1989 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 31, в. 5
1989 SOLID STATE PHYSICS Vol. 31, № 5

УДК 537.226

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ПОСТОЯННОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

В. М. Зверев, В. П. Силин

Показано, как можно строить динамические отклики ферромагнитного металла в условиях постоянства намагниченности. Введена новая комплексная диэлектрическая проницаемость электронов и получен тензор динамических модулей упругости при постоянной намагниченности. Показано, что предлагаемый подход к теории динамической матрицы упругости в статическом пределе позволяет продемонстрировать известное в термодинамике существенное различие модулей всестороннего сжатия при постоянной намагниченности K_M и при постоянной магнитной индукции K_B.

1. Из термодинамики давно известно существенное различие модулей всестороннего сжатия ферромагнетика при постоянной магнитной индукции K_B и постоянной намагниченности K_M (см., например, [1-3]). В частности, хорошо известно [1-3], что модуль K_B в точке фазового перехода 2-го рода из парамагнитного состояния в ферромагнитное в пределе $B=0$ (где B — магнитная индукция) изменяется скачком, а модуль K_M изменяется непрерывно. В экспериментах, проводимых обычно в заданном магнитном поле, измеряемые упругость [2] или скорость звука [4] связаны с K_B. При этом экспериментальное изменение модуля всестороннего сжатия K_B при фазовом переходе может быть значительным и достигать ~ 70 % в сплаве Fe_3Pt, согласно работе [4].

В отличие от термодинамического подхода в динамическом подходе к теории упругости до сих пор не делалось необходимого различия между K_B и K_M. Более того, существующие работы [5, 6] по динамической теории упругости ферромагнетиков, как это показано в работе [7], в статическом пределе дают K_B. Однако обычно вопрос о том, какому термодинамическому модулю отвечает статический предел динамического рассмотрения, попросту не ставится. Недавний пример такого подхода продемонстрирован работой [8], в которой показана эквивалентность динамического и термодинамического подходов при вычислении модуля всестороннего сжатия при полном игнорировании необходимости различать модули K_B и K_M.

В целом можно констатировать ограниченность динамической теории упругости ферромагнетиков, которая до сих пор не позволяла дать динамического вывода модуля всестороннего сжатия K_M.

Необходимость динамической теории модуля K_M, в частности, связана с развитием самосогласованного флуктуационно-фононного (СФФ) подхода к теории магнетизма [7, 9], в котором существенную роль играет модуль всестороннего сжатия K_M. Поскольку такой модуль не совпадает с возникающим в динамической теории [5, 6, 8], то необходимо глубже проанализировать возможности динамической теории упругости ферромагнетиков.

В настоящей работе на основании подхода [10, 11] изложены положения теории динамических модулей упругости ферромагнетиков с коллективизированными подвижными электронами в условиях постоянства намагниченности. При этом явно показано, как можно строить динамические отклики ферромагнитного металла при постоянной намагниченности. В частности, показано, как в теории возникает новая комплексная продольная диэлектрическая проницаемость электронов, отвечающая постоянству намагниченности. Сделано утверждение о том, что изучавшаяся ранее комплексная продольная диэлектрическая проницаемость электронов отвечает постоянству магнитной индукции аналогично тому, как это было указано в работе [7] относительно изучавшегося ранее в динамической теории тензора модулей упругости [5, 6, 8]. Получен тензор динамических модулей упругости, отвечающий постоянству намагниченности. Дан анализ следствий полученного общего выражения и показано, что предлагаемый здесь подход к теории динамической матрицы упругости в статическом пределе дает результаты термодинамической теории [12].

2. Ниже мы воспользуемся динамическим подходом, основанном на методе работ [10, 11] и примененном к теории упругих модулей ферромагнитных металлов в [6].

