

## ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ К ДИНАМИКЕ ТРЕЩИНОВАТО-СЛОИСТЫХ СРЕД

Предлагается рассматривать процессы деформации макрооднородных слоистых сред как течение очень вязкой анизотропной жидкости, для количественного описания которого может быть использован математический аппарат теории жидких кристаллов. В качестве примера рассмотрена задача о деформации безграничного вертикального пласта.

В работе (Мезенцев, 2000) показано, что деформации слоистых сред можно рассматривать как результат течения очень вязкой (с коэффициентом вязкости  $\sim 10^{23}$  Па·с) анизотропной жидкости; для математического описания этого течения предложено использовать феноменологическую теорию нематических жидких кристаллов. В качестве примера рассмотрена остаточная деформация безграничного вертикального горизонтально-слоистого пласта, возникающая вследствие смещения в вертикальном направлении одной из границ пласта на некоторое заданное расстояние. В настоящей статье приведено решение соответствующей динамической задачи.

Макрооднородный нематик характеризуется пространственным распределением трех величин: плотности  $\rho$ , скорости течения  $\mathbf{V}$  и директора  $\mathbf{h}$  – единичного вектора, выделяющего в каждой точке среды определенное направление. Соответственно, движение нематика определяется (Ландау, Лифшиц, 1987, §40) тремя уравнениями (записанными для случая, когда среду можно считать несжимаемой, что в геодинимических процессах, ввиду их медленности, всегда имеет место): уравнением непрерывности

$$\partial_i v_i = 0, \quad (1)$$

“подправленным” (по сравнению с обычной жидкостью) уравнением Навье-Стокса

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_k \partial_k v_i = \partial_k (-P \delta_{ik} + \sigma_{ik}^{(r)} + \sigma'_{ik}) \quad (2)$$

и уравнением движения директора.

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + v_k \partial_k n_i = \frac{n_k}{2} (\partial_k v_i - \partial_i v_k) + \frac{\lambda}{2} (\delta_{il} - n_i n_l) n_k v_{kl} + \frac{h_i}{\gamma} \quad (3)$$

Здесь

$$\partial_i = \frac{\partial}{\partial x_i}, \quad \{x_i\} = \{x, y, z\}, \quad \{v_i\} = \{v_x, v_y, v_z\}, \\ \{n_i\} = \{n_x, n_y, n_z\},$$

по повторяющимся индексам подразумевается суммирование;  $P$  – давление жидкости; недиссипативная (в физике жидких кристаллов ее называют также реактивной) часть симметризованного тензора напряжений

$$\sigma_{ik}^{(r)} = -\frac{\lambda}{2} (n_i h_k + n_k h_i) - \frac{1}{2} (\pi_{kl} \partial_l n_i + \pi_{il} \partial_k n_l) - \\ - \frac{1}{2} \partial_l [(\pi_{ik} + \pi_{kl}) n_l - \pi_{kl} n_i - \pi_{il} n_k],$$

где  $\lambda$  – безразмерная материальная константа среды;

$$h_i = H_i - n_i n_k H_k;$$

молекулярное поле (термин заимствован из теории магнетизма)

$$H_i = \partial_k \pi_{ki} - \frac{\partial F}{\partial n_i}, \quad \pi_{ki} = \frac{\partial F}{\partial (\partial_k n_i)};$$

плотность свободной энергии

$$F = \frac{K_1}{2} (\text{div } \mathbf{h})^2 + \frac{K_2}{2} (\mathbf{h} \cdot \text{rot } \mathbf{h})^2 + \frac{K_3}{2} [\mathbf{h} \cdot \text{rot } \mathbf{h}]^2; \quad (4)$$

положительные постоянные  $K_1, K_2, K_3$  (их называют модулями Франка) есть также материальные константы; тензор вязких напряжений (Ландау, Лифшиц, 1987, с.217)

$$\sigma'_{ik} = 2\eta_1 v_{ik} + (\eta_3 - 2\eta_1) (n_i n_l v_{kl} + \\ + n_k n_l v_{il}) + \eta_2 n_i n_k n_l n_m v_{lm},$$

где

$$v_{ik} = \frac{1}{2} (\partial_i v_k + \partial_k v_i),$$

а  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$  и  $\gamma$  – коэффициенты вязкости. При решении конкретных задач уравнения (1) – (3) должны быть дополнены определенными граничными и (в случае необходимости) начальными условиями.

