



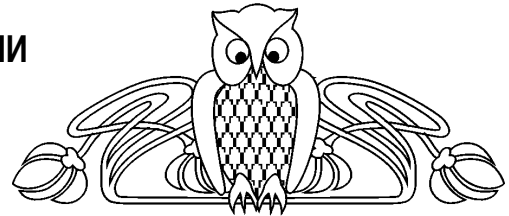
Примеры конкретных оценок точности расчетов пространственных фильтрационных течений несжимаемой жидкости в искривленных слоях переменной толщины по предлагаемым двумерным математическим моделям приведены в [6].

Библиографический список

1. Мирзаджанзаде А.Х., Аметов И.М., Ковалев А.Г. Физика нефтяного и газового пласта. М.; Ижевск: Ин-т комп. исслед., 2005.
2. Голубева О.В. Курс механики сплошных сред. М.: Высш. шк., 1972.
3. Толпаев В.А., Ледовской В.И. Уравнения линейной двумерной фильтрации в искривленных пластах конечной толщины // ОПИПМ. 2004. Т.11, вып.1. С.143–146.
4. Толпаев В.А., Ледовской В.И. Математическое моделирование фильтрационных течений несжимаемой жидкости в искривленных пластах конечной толщины // ОПИПМ. 2005. Т. 12, вып. 2. С. 524–527.
5. Толпаев В.А., Ледовской В.И. Двумерные математические модели течений жидкости в круговом коническом слое постоянной толщины // Современные проблемы прикладной математики и математического моделирования: Материалы конф. Воронеж: Воронежск. гос. техн. акад., 2005. С. 222.
6. Толпаев В.А., Ледовской В.И. Оценки точности расчета дебитов скважин в искривленных пластах // Нефтепромысловое дело. 2004. № 12. С. 9–13.

УДК 539.3

ФОРМУЛИРОВКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГЛУБОКОВОДНОГО НЕФТЕПОДЪЕМНИКА В УСЛОВИЯХ ДЕЙСТВИЯ ВНУТРЕННЕГО ПОТОКА ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СМЕСИ



О.А. Торопова

Саратовский государственный технический университет, Институт социально-производственного менеджмента, кафедра информационных систем
E-mail: toropova@sstu.ru

The Formulation of the Mathematical Model Deep-Water of the Oil Raiser, Interacting with Internal Flow of Gas-Liquid Mixture

O.A. Toropova

Сформулирована новая математическая модель расчета характеристик напряженно-деформированного состояния глубоководного райзера, взаимодействующего с внутренним двухфазным потоком газожидкостной смеси. Решается задача нелинейной гидроупругости сингулярно возмущенного типа.

A new mathematical model for calculating the characteristics of a stress-deformed state of a deepwater raiser that interacts with an inner two-phase stream of the gas-liquid mixture, is formulated. The singular-disturbance type problem of nonlinear hydroelasticity is being solved.

В известных публикациях ограничивались исследованием влияния внешнего потока подводных течений на характеристики НДС глубоководного нефтеподъемника (райзера). При этом внутренний поток гидросмеси моделировался, как правило, однородным установившимся потоком идеальной несжимаемой жидкости. В реальных условиях, однако, сырая нефть представляет собой двухфазную газожидкостную среду, свойства которой существенно зависят от начальных значений скорости транспортировки, давления, весового газового фактора и т.п.

Целью статьи является формулировка новой математической модели расчета характеристик НДС глубоководного райзера, взаимодействующего с внутренним двухфазным потоком газожидкостной смеси и с внешним потоком подводных течений. Она непосредственно может быть использована и при рассмотрении актуальных задач исследования длительной прочности райзера в условиях наведенной неоднородности свойств материала стенок, вызванной агрессивным воздействием внутреннего потока гидросмеси.

Сформулируем модель установившегося движения газожидкостной смеси в вертикальном трубопроводе. Характер движения (эрлифта) газожидкостной смеси определяется, как правило, значением фактора газонасыщенности ω (отношением объема свободного газа в смеси к ее объему, $0 \leq \omega \leq 1$).