В неравновесном состоянии ферромагнетика, обусловленном распространением звуковой волны с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$, неравновесная добавка к матрице плотности электронов определяется уравнением

$$\delta f(\mathbf{p}, \sigma, \sigma', \omega, \mathbf{k}) = \frac{f_F[\varepsilon(\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}, \sigma')] - f_F[\varepsilon(\mathbf{p}, \sigma)]}{\hbar\omega + \varepsilon(\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}, \sigma') - \varepsilon(\mathbf{p}, \sigma) + i0} \times$$
$$\times W(\mathbf{p}, \sigma, \sigma', \omega, \mathbf{k}) \equiv \Gamma(\mathbf{p}, \sigma, \sigma', \omega, \mathbf{k}) W(\mathbf{p}, \sigma, \sigma', \omega, \mathbf{k}). \quad (1)$$

$f_F(\varepsilon)$ — фермиевская функция распределения электронов, $\varepsilon(\mathbf{p}, \sigma) = \varepsilon(\mathbf{p}) - \sigma b$, где $\sigma = \pm 1$, b — энергия обменного расщепления энергетических уровней электронов с законом дисперсии $\varepsilon(\mathbf{p})$, $\mathbf{p}$ — квазиимпульс электрона.

В нашем рассмотрении мы будем пренебрегать влиянием магнитного поля на орбитальное движение электронов и ионов, а также релятивистскими эффектами. В этих условиях для энергии W электрон-электронного и электрон-ионного взаимодействий будем использовать следующее модельное выражение (ср. [6, 10]):

$$W(\mathbf{p}, \sigma, \sigma', \omega, \mathbf{k}) = \delta_{\sigma\sigma'} e\Phi(\omega, \mathbf{k}) - 2\beta \hat{\mathbf{s}}_{\sigma\sigma'} \delta\mathbf{B}(\omega, \mathbf{k}) + \delta_{\sigma\sigma'} \varphi n(\omega, \mathbf{k}) +$$
$$+ 2\psi \hat{\mathbf{s}}_{\sigma\sigma'} \mathbf{s}(\omega, \mathbf{k}) + \delta_{\sigma\sigma'} \Lambda_{ij}(\mathbf{p}) i k_j u_i(\omega, \mathbf{k}). \quad (2)$$

Здесь первые два слагаемые описывают взаимодействие заряда e и магнитного момента β электрона с неравновесным самосогласованным электромагнитным полем, где $\delta\mathbf{B}(\omega, \mathbf{k})$ — магнитная индукция, а $\Phi(\omega, \mathbf{k})$ — скалярный потенциал электрического поля, определяемый уравнением Пуассона

$$k^2\Phi(\omega, \mathbf{k}) = 4\pi[en(\omega, \mathbf{k}) - Qi\mathbf{k}\mathbf{u}(\omega, \mathbf{k})], \quad (3)$$

$\mathbf{u}(\omega, \mathbf{k})$ — Фурье-компонента локального смещения решетки, Q — заряд единицы недеформированного объема решетки в отсутствие звуковой волны. Соответственно неравновесная плотность заряда электронов в (3) равна

$$n(\omega, \mathbf{k}) = \sum_{\sigma=\pm 1} \int d\tau\, \delta f(\mathbf{p}, \sigma, \sigma, \omega, \mathbf{k}), \quad (4)$$

где $d\tau = d\mathbf{p}\,(2\pi\hbar)^{-3}$.

Два следующих слагаемых (2), пропорциональных фермижидкостным константам φ и ψ, отвечают учету междуэлектронного взаимодействия соответственно независящего от спина и обменного, связанного с изменением спиновой плотности электронов

$$\mathbf{s}(\omega, \mathbf{k}) = 2\sum_{\sigma, \sigma'} \int d\tau\, \hat{\mathbf{s}}_{\sigma\sigma'} \delta f(\mathbf{p}, \sigma', \sigma, \omega, \mathbf{k}), \quad (5)$$

где $\hat{s}$ — оператор спина электрона. Подчеркнем также, что неравновесные плотности заряда (4) и спина (5) электронов относятся к недеформированному объему ферромагнетика в отсутствие звуковой волны.