Система уравнений (1) – (3) существенно нелинейна; получить ее аналитическое решение оказывается возможным лишь в очень небольшом числе случаев. Один из таких случаев – стационарное течение плоского потока – подробно разобран в (Leslie, 1979, с.26-29). Ниже рассмотрен другой случай – малые деформации слоистого вертикального пласта.

Пусть пласт мощностью  $x_0$  (рис. 1) в недеформированном состоянии представляет собой горизонтально-слоистую среду. Будем полагать, что директор  $\mathbf{h}$  ориентирован вдоль слоев и перпендикулярно их простиранию; следовательно, в начальный момент времени его единственная отличная от нуля компонента  $n_x = 1$ . Положим теперь, что правая граница пласта смещается параллельно направленной вниз оси  $Z$  в соответствии с некоторым заданным наперед временным законом, а левая остается неподвижной. Положим также, что на границах пласта директор все время остается перпендикулярным этим границам (в реальных нематиках этому соответствует т.н. сильное сцепление (Жен, 1977, с.87), которое и имеет место в большинстве встречающихся на практике случаев). Тогда, вследствие движения границы, слои деформируются и компонента  $n_z$  директора становится отличной от

нуля. Если амплитуда смещения границы мала по сравнению с  $x_0$ , в уравнениях (1) – (3) можно ограничиться членами линейными по  $n_z = n_z(x, t) \ll 1$  (в этом приближении следует считать  $n_x \equiv 1$ , т.к. по определению  $n_x^2 + n_z^2 = 1$ ) и по единственной отличной от нуля компоненте скорости  $v_z = v = v(x, t)$ . Линеаризованные таким образом уравнения (2), (3) приобретают вид

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \left[ -\frac{1+\lambda}{2} K_3 n_z'' + \frac{\eta_3}{2} v' \right], \quad (2')$$

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} = \frac{1+\lambda}{2} v' + \frac{K_3}{\gamma} n_z'' \quad (3')$$

(штрихи означают дифференцирование по  $x$ ), а уравнение (1) удовлетворяется автоматически. Выражая  $n_z$  через  $\varphi = \varphi(x, t) \ll 1$  – угол наклона директора, а, значит, и словес к горизонтальной плоскости (рис. 1) и замечая, что производной по времени в левой части (2') можно пренебречь, за исключением очень малых времен порядка

$$\tau_o = \frac{\rho x_o^2}{\eta_3}, \quad (5)$$

по сравнению со вторым слагаемым в правой части, имеем окончательно

$$-(1+\lambda)K_3\varphi'' + \eta_3 v' = 2\sigma_\tau, \quad (2'')$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{1+\lambda}{2} v' + \frac{K_3}{\gamma} \varphi'', \quad (3'')$$

где штрихи по-прежнему означают дифференцирование по  $x$ , а  $\sigma_\tau = \sigma_{zx}$  – не зависящее от  $x$  касательное в сечениях пласта, параллельных его плоскости симметрии (а, следовательно, в силу малости деформаций, и в сечениях, перпендикулярных слоям) напряжение. На границах пласта должны выполняться условия. На границах пласта должны выполняться условия

$$\varphi\left(-\frac{x_0}{2}, t\right) = \varphi\left(\frac{x_0}{2}, t\right) = 0, \quad v\left(-\frac{x_0}{2}, t\right) = 0, \quad v\left(\frac{x_0}{2}, t\right)$$

есть заданная функция времени.

Рассмотрим два наиболее важных частных случая движения границы.

1. Установившийся гармонический режим:

$$v\left(\frac{x_0}{2}, t\right) = v_0 e^{-i\omega t},$$

где  $v_0 = const$ . Удовлетворяющее граничным условиям решение системы уравнений (2''), (3'') имеет вид

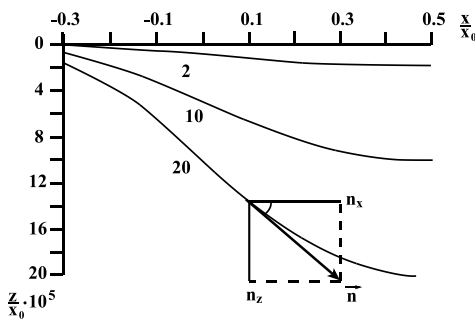


Рис.1. Профили слоев в равновесных деформированных состояниях пласта. Параметр кривых  $-\frac{z_0}{x_0} \cdot 10^5$ .