При постепенном увеличении этого фактора происходит последовательный переход от эмульсионного состояния смеси к диспергированному:

- 1) движение смеси в состоянии эмульсии, когда пузырьки газа более или менее равномерно распределены в жидкости;
- 2) слоистое движение, когда в трубопроводе перемещаются, заполняя почти все сечение, цилиндрики газа значительной длины, разделенные цилиндриками жидкости меньшей длины;



3) газ с частицами жидкости движется в осевой части трубы, а жидкость — тонким слоем по ее стенкам;

4) диспергированное движение жидкости ($\omega \approx 1$) — это движение газа, заполняющего все сечение трубопровода и увлекающего за собой частицы жидкости.

Последний случай в реальных условиях эксплуатации нефтяных скважин практически не встречается, так как он связан с недостаточной сепарацией газа от жидкости при низких давлениях. Далее, предельное количество газа, которое можно растворить в единице объема жидкости с увеличением давления, возрастает. Поэтому существует значение давления P^* , ниже которого начинается выделение газа (оно называется давлением насыщения). Движение газированных жидкостей при значениях давлений $P < P^*$ происходит в смеси со свободным газом, а по мере снижения давления (т.е. с ростом ω) происходит постепенное увеличение его массы в смеси. Рассмотрим случай установившегося движения смеси, принимая для газа изотермический закон состояния, а его растворимость в жидкости, подчиняющейся закону Генри [1], $V_g = a_0 \hat{p}^0 V_f$, где V_g — объем стандартного (т.е. при нормальном атмосферном давлении и при некоторой нормальной температуре) газа, растворенного в жидкости, V_f — объем жидкости, a_0 — объемный коэффициент растворимости газа (эмпирическая безразмерная функция давления, в расчетах обычно полагают $a_0 = \text{const}$), $\hat{p}^0 = p/\text{атм}$. Тогда

$$\rho_c = \omega \hat{p}^0 \rho_g + (1 - \omega) \rho_f, \quad (1)$$

где ρ_c — плотность газожидкостной смеси, ρ_g, ρ_f — плотности стандартного газа и жидкости. Если пренебречь эффектом усадки (т.е. увеличением удельного веса жидкости по мере снижения количества растворенного в смеси газа), то в формуле (1) $\rho_g = \text{const}, \rho_f = \text{const}, \omega = \omega(p^0): 0 < \omega < 1$ при $0 < \hat{p}^0 < \hat{p}_*^0, \omega = 0$ при $\hat{p}^0 \geq \hat{p}_*^0$.

Определим вектор распределенных гидродинамических нагрузок со стороны внутреннего потока гидросмеси и внешнего потока окружающей жидкости. Будем считать, что райзер (гибкий стержень кольцевого поперечного сечения с внутренним и внешним диаметрами d_0, D_0) в недеформированном состоянии имеет прямолинейную форму. Тогда формулами перехода от ортов локальной подвижной системы координат $\vec{\tau}, \vec{n}$ к единичным базисным векторам \vec{i}_1, \vec{i}_2 осей декартовой правой системы отсчета $x_1 O x_2$ (начало которой выбрано на дне океана глубиной H) являются [2]

$$\vec{\tau} = -\sin \varphi \vec{i}_1 + \cos \varphi \vec{i}_2, \quad \vec{n} = -\cos \varphi \vec{i}_1 - \sin \varphi \vec{i}_2, \quad (2)$$

при этом $d\vec{\tau}/ds = k\vec{n}, d\vec{n}/ds = -k\vec{\tau}$. Здесь s — эйлерова дуговая координата, начало которой ($s = 0$) выбрано в нижнем сечении райзера, φ — угол отклонения касательной к осевой линии деформированного райзера по отношению к вертикальной координате x_2, k — кривизна осевой линии. В осях связанной системы координат вектор распределенных гидродинамических нагрузок (\vec{q}), действующих на элемент райзера, можно представить в виде

$$\vec{q} = \vec{q}_f + \vec{q}_w - mg \cos \varphi \vec{\tau} + mg \sin \varphi \vec{n}, \quad (3)$$