Наконец, последнее слагаемое в (2) отвечает учету деформационного взаимодействия электронов с решеткой [10] и описывается симметричным тензором деформационного потенциала $\Lambda_{ij}(\mathbf{p})$. Формулы (1)—(5) позволяют записать следующие уравнения движения неравновесных плотностей:

$$n(\omega, \mathbf{k}) = [e\Phi(\omega, \mathbf{k}) + \varphi n(\omega, \mathbf{k})] \langle \Gamma(+, +) + \Gamma(-, -)\rangle +$$
$$+ [-\beta\delta B_z(\omega, \mathbf{k}) + \psi s_z(\omega, \mathbf{k})] \langle \Gamma(+, +) - \Gamma(-, -)\rangle +$$
$$+ ik_j u_i(\omega, \mathbf{k}) \langle \Lambda_{ij} [\Gamma(+, +) + \Gamma(-, -)]\rangle, \tag{6}$$

$$[1 - \psi\langle\Gamma(+, +) + \Gamma(-, -)\rangle] s_z(\omega, \mathbf{k}) =$$
$$= [e\Phi(\omega, \mathbf{k}) + \psi n(\omega, \mathbf{k})] \langle\Gamma(+, +) - \Gamma(-, -)\rangle - \beta\delta B_z(\omega, \mathbf{k}) <$$
$$< \langle\Gamma(+, +) + \Gamma(-, -)\rangle + ik_j u_i(\omega, \mathbf{k}) \langle\Lambda_{ij} [\Gamma(+, +) - \Gamma(-, -)]\rangle, \tag{7}$$

$$\langle\Gamma(\sigma, \sigma') V\rangle \equiv \int d\tau \Gamma(\mathbf{p}, \sigma, \sigma', \omega, \mathbf{k}) V(\mathbf{p}).$$

При этом ось z ориентирована вдоль равновесной намагниченности ферромагнетика M. Уравнения (6), (7) описывают эффекты связи деформаций решетки с продольной компонентой спиновой плотности. Такая магнитодеформационная связь обусловлена сильным нерелятивистским взаимодействием: кулоновским Φ и деформационным Λ_{ij}.

Имея в виду соответствие динамического и термодинамического рассмотрения, подчеркнем, что уравнения (3), (6) и (7) записаны в условиях неизменности температуры. В этом смысле можно говорить об изотермических динамических откликах. Однако в действительности необходима дальнейшая детализация понятия отклика. Для того чтобы это стало очевидным, определим с помощью уравнений (3), (6) и (7) потенциал самосогласованного электрического поля. При этом такой потенциал будем определять деформациями решетки и неравновесной спиновой плотностью (намагниченностью). Тогда, исключая из уравнений (3), (6), (7) неравновесную зарядовую плотность электронов и неравновесную магнитную индукцию, получаем следующее выражение для неравновесного электрического потенциала:

$$\Phi_M(\omega, \mathbf{k}) = \frac{4\pi e}{k^2 \varepsilon_M^l(\omega, \mathbf{k})} \left\{\left(-\frac{Q}{e}\delta_{ij} + [1 - \varphi\chi_M^l(\omega, \mathbf{k})] A_{ij}\right) ik_j u_i(\omega, \mathbf{k}) + \right.$$
$$\left. + [1 - \varphi\chi_M^l(\omega, \mathbf{k})] \frac{\langle\Gamma(+, +) - \Gamma(-, -)\rangle}{\langle\Gamma(+, +) + \Gamma(-, -)\rangle} s_z(\omega, \mathbf{k})\right\}, \tag{8}$$

где

$$A_{ij} = \langle\Lambda_{ij} [\Gamma(+, +) + \Gamma(-, -)]\rangle -$$
$$- \langle\Lambda_{ij} [\Gamma(+, +) - \Gamma(-, -)]\rangle \frac{\langle\Gamma(+, +) - \Gamma(-, -)\rangle}{\langle\Gamma(+, +) + \Gamma(-, -)\rangle}. \tag{9}$$

Возникающее при таком подходе новое выражение

$$\varepsilon_M^l(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \frac{4\pi e^2}{k^2} \chi_M^l(\omega, \mathbf{k}) \equiv 1 +$$
$$+ \frac{16\pi e^2}{k^2} \frac{\langle\Gamma(+, +)\rangle\langle\Gamma(-, -)\rangle}{4\varphi\langle\Gamma(+, +)\rangle\langle\Gamma(-, -)\rangle - \langle\Gamma(+, +) + \Gamma(-, -)\rangle} \tag{10}$$