$$\varphi = \frac{v_0}{x_0} \cdot \frac{(1+\lambda)\eta^*}{2(ik)^2 K_3} \left[ 1 - \frac{(1+\lambda)^2 \eta^*}{ikx_0 \eta_3} th\left( ik \frac{x_0}{2} \right) \right]^{-1} \times \left[ 1 - \frac{ch(ikx)}{ch\left( ik \frac{x_0}{2} \right)} \right] \cdot e^{-i\omega t}, \quad (6)$$

$$v = \frac{v_0}{x_0} \left[ 1 - \frac{(1+\lambda)^2 \eta^*}{ikx_0 \eta_3} th\left( ik \frac{x_0}{2} \right) \right]^{-1} \times \left[ x + \frac{x_0}{2} - \frac{(1+\lambda)^2 \eta^*}{2ik\eta_3} \cdot \frac{sh(ikx) + sh\left( ik \frac{x_0}{2} \right)}{ch\left( ik \frac{x_0}{2} \right)} \right] \cdot e^{-i\omega t}, \quad (7)$$

$$\sigma_\tau = \frac{v_0 \eta_3}{2x_0} \left[ 1 - \frac{(1+\lambda)^2 \eta^*}{ikx_0 \eta_3} th\left( ik \frac{x_0}{2} \right) \right]^{-1} \cdot e^{-i\omega t}, \quad (8)$$

где  $i = \sqrt{-1}$ , волновое число  $k$  определяется законом дисперсии (Ландау, Лифшиц, 1987, с. 223-224)

$$(ik)^2 = -i\omega \frac{\eta^*}{K_3}, \quad (9)$$

а эффективный коэффициент вязкости  $\eta^*$ - соотношением

$$\frac{1}{\eta^*} = \frac{1}{\gamma} + \frac{(1+\lambda)^2}{2\eta_3} \quad (10)$$

В пределе  $\omega \rightarrow \infty$  выражения (6)-(8) сводятся к

$$\varphi = 0, \quad (6')$$

$$v = \frac{v_0}{x_0} \left( x + \frac{x_0}{2} \right) \cdot e^{-i\omega t}, \quad (7')$$

$$\sigma_\tau = \frac{v_0}{2x_0} \eta_3 e^{-i\omega t} \quad (8')$$

- при очень большой частоте колебаний границы слоев не успевают деформироваться и движение пласта есть течение Куэтта обычной жидкости с коэффициентом вязкости  $\frac{1}{2}\eta_3$

Если  $|kx_0| \gg 1$

$$\varphi = \frac{v_0}{x_0} \cdot \frac{(1+\lambda)\eta^*}{2(ik)^2 K_3} \left[ 1 - e^{-ik\left(\frac{x_0}{2} + x\right)} \right] \cdot e^{-i\omega t} \quad (6'')$$

(верхний знак для значений  $x \geq 0$ , нижний – для значений  $x \leq 0$ ),

$$v = \frac{v_0}{x_0} \left( x + \frac{x_0}{2} \right) \cdot e^{-i\omega t}, \quad (7'')$$

$$\sigma_\tau = \frac{v_0}{2x_0} \eta_3 e^{-i\omega t} \quad (8'')$$

- при не слишком большой частоте колебаний движение пласта по-прежнему есть течение Куэтта, но это течение успевает оказать определенное ориентирующее влияние на слой. Обратное же, тормозящее влияние деформированных слоев на поток мало. Как видно из (6''), деформация слоев имеет характерные черты скин-эффекта: в средней части пласта

$$\varphi \approx \varphi_0 = \frac{v_0}{2\omega x_0} (1+\lambda) e^{-i\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)}$$

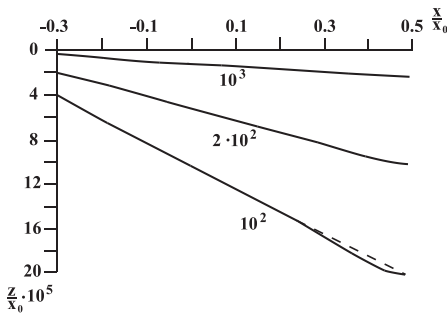


Рис.2. Профили слоев в переходном режиме  $\frac{V_0 \tau_1}{x_0} = 0.02$ ,  $\lambda = 1$ , параметр кривых -  $\frac{\tau_1}{t}$ .

