x)\vec{b}(x)-b(x)\vec{a}(x)\right|},$$

$$p(x) \equiv \frac{1}{2}\left(1-\frac{\vec{a}(x)\vec{b}(x)}{a(x)b(x)}\right). \qquad (2)$$

Векторы $\vec{a}(x)$ и $\vec{b}(x)$ в терминах тензора дисторсии $b_{ij}(x)$ имеют вид

$$a_j(x) \equiv e_{1k}b_{kj}(x), \quad b_j(x) \equiv e_{2k}b_{kj}(x),$$

здесь e_{1k}, e_{2k} – ортогональные и единичные постоянные векторы, задающие оси анизотропии в недеформированном состоянии $a(x)=\left|\vec{a}(x)\right|$, $b(x)=\left|\vec{b}(x)\right|$. Используя определения (2) с учетом СП (1), получим СП для переменных $\pi_k(x), n_k(x), m_k(x)$:

$$\{\pi_i(x), n_j(x')\} = \delta(x-x')\nabla_i n_j(x) + f_{i\lambda j}(x')\nabla'_\lambda \delta(x-x'),$$

$$\{\pi_i(x), m_j(x')\} = \delta(x-x')\nabla_i m_j(x) + g_{i\lambda j}(x')\nabla'_\lambda \delta(x-x'), \qquad (3)$$

где величины $f_{i\lambda j}, g_{i\lambda j}$ и $\delta^{\perp}_{kj}(f)$ определяются формулами

$$f_{i\lambda j} \equiv n_i \delta^{\perp}_{j\lambda}(n) - pm_j(n_i m_\lambda + n_\lambda m_i),$$

$$g_{i\lambda j} \equiv m_i \delta^{\perp}_{j\lambda}(\vec{m}) - (1-p)n_j(n_i m_\lambda + n_\lambda m_i),$$

$$\delta^{\perp}_{kj}(f) \equiv \delta_{kj} - f_k f_j.$$

Скалярный параметр $p(x)$ определяется углом между деформированными осями жидкого кристалла и представляет собой конформационную степень свободы. Из определения (2) с учетом (1) следует, что ненулевая СП для переменной $p(x)$ с остальными гидродинамическими параметрами двухосного нематика имеет вид

$$\{\pi_i(x), p(x')\} = \delta(x-x')\nabla_i p(x) - 2p(x')\times$$
$$\times(1-p(x'))(n_i(x')m_l(x') - m_i(x')m_l(x'))\times \qquad (4)$$
$$\times \nabla'_l \delta(x-x').$$

Скобки (1), (3), (4) образуют замкнутую алгебру переменных двухосного нематика с дископодобными молекулами. Полагая, что гамильтониан имеет галилеево-инвариантный вид, и используя законы сохранения в дифференциальной форме

$$\dot{\zeta}_a(x) = -\nabla_k \zeta_{ak}(x),$$

с учетом представления плотностей потоков аддитивных интегралов движения в терминах скобок Пуассона от соответствующих плотностей $\zeta_a = (\varepsilon, \pi_k, \rho)$ [27]

$$\zeta_{ak}(x) = -\delta_{ak}\varepsilon(x) + \int d^3x' x_k' \int_0^1 d\lambda \{\zeta_a(y), \varepsilon(y')\},$$

$$a \neq 0, \qquad (5)$$

$$\zeta_{0k}(x) = \frac{1}{2}\int d^3x' x_k' \int_0^1 d\lambda \{\varepsilon(y), \varepsilon(y')\},$$

$$(y \equiv x + \lambda x', y' \equiv x - (1-\lambda)x'),$$

получим следующие уравнения динамики данной двухосной фазы нематиков

$$\dot\sigma = -\nabla_i(\sigma v_i), \quad \dot\rho = -\nabla_i \pi_i,$$

$$\dot\pi_i = -\nabla_k t_{ik}, \qquad (6)$$

$$\dot n_j = -v_s \nabla_s n_j - f_{i\lambda j}\nabla_\lambda v_i,$$

$$\dot m_j = -v_s \nabla_s m_j - g_{i\lambda j}\nabla_\lambda v_i,$$

$$\dot p = -v_s \nabla_s p + 2p(1-p)(n_k n_l - m_k m_l)\nabla_k v_l.$$

Здесь $v_i \equiv \pi_i/\rho$ – скорость движения единицы массы среды. Плотность потока импульса t_{ik}, согласно (1), (3), (4), (5), имеет вид