является комплексной продольной диэлектрической проницаемостью электронов при постоянной намагниченности M, а $\chi_M^l(\omega, \mathbf{k})$ — соответствующей электронной поляризуемостью. Формула (10) существенно отличается от использующегося выражения для диэлектрической проницаемости (ср., например, [5, 6, 8])

$$\varepsilon_B^l(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \frac{4\pi e^2}{k^2}\chi_B^l(\omega, \mathbf{k}) \equiv$$

$$\equiv 1 + \frac{4\pi e^2}{k^2}\frac{4\psi\langle\Gamma(+,+)\rangle\langle\Gamma(-,-)\rangle - \langle\Gamma(+,+)+\Gamma(-,-)\rangle}{1-(\varphi+\psi)\langle\Gamma(+,+)+\Gamma(-,-)\rangle + 4\varphi\psi\langle\Gamma(+,+)\rangle\langle\Gamma(-,-)\rangle}, \tag{11}$$

которое возникает в том случае, если потенциал неравновесного электрического поля определять деформациями решетки и неравновесной магнитной индукцией $\delta B_z(\omega, \mathbf{k})$, и является, таким образом, комплексной продольной диэлектрической проницаемостью электронов при постоянной магнитной индукции B, а $\chi_B^l(\omega, \mathbf{k})$ — соответствующая электронная поляризуемость.

3. Для построения динамической теории упругих модулей при постоянной намагниченности обратимся к уравнению движения решетки ферромагнетика (ср. [10])

$$-\omega^2\rho_m u_i(\omega, \mathbf{k}) + \lambda_{ij,\,kl}^{(0)} k_j k_l u_k(\omega, \mathbf{k}) = F_i(\omega, \mathbf{k}), \tag{12}$$

где ρ_m — плотность массы недеформированного ферромагнетика, $\lambda_{ij,\,kl}^{(0)}$ — тензор собственной упругости решетки, а $\mathbf{F}(\omega, \mathbf{k})$ — Фурье-образ плотности силы, действующей на решетку со стороны электронов, явное выражение которой в соответствии с формулой (2) можно представить в виде

$$\mathbf{F}(\omega, \mathbf{k}) = -i\mathbf{k}Q\Phi(\omega, \mathbf{k}) + \mathbf{F}^d(\omega, \mathbf{k}). \tag{13}$$

Здесь первое слагаемое отвечает кулоновскому взаимодействию электронов с решеткой, а второе отвечает деформационному взаимодействию и имеет следующий вид:

$$F_i^d(\omega, \mathbf{k}) = ik_j \sum_{\sigma=\pm 1}\int d\tau \Lambda_{ij}(\mathbf{p})\left[2ik_l u_l(\omega, \mathbf{k}) f_F(\varepsilon - \sigma b) + \delta f(\mathbf{p}, \sigma, \sigma, \omega, \mathbf{k})\right]. \tag{14}$$

Здесь в отличие от работ [6, 10, 11] явно выделен вклад, возникающий от равновесной функции распределения электронов. Обсуждение такого вклада, происходящего от учета локальной деформации объема, равной $ik_l u_l$, содержится в работах [13, 14].

Используя формулы раздела 2 и выражая неравновесные величины через $\delta B_z(\omega, \mathbf{k})$, мы получаем повторение результатов работы [6], а в простейшей модели, пренебрегающей деформационным потенциалом ($\Lambda_{ij}=0$), и повторение результатов работы [5], что позволяет прийти к заключению о непосредственной демонстрации того, что результаты этих работ отвечают упругим модулям при постоянной индукции. Отметим, что соответствующее термодинамическое рассмотрение в работе [7] также позволяет сделать такой вывод. Подчеркнем, что проведенный в [8] вывод статического модуля упругости, показавший эквивалентность подхода работы [8] и динамического подхода работы [5], полностью оставляет без ответа вопрос о различии модулей K_B и K_M. Это связано с тем, что названный авторами работы [8] их «подход полной энергии» игнорирует необходимость помнить о тех термодинамических переменных, которые описывают равновесное состояние магнетика.