- угол наклона слоев к горизонтальной плоскости почти не зависит от координаты  $x$  и отстает по фазе на  $\pi/2$  относительно движения границы пласта. Вблизи границ

$$\frac{\varphi_0 - \varphi}{\varphi_0} = e^{-\frac{x_0 \mu x}{(1-i)^2 \delta}}$$

( $\delta = \sqrt{\frac{2K_3}{\eta^* \omega}}$  - толщина "скин-слоя") - влияние границ экспоненциально убывает по мере приближения к плоскости симметрии пласта; одновременно нарастает сдвиг по фазе.

Случай  $|kx_0| \gg 1$ , по-видимому, чаще всего и имеет место. Действительно, для реальных нематиков (Жен, 1977, с.193-194)  $\gamma \sim \eta_3$  ( $\gamma_1 \sim 2\tilde{\eta}$ , в обозначениях (Жен, 1977)),  $\lambda \sim 1$  ( $\gamma_1 \sim \gamma_2$ ); таким образом, согласно (9), должно быть  $\eta^* \sim \frac{1}{2} \eta_3$ . Будем считать, что это справедливо и для слоистой среды - положим  $\eta^* \sim 0.5 \cdot 10^{23}$  Па·с. Для оценки величины модуля  $K_3$  учтем (Мезенцев, 2000), что обусловленное малыми деформациями среды равновесное давление

$$|P| = F = \frac{K_3}{2} (n'_z)^2 = \frac{K_3}{2} (\varphi')^2 < \frac{K_3}{2} \left[ \frac{\gamma V_0 (1 + \lambda)}{2K_3} \right]^2 \sim \frac{\gamma^2 V_0^2}{2K_3}$$

Полагая в качестве типичных значений (Теркот, Шуберт, 1985, с.143)  $|P| \sim 10^8$  Па,  $V_0 \sim 10$  см/год, находим  $K_3 < 0,5 \cdot 10^{21}$  Н. В соответствии с (9)  $|k| = \left( \frac{2\pi\eta^*}{K_3 T} \right)^{\frac{1}{2}}$  ( $T$  - период колебаний границ пласта) и для  $T \sim 500$  лет (при этом максимальное смещение границы  $z_0 \sim 10$  м),  $x_0 \sim 50$  км получим  $|kx_0| > 10$ . Что же касается сдвиговых напряжений  $\sigma_\tau$ , то, как видно из (8'), при указанных значениях параметров они могут достигать величин  $\sim 10^{10}$  Па, существенно превышающих пределы упругости и прочности  $\sim 10^9$  Па (Теркот, Шуберт, 1985, с. 564; Ржевский, Новик, 1984, с. 125) большинства горных пород в условиях всестороннего сжатия и, следовательно, приводить к возникновению и развитию трещин как вдоль, так и поперек слоев.

При  $|kx_0| < 1$  деформация слоев начинает оказывать влияние на скорость течения и следует вернуться к формулам (6) - (8); отметим, однако, что область их применимости ограничена, т.к. при достаточно малых  $|kx_0|$  максимальное смещение границы  $z_0$  может оказаться уже не малым по сравнению с  $x_0$  и исходные уравнения движения (2') - (3') перестанут быть справедливыми. По этой же причине в выражениях (6) - (8) неправилен переход к пределу  $\omega \rightarrow 0$ .

2. Переходный режим: положим, что в некоторый момент времени  $t = 0$  правая граница пласта начинает двигаться вниз со скоростью

$$v \left( \frac{x_0}{2}, t \right) = v_0 = const.$$

Выполним преобразование Лапласа по переменной  $t$  урав-

нений движения (2''), (3'') и граничных условий; уравнения для лапласовых изображений  $\varphi_s, v_s$  и  $\sigma_{\tau s}$ , соответственно, функций  $\varphi(x, t), v(x, t), \sigma_\tau$  и их производных по  $x$  имеют при этом вид ( $s$  - комплексный с положительной вещественной частью параметр преобразования)

$$-(1 + \lambda)K_3 \varphi_s'' + \eta_3 v_s' = 2\sigma_{\tau s}, \quad (11)$$

$$s\varphi_s = \frac{1 + \lambda}{2} v_s' + \frac{K_3}{\gamma} \varphi_s', \quad (12)$$

а граничные условия -

$$\varphi_s \Big|_{x=-\frac{x_0}{2}} = \varphi_s \Big|_{x=\frac{x_0}{2}} = 0, \quad v_s \Big|_{x=-\frac{x_0}{2}} = 0, \quad v_s \Big|_{x=\frac{x_0}{2}} = \frac{V_0}{s}.$$

Решение системы уравнений (11), (12) определяется выражениями (6) - (9), если в них произвести замены  $-i\omega \rightarrow s, v_0 \rightarrow \frac{V_0}{s}$  и отпустить множители  $e^{-i\omega t}$ . Обращение преобразования Лапласа этих выражений дает искомые временные зависимости  $\varphi, v, \sigma_\tau$ .