$$t_{ik} = t^0_{ik} + t'_{ik}, \qquad (7)$$

$$t^0_{ik} = \frac{\pi_i \pi_k}{\rho} + \left(\sigma\frac{\partial\Phi}{\partial\sigma} + \rho\frac{\partial\Phi}{\partial\rho} - \Phi\right)\delta_{ik},$$

$$t'_{ik} = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\nabla_k n_j}\nabla_i n_j + \frac{\partial\varepsilon}{\partial\nabla_k m_j}\nabla_i m_j +$$

$$f_{ikl}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial n_l} - \nabla_j\frac{\partial\varepsilon}{\partial\nabla_j n_l}\right) + g_{ikl}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial m_l} - \nabla_j\frac{\partial\varepsilon}{\partial\nabla_j m_l}\right)$$

$$-2p(1-p)\frac{\partial\varepsilon}{\partial p}(n_i n_k - m_i m_k).$$

Формулы (6), (7) представляют собой полный набор уравнений идеальной гидродинамики двухосного нематика, состоящего из дископодобных молекул.

В случае стержнеподобных молекул единичные и ортогональные оси анизотропии, характеризующие нарушение вращательной инвариантности, $\vec{m}(x),\vec{n}(x)$ и фактор формы $p(x)$ определим равенствами

$$n_i(x)=\frac{A(x)B_i(x)+B(x)A_i(x)}{\left|A(x)\vec{B}(x)+B(x)\vec{A}(x)\right|},$$

$$m_i(x)=\frac{A(x)B_i(x)-B(x)A_i(x)}{\left|A(x)\vec{B}(x)-B(x)\vec{A}(x)\right|},$$

$$p(x)=\frac{1}{2}\left(1-\frac{\vec{A}(x)\vec{B}(x)}{A(x)B(x)}\right). \qquad (8)$$

Здесь векторы $A_j(x)$ и $B_j(x)$

$$A_j(x)\equiv e_{1k}b_{kj}^{-1}(x) \quad , \quad B_j(x)\equiv e_{2k}b_{kj}^{-1}(x)$$

заданы в терминах обратной матрицы от тензора дисторсии b_{kj}^{-1}. В соответствии с этими определениями получим скобки Пуассона

$$\begin{aligned}\{\pi_i(x),n_j(x')\}&=\delta(x-x')\nabla_i n_j(x)+\\&+\vec{f}_{i\lambda j}(x')\nabla'_\lambda\delta(x-x'),\end{aligned} \qquad (9)$$

$$\{\pi_i(x),m_j(x')\}=\delta(x-x')\nabla_i m_j(x)+$$
$$+\vec{g}_{i\lambda j}(x')\nabla'_\lambda\delta(x-x'),$$
$$\{\pi_i(x),p(x')\}=\delta(x-x')\nabla_i p(x)+2p(x')\times$$
$$\times(1-p(x'))(n_i(x')n_l(x')-m_i(x')m_l(x'))\times$$
$$\times\nabla'_l\delta(x-x'),$$

где введены обозначения

$$\vec{f}_{i\lambda j}\equiv n_i\delta^{\perp}_{j\lambda}(n)-pm_j(n_im_\lambda+n_\lambda m_i),$$
$$\vec{g}_{i\lambda j}\equiv m_i\delta^{\perp}_{j\lambda}(\vec{m})-(1-p)n_j(n_im_\lambda+n_\lambda m_i).$$