В нашу задачу входит построение динамической теории модулей упругости, отвечающих постоянству намагниченности. Для этого, во-первых, подставим в формулу (13) выражение для электрического потенциала (8), а во вторых, в формуле (14) выразим δf через u_i и s_z. В результате получаем уравнение движения решетки ферромагнетика в виде

$$-\omega^2\rho_m u_i(\omega, \mathbf{k}) + \lambda_{ij,\,kl}^M(\omega, \mathbf{k}) k_j k_l u_k(\omega, \mathbf{k}) = -ik_j R_{ij}^M(\omega, \mathbf{k})\beta s_z(\omega, \mathbf{k}). \tag{15}$$

При этом

$$\lambda^{M}_{ij,\,kl}(\omega,\ \mathbf{k})=\lambda^{(0)}_{ij,\,kl}+\langle(\Lambda_{ij}\delta_{kl}+\Lambda_{kl}\delta_{ij})(f_{+}+f_{-})\rangle+\langle\Lambda_{ij}\Lambda_{kl}\,[\Gamma(+,+)+\Gamma(-,-)]\rangle-\frac{\langle\Lambda_{ij}\,[\Gamma(+,+)-\Gamma(-,-)]\rangle\langle\Lambda_{kl}\,[\Gamma(+,+)-\Gamma(-,-)]\rangle}{\langle\Gamma(+,+)+\Gamma(-,-)\rangle}+$$
$$+\varphi\left[1-\varphi\chi^{l}_{M}(\omega,\ \mathbf{k})\right]A_{ij}A_{kl}+\frac{4\pi e^{2}}{k^{2}\varepsilon^{l}_{M}(\omega,\ \mathbf{k})}\left(\frac{Q}{e}\delta_{ij}-\left[1-\varphi\chi^{l}_{M}(\omega,\ \mathbf{k})\right]A_{ij}\right)\times$$
$$\times\left(\frac{Q}{e}\delta_{kl}-\left[1-\varphi\chi^{l}_{M}(\omega,\ \mathbf{k})\right]A_{kl}\right)\tag{16}$$

представляет собой тензор динамических модулей упругости ферромагнитного металла при постоянной намагниченности (где $f_{\sigma}=f_{F}(\varepsilon-\sigma b)$), а тензор

$$R^{M}_{ij}(\omega,\ \mathbf{k})=\frac{1-\varphi\chi^{l}_{M}(\omega,\ \mathbf{k})}{\beta\varepsilon^{l}_{M}(\omega,\ \mathbf{k})\langle\Gamma(+,+)+\Gamma(-,-)\rangle}\left\{\frac{4\pi eQ}{k^{2}}\delta_{ij}\langle\Gamma(+,+)-\Gamma(-,-)\rangle+\right.$$
$$+\left[1-2\left(\frac{4\pi e^{2}}{k^{2}}+\varphi\right)\langle\Gamma(+,+)\rangle\right]\langle\Lambda_{ij}\Gamma(-,-)\rangle-$$
$$\left.-\left[1-2\left(\frac{4\pi e^{2}}{k^{2}}+\varphi\right)\langle\Gamma(-,-)\rangle\right]\langle\Lambda_{kl}\Gamma(+,+)\rangle\right\}\tag{17}$$

описывает связь локального смещения решетки с неравновесной намагниченностью.

Для теории упругости представляет интерес предел $\omega=0$ и $\hbar k\ll p_{F}$, где p_{F} — характерный фермиевский импульс электронов. В этом случае, используя для диэлектрической проницаемости (10) выражение

$$\varepsilon^{l}_{M}(0,\ \mathbf{k})=1+\frac{4\pi e^{2}}{k^{2}}\chi^{l}_{M}(0,\ 0)\equiv1+(kr_{M})^{-2},\tag{18}$$

где r_{M} — радиус дебаевского экранирования при постоянной намагниченности

$$r^{2}_{M}=\frac{1}{4\pi e^{2}\chi^{l}_{M}(0,\ 0)}=\frac{1}{16\pi e^{2}}\left(4\varphi+\frac{1}{\langle f'_{+}\rangle}+\frac{1}{\langle f'_{-}\rangle}\right),\tag{19}$$