Предельный случай  $\omega \rightarrow \infty$  гармонического режима соответствует (Деч, 1971, §32) пределу  $t \rightarrow 0$  переходного режима:

$$\varphi = 0, \quad (13)$$

$$v = \frac{V_0}{x_0} \left( x + \frac{x_0}{2} \right), \quad (14)$$

$$\sigma_\tau = \frac{V_0}{2x_0} \eta_3 \quad (15)$$

-вначале, очень быстро (за время порядка  $\tau_0$  (5) - см., например, (Бэтчелор, 1973, с. 246-247), устанавливается постоянный градиент скорости течения; слои при этом еще не деформированы.

При  $|kx_0| \gg 1$  или  $|s| \gg \frac{1}{\tau_1}$ , где  $\tau_1 = \frac{\eta^* x_0^2}{K_3}$

$$\varphi_s = \frac{V_0}{2x_0} \cdot \frac{1 + \lambda}{s^2} \left[ 1 - e^{-\sqrt{s}\tau} \right], \quad (16)$$

$$v_s = \frac{V_0}{x_0 s} \left( x + \frac{x_0}{2} \right), \quad (17)$$

$$\sigma_{\tau s} = \frac{V_0}{2x_0 s} \eta_3, \quad (18)$$

$$a \tau = \frac{\eta^*}{K_3} \left( \frac{x_0}{2} - x \right)^2.$$

Согласно общим теоремам об асимптотическом поведении функций и их лапласовых изображений (Деч, 1971, §34, 35), область изменения значений параметра  $|s| \gg 1/\tau_1$  соответствует временам переходного процесса  $t \ll \tau_1$ . При этом обратное преобразование Лапласа выражений (16) - (18) дает (Диткин, Прудников, 1965, с.248)

$$\varphi = \frac{V_0}{2x_0} (1 + \lambda) \left[ -\frac{\tau}{2} + \left( t + \frac{\tau}{2} \right) \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{\tau}{4t}} \right) + \sqrt{\frac{\tau}{\pi}} e^{-\frac{\tau}{4t}} \right], \quad (13')$$

$$v = \frac{V_0}{x_0} \left( x + \frac{x_0}{2} \right), \quad (14')$$

$$\sigma_\tau = \frac{V_0}{2x_0} \eta_3 \quad (15')$$

- течение пласта уже оказывает ориентирующее воздействие на слои; обратное же воздействие деформации сло-



ев на поток пока не проявляется. Случай  $t \ll \tau_1$  представляется наиболее важным, т.к. обычно время  $\tau_1$  весьма велико (для приведенных выше значений параметров  $\tau_1 \sim 10$  тыс. лет). В качестве примера на рис. 2 показаны профили слоев в различные моменты времени переходного процесса; аналитически форма слоев определяется ф-ей

$$z(x) = \int_{-\frac{x_0}{2}}^x tg \varphi dx = \int_{-\frac{x_0}{2}}^x \varphi dx = v_0 \tau_1 \cdot \frac{1 + \lambda}{2} \cdot \frac{t}{\tau_1} \left\{ 1 - \left( \frac{t}{\tau_1} \right)^{\frac{1}{2}} \times \right. \\ \left. \times \left[ 2 \left( \frac{\tau}{4t} \right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{\tau}{4t}} \right) - \frac{4}{3} \left( \frac{\tau}{4t} \right)^{\frac{3}{2}} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{\tau}{4t}} \right) + \frac{1}{3\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\tau}{t} e^{-\frac{\tau}{4t}} \right] \right\}$$

В средней части пласта графики этой функции являются почти прямыми линиями (пунктиром на рис. 2 показано продолжение одной из таких прямых), что соответствует отмеченному ранее постоянству угла наклона слоев  $\varphi_0$  в гармоническом режиме. Обратное влияние деформации слоев на течение пласта становится заметным лишь на временах  $t > \tau_1$ .