Далее, поступая аналогично рассмотренному предыдущему случаю молекул с дископодобной формой, нетрудно получить уравнения идеальной гидродинамики для молекул со стержнеподобной формой молекул

$$\sigma=-\nabla_i(\sigma v_i),\quad \rho=-\nabla_i\pi_i,$$
$$\pi_i=-\nabla_k t_{ik}, \qquad (10)$$
$$\dot{n}_j=-v_s\nabla_s n_j-\vec{f}_{i\lambda j}\nabla_\lambda v_i,$$
$$\dot{m}_j=-v_s\nabla_s m_j-\vec{g}_{i\lambda j}\nabla_\lambda v_i,$$
$$\dot{p}=-v_s\nabla_s p-2p(1-p)(n_kn_l-m_km_l)\nabla_k v_l.$$

Плотность потока импульса в этом случае имеет вид

$$t_{ik}=t^0_{ik}+t'_{ik}, \qquad (11)$$

$$t^0_{ik}=\frac{\pi_i\pi_k}{\rho}+\left(\sigma\frac{\partial\Phi}{\partial\sigma}+\rho\frac{\partial\Phi}{\partial\rho}-\Phi\right)\delta_{ik},$$

$$t_{ik}'=\frac{\partial\varepsilon}{\partial\nabla_k n_j}\nabla_i n_j+\frac{\partial\varepsilon}{\partial\nabla_k m_j}\nabla_i m_j+2p(1-p)\times$$
$$\times\frac{\partial\varepsilon}{\partial p}(n_in_k-m_im_k)+\vec{f}_{ikl}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial n_l}-\nabla_j\frac{\partial\varepsilon}{\partial\nabla_j n_l}\right)+$$
$$+\vec{g}_{ikl}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial m_l}-\nabla_j\frac{\partial\varepsilon}{\partial\nabla_j m_l}\right).$$

Исследуем спектры коллективных возбуждений на основе полученных уравнений двухосного нематика. Полагаем, что состояние равновесия такой среды однородно, недеформировано ($p=1/2$) и $v_k=0$. В результате получим дисперсионное уравнение для определения спектров коллективных возбуждений

$$\det\left|\omega^2\delta_{ij}-k_ik_j\frac{\partial P}{\partial\rho}-\frac{1}{4\rho}\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial p^2}R_i(\vec{k})R_j(\vec{k})\right|=0,$$

где

$$R_i(\vec{k})\equiv(n_i(\vec{n}\vec{k})-m_i(\vec{m}\vec{k})).$$

Раскрывая определитель, получим уравнение

$$\omega^2(\omega^4-\omega^2L_4(\vec{k})+L_2(\vec{k}))=0, \qquad (12),$$

здесь введены обозначения

$$L_4(\vec{k})=k^2c^2+(\vec{k}(\vec{m}\times\vec{n}))^2A>0,$$
$$L_2(k)/c^2A=4(\vec{k}\vec{n})^2(\vec{k}\vec{m})^2+(\vec{k}\vec{l})^2\times$$
$$\times((\vec{k}\vec{n})^2+(\vec{k}\vec{m})^2)>0,$$

где

$$c^2\equiv\frac{\partial P}{\partial\rho}>0,\quad A\equiv\frac{1}{4\rho}\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial p^2}>0.$$

Таким образом, видим, что в рассматриваемом двухосном нематике возможно распространение двух акустических ветвей колебаний

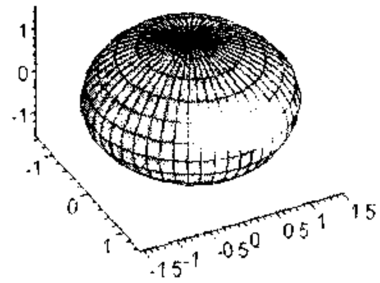
$$\begin{aligned}\omega_\pm^2(\vec{k})&=\frac{1}{2}\left(L_4(\vec{k})\pm\sqrt{L_4^2(\vec{k})-4L_2(\vec{k})}\right)\equiv\\&\equiv c_\pm^2(\vec{k}/k)k^2,\end{aligned} \qquad (13)$$