для статического тензора упругих моделей при постоянной намагниченности получаем из (16)

$$\lambda^{M}_{ij,\,kl}\equiv\lambda^{M}_{ij,\,kl}(0,\ 0)=\lambda^{(0)}_{ij,\,kl}+\varphi\frac{Q^{2}}{e^{2}}\delta_{ij}\delta_{kl}+\langle(\Lambda_{ij}\delta_{kl}+\Lambda_{kl}\delta_{ij})(f_{+}+f_{-})\rangle+$$
$$+\langle\Lambda_{ij}\Lambda_{kl}(f'_{+}+f'_{-})\rangle-\frac{1}{\langle f'_{+}\rangle}\left(\frac{Q}{2e}\delta_{ij}-\langle\Lambda_{ij}f'_{+}\rangle\right)\left(\frac{Q}{2e}\delta_{kl}-\langle\Lambda_{kl}f'_{+}\rangle\right)-$$
$$-\frac{1}{\langle f'_{-}\rangle}\left(\frac{Q}{2e}\delta_{ij}-\langle\Lambda_{ij}f'_{-}\rangle\right)\left(\frac{Q}{2e}\delta_{kl}-\langle\Lambda_{kl}f'_{-}\rangle\right).\tag{20}$$

Выражение (20) совпадает с тензором упругих модулей при постоянной намагниченности, полученным в термодинамическом подходе [12], если в формуле (18) работы [12] пренебречь зависимостью от деформаций параметра обменного взаимодействия ψ. Подчеркнем, что выражение (20) приводит к модулю всестороннего сжатия при постоянной намагниченности K_{M}, непрерывно меняющемуся при фазовом переходе 2-го рода.

Таким образом, мы показываем, как в динамическом подходе к теории упругости ферромагнитных металлов возникает выражение для тензора динамических модулей упругости, которое в статическом пределе приводит к статическому тензору модулей упругости при постоянной намагниченности. Тем самым, во-первых, мы указываем на необходимость четкого определения тех условий, применительно к которым в динамическом подходе определяется тот или иной отклик системы, а во-вторых, применительно к развитию самосогласованного флуктуационно-фононного (СФФ) подхода к теории магнетизма мы показываем, что в основу такого подхода можно класть как термодинамическое, так и динамическое определение модулей упругости, не впадая при этом в противоречия, которые характерны для подхода работы [5].

Список литературы

[1] Döring W. // Ann. Phys. 1938. Bd 32. 5. Fol. S. 465—470.
[2] Белов К. П., Катаев Г. И., Левитин Р. З. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. № 4 (10). С. 938—943.
[3] Shimizu M. // Rept. Progr. Phys. 1981. V. 44. N 4. P. 329—409.
[4] Hausch G., Warlimont H. // Acta Metallur. 1973. V. 21. P. 401—414; Hausch G. // J. Phys. Soc. Jap. 1974. V. 37. N 3. P. 819—823.
[5] Kim D. J. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 11. P. 6919—6938.
[6] Зверев В. М., Силин В. П. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 2 (8). С. 642—653.
[7] Зверев В. М., Силин В. П. // ФММ. 1988. Т. 65. № 5. С. 895—906.
[8] Kim D. J., Long M. W., Yeung W. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 1. P. 429—436.
[9] Зверев В. М., Силин В. П. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 4. С. 178—180; ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 2 (8). С. 709—722; Intern. Conf. Phys. Trans. Metals. Kiev, 1988. Abstracts. С. 75.
[10] Силин В. П. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. № 3. С. 977—983.
[11] Окулов В. И., Силин В. П. // ФММ. 1983. Т. 55. № 5. С. 837—864.
[12] Зверев В. М., Силин В. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 1989—1998.
[13] Конторович В. М. // УФН. 1984. Т. 142. № 2. С. 265—307.
[14] Зимбовская Н. А., Окулов В. И. // ФММ. 1977. Т. 44. № 6. С. 1172—1179; Деп. ВИНИТИ № 2750-77 Деп. М., 1977. С. 1—41.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
20 июля 1988 г.
В окончательной редакции
2 декабря 1988 г.