Если в некоторый момент времени  $t_0$  движение границы внезапно прекращается, движение и деформация слоев продолжается до тех пор пока не установится равновесное деформированное состояние пласта, отвечающее минимуму его свободной энергии (4). В случае  $z_0 = v_0 t_0 \ll x_0$  аналитическая зависимость равновесного смещения слоев дается выражениями (Мезенцев, 2000)

$$z(x) = 2z_0 \left( \frac{x}{x_0} + \frac{1}{2} \right) \text{ для } x \leq 0 \\ \text{и } z(x) = z_0 \left[ 1 - 2 \left( \frac{1}{2} - \frac{x}{x_0} \right)^2 \right] \text{ для } x \geq 0.$$

На рис. 1 показаны равновесные профили слоев для значений  $z_0$ , соответствующих смещениям границы пласта на рис. 2.

## Литература

- Бэтчелор Дж. *Введение в динамику жидкости*. М. Мир. 1973.  
 Деч Г. *Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования*. М. Наука. 1971.  
 Диткин В.А., Прудников А.П. *Справочник по операционному исчислению*. М. Высшая школа. 1965.  
 Жен П.де. *Физика жидких кристаллов*. М. Мир. 1977. 400.  
 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости*. М. Наука. 1987.  
 Мезенцев А.Н. *Остаточная деформация слоистой среды как результат течения анизотропной жидкости*. Деп. в ВИНТИ № 2393 – В00. 2000. 8.  
 Ржевский В.В., Новик Г.Я. *Основы физики горных пород*. Недра. 1984.  
 Теркот Д., Шуберт Дж. *Геодинамика*. М. Мир. 1985.  
 Leslie F.M. *Theory of flow phenomena in liquid crystals*. Advances in liquid crystals. Ed. G.H. Brown. Academic Press, New York. Vol. 4. 1979. 1-81.



**Андрей Николаевич Мезенцев**  
 Доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики Уральской государственной горно-геологической академии. Научные интересы – геодинамика, реология земной коры.

## НАУКА В БЮДЖЕТЕ США НА 2002 ГОД

Б.И. Силкин

В ноябре 2001г. Конгресс США завершил рассмотрение бюджетных ассигнований Национальному научному фонду на 2002 г. Этому предшествовала попытка Белого дома сократить такие расходы на 0,5 %. Попытка не увенчалась успехом, и Конгресс добавил 7,7 % к тем 3,6 млрд долл., которые первоначально намечались для этой цели.

Следует отметить, что раздел «Науки о Земле» (как и «инженерные исследования») получил добавку в размере 9 %, тогда как на общественные дисциплины и поведенческие науки она составила лишь 3 %. Конгресс также предложил Национальному научному фонду «придать высокий приоритет» математике, на развитие которой было запрошено 20 млн. долларов.

Получило также отпор законодателей намерение правительства блокировать строительство новых исследовательских установок. Были одобрены и планы развития вычислительной техники высочайшего быстродействия, а также развертывание сети моделирования землетрясений и сейсмостойкого строительства.

Постановлено также выделить 15 млн. долл. целевым назначением на создание сети регистрации нейтрино площадью 1 кв. км в Антарктиде, на Южном полюсе. На строительство астрономической сети, работающей в миллиметровом диапазоне волн в пустыне Атакама (Чили) ассигновано 12,5 млн. долл. Создание специального высотного самолета-лаборатории для атмосферных исследований отмечено в бюджете специальной суммой в 35 млн. долл. Повышаются также расходы на подготовку аспирантов в области точных наук и на тех выпускников вузов, которые дадут согласие работать учителями по этим дисциплинам в средней школе.

Ассигнования на нужды НАСА вне Национального научного фонда составляют 14,8 млрд долл., что на 3,8 % больше прошлогоднего. Однако Конгресс отказался в полной мере финансировать в 2002 г. намеченный на 2006 г. запуск космического аппарата к наименее исследованной планете Солнечной системы - Плутому. На это выделено лишь 30 млн. долл. Зато на изучение Солнца ассигнования несколько увеличены. На поддержание и строительство космической станции выделенная сумма представляет сокращение на 75 млн. долл.

Крупнейшего в рамках НАСА финансирования удостоились проекты изучения Европы – спутника Юпитера, где не исключено существование той или иной формы жизни. На эти работы в 2002 г. позволено потратить до 1 млрд долл. Но, по утверждению специалистов, здесь не учтена необходимость создания противорадиационного щита для космического аппарата, находящегося в зоне мощного излучения вокруг Юпитера.

*Science*. 2001. V. 294. № 5546. P. 1430.