соответствующих первому и второму звуку. Решение (13) со знаком (+) отвечает ветви, аналогичной первому звуку, который имеется в нормальной жидкости. Решение со знаком (-) соответствует новой ветви возбуждений, обусловленной наличием двухосности жидкого кристалла, и появлению в общем случае для таких жидкокристаллических состояний фактора формы p. Для обоих решений существенна анизотропия скоростей звуков. Легко видеть, что скорость c_- обращается в нуль для направлений распространения волны $\vec{k} \parallel \vec{n}$, $\vec{k} \parallel \vec{m}$, $\vec{k} \parallel \vec{n} \times \vec{m}$. В сферической системе координат $\vec{e}\vec{m} = \sin\theta\cos\varphi$, $\vec{e}\vec{n} = \sin\theta\sin\varphi$, $\vec{e}\vec{l} = \cos\theta$, где θ, φ – соответственно полярный и азимутальный углы, задающие направление волнового вектора $\vec{e} \equiv \vec{k}/k$. В терминах этих переменных скорости c_+ (4.3) приобретут вид

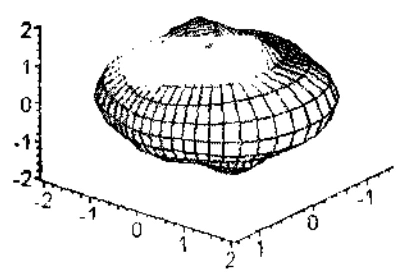
$$\frac{2c_\pm^2(\theta,\varphi)}{c^2} = 1 + \lambda \sin^2\theta \pm \left[\left(1 + \lambda \sin^2\theta\right)^2 - 4\lambda \sin^2\theta\left(\sin^2\theta \sin^2 2\varphi + \cos^2\theta\right)\right]^{1/2} \qquad (14)$$

Приведем рисунки, раскрывающие характер анизотропии (14) (три вектора $\vec{m}, \vec{n}, \vec{l}$ образуют прямоугольную декартову систему координат).

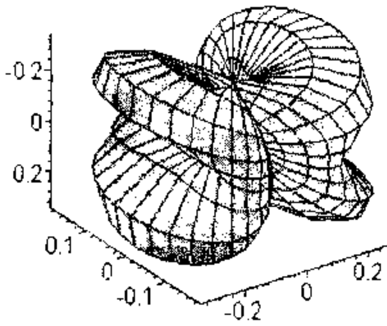
Сравнивая формулы (14) с результатами работ [24-26], отметим, что в последних дополнительные моды, связанные с нарушенной симметрией относительно поворотов в конфигурационном пространстве, имеют диссипативный характер, в которых отсутствовала реактивная составляющая. Учет в уравнениях гидродинамики двухосного нематика фактора формы приводит к реактивной составляющей в спектре второго звука уже в адиабатическом приближении. Линеаризация уравнений гидродинамики (10),(11), соответствующих случаю стержнеподобных молекул, приводит к точно такому же дисперсионному уравнению и соответственно к спектрам (14). Этот результат аналогичен рассмотренному ранее случаю одноосных нематиков [8], для которых различие уравнений гидродинамики, обусловленное формой молекул, не проявляется в спектрах в главном приближении, а наступает только при учете следующего – диссипативного приближения.



1а

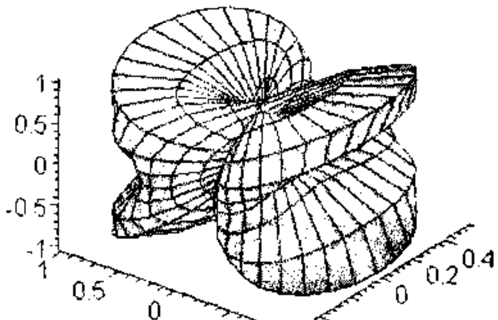


2а



1в

Рис. 1 (а, в). Зависимость скоростей c_+ (а) и c_- (в) от углов при значениях параметра $\lambda \equiv A/c^2 = 0{,}1$.



2в

Рис. 2(а, в). Зависимость скоростей c_+ (а) и c_- (в) от углов при значениях параметра $\lambda \equiv A/c^2 = 1$.

Библнографичечкий список

1. Eriksen J.L. Physics Fluids. – 1966, v.9, p.1205.
2. Leslie F.M. Archs. Ration. Mech. Analisis, 1968, v.28, p.265.
3. Martin P.C., Parodi O., Pershan P.J. Phys. Rev., 1972, v.A6, p.2401.
4. Dzyaloshinsky I.E., Volovick G.E. Annals of Physics 1980, v.125, p.67.
5. Novikov S.P. – Sov. Sci. Rev. 1986, v.91, p.1.
6. Исаев А.А., Ковалевский М.Ю., Пелетминский С.В. // ЭЧАЯ. 1996, т.27, вып.2, с.431.
7. Воловик Г.Е. Письма в ЖЭТФ.– 1980.– Вып.1.– С. 297.
8. Лебедев В.В., Кац Е.М. Динамика жидких кристаллов.– М.: Наука, 1988.– 144 с.
9. Isayev A.A., Kovalevsky M.Y., Peletminsky S.V. Mod. Phys. Lett. B, 1994, v.8, №1, p. 677.
10. T. Carlsson – J. de Phys. (Fr.), 1983, v. 44, №8, p.909.
11. Palffy-Muhoray P., Lee V.A., Petschek R.G. Phys. Rev. Lett., 1988, v.60, № 22, p. 2303.
12. Ayton C., Patey G.N. Phys. Rev. Lett., 1996, v. 60, № 22, p. 2303.
13. Аверьянов Е.М. Письма в ЖЭТФ.– 1997.– Т. 66.– № 12.– С. 805.
14. Ковалевский М.Ю., Кузнецов В.В. – ДАН Украины.- 1999.– № 12.– С. 90.
15. Hornreich R.M., Stricman S. – J. de Phys. – 1980, v.11, p.335.
16. Воловик Г. Е., Кац Е.И. – ЖЭТФ 1981.– Т. 81.– С. 240.
17. Zhuang X., Marrucci L., Shen Y.R. – Phys. Rev. Lett. -1994, v.73, p.1513.
18. Qian T., Sheng P. – Phys. Rev. E.– 1998, v.58, № 6, p. 7475.
19. Питаевский Л.П. // УФН. 1998.– Т.168.– №6.– С.641.
20. Zaremba E., Nikuni T., Griffin A. – J. Low Temp. Phys.– 1999, v.116, №3/4, p.277.
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости.– М.: Наука, 1987.– 246 с.
24. Saslow W.M. – Phys. Rev. A 1982, v.25, p.3350.
25. Liu M. – Phys. Rev. A, 1981, v.24, p.2720.
26. Brand H., Pleiner H. – Phys. Rev. A, 1981, v.24, p.2777.
27. Ковалевский М.Ю., Пелетминский С.В., Шишкин А.Л. // УФЖ.– 1991.– Т.36.– С.245.

УДК 539.374

КИНЕТИКА СКОЛЬЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

В.В. Красильников, В.Н. Робук, В.В. Сирота
г. Белгород, Белгородский государственный университет

А.А. Пархоменко
г. Харьков, Харьковский физико-технический институт

Радиационное упрочнение и связанное с ним охрупчивание являются одним из наиболее актуальных направлений в реакторном материаловедении.

Радиационное упрочнение материалов проявляется в увеличении предела текучести и снижении скорости упрочнения материалов, а также в образовании на кривых растяжения "зуба текучести" и площадки текучести типа Чернова–Людерса [1,2]. Эти эффекты свидетельствует о пластической нестабильности в материалах. На рис. 1 представлены типичные кривые деформации реакторных сталей при температурах испытания ниже $0{,}3T_m$ (T_m – температура плавления). Кривая 1 – исходный материал, кривая 2 соответствует более низкой дозе, чем кривая 3. Проведенный нами анализ [3] показал, что подобный тип кривых растяжения (кривая 2) наблюдается у многих материалов уже при дозах облучения $\leq 10^{-2}...10^{-1}$ dpa (displacement per atom). Минимум или "площадка" на кривой 2 связаны с проявлением эффектов пластической нестабильно-