где \vec{q}_f, \vec{q}_w — векторы сил взаимодействия элемента райзера с внутренним и внешним потоками жидкости, m — погонная масса райзера в воздухе. Вектор сил взаимодействия между частицами жидкости и газа (\vec{q}_{fg}) не входит в выражение (3). Действительно, пусть $\vec{v}_f = v_f \vec{\tau}$ — вектор скорости движения центра масс жидкости в элементарном объеме смеси, а $\vec{v}_g = v_g \vec{\tau}$ — вектор скорости движения центра масс свободного газа относительно скорости движения центра масс жидкости в том же объеме. Динамические уравнения Эйлера движения элементов жидкости и газа [1] запишутся для рассматриваемого случая в виде

$$m_f(d\vec{v}_f/dt) = -(pF_f \vec{\tau})/s - m_f g \vec{e}_{10} - \vec{q}_f + \vec{q}_{fg}; \quad m_g(d(\vec{v}_g + \vec{v}_f)/dt) = -(pF_g \vec{\tau})/s - m_g g \vec{e}_{10} - \vec{q}_{fg}.$$

Складывая эти уравнения, находим $\vec{q}_f = -m_f(d\vec{v}_f/dt) - m_g(d(\vec{v}_g + \vec{v}_f)/dt) - (P_c \vec{\tau})/s - m_c g \vec{e}_{10}$. Здесь $m_f = \rho_f F_f; m_g = \rho_g F_g; m_c = \rho_c F_0; P_c = pF_0; \vec{e}_{10} = \cos \varphi \vec{\tau} - \sin \varphi \vec{n}; F_f; F_g$ — части площади поперечного сечения райзера $F_0 = 0.25\pi d_0^2$, занимаемые жидкостью и газом: $F_0 = F_f + F_w$. Так как $\vec{q}_f \perp \vec{\tau}$ и $\vec{q}_f = (\vec{q}_f, \vec{\tau})\vec{\tau} + \vec{\tau} \times (\vec{q}_f \times \vec{\tau}), (\vec{q}_f \times \vec{\tau}) = 0$, то

$$P_c/s + ((m_f(d\vec{v}_f/dt) + m_g(d(\vec{v}_g + \vec{v}_f)/dt)), \vec{\tau}) + m_c g(\vec{e}_{10}, \vec{\tau}) = 0, \quad (4)$$

$$\vec{q}_f = \vec{q}_{hc} + \vec{q}_{ac}, \quad \vec{q}_{hc} = -kP_c \vec{n} - m_c g \vec{\tau} \times (\vec{e}_{10} \times \vec{\tau}) = -(kP_c - m_c g \sin \varphi) \vec{n}, \quad (5)$$

$$\vec{q}_{ac} = -\vec{\tau} \times ((m_f(d\vec{v}_f/dt) + m_g(d(\vec{v}_g + \vec{v}_f)/dt)) \times \vec{\tau}). \quad (6)$$



Формулы (5)–(6) представляют собой обобщенные выражения для векторов нормальной силы гидростатического давления на стенки райзера (\vec{q}_{hc}) и нормальной силы инерции присоединенной массы газожидкостной гидросмеси (\vec{q}_{ac}) (при отсутствии свободного газа в формулах (4)–(6) следует положить $P_c = P_f$, $m_g = \omega = v_g = 0$ и они переходят в аналогичные выражения для нагрузок, полученные в [2]).

Преобразуем скалярные компоненты формул (4), (6). Имеем:

$$m_f(d\vec{v}_f/dt) = m_f((\vec{v}_f\vec{\tau})/s)v_f = m_f v_f(v_f/s)\vec{\tau} + km_f v_f^2 \vec{n},$$

$$m_g(d(\vec{v}_g + \vec{v}_f)/dt) = m_g(v_f + v_g)((v_g + v_f)/s)\vec{\tau} + km_g(v_g + v_f)^2 \vec{n}.$$

Для недиспергированного движения жидкости обычно $v_g \approx \text{const}$, кроме того, нетрудно показать, что $F_g \approx \omega F_0$, $F_f \approx (1 - \omega)F_0$, поэтому соотношения (4)–(6) преобразуются окончательно к виду

$$p/s + v_f/s(\rho_c v_f + \rho_g \omega v_g) + \rho_c g \cos \varphi = 0, \quad (7)$$

$$\vec{q}_{hc} = -(kp - \rho_c g \sin \varphi)F_0 \vec{n}, \quad \vec{q}_{ac} = -k(\rho_f(1 - \omega)v_f^2 + \omega \rho_g(v_g + v_f)^2)F_0 \vec{n}, \quad (8)$$

$$\rho_c = \omega \hat{p}^0 \rho_g + (1 - \omega)\rho_f.$$

Пусть на райзер действует стационарный поток подводных течений со скоростью $\vec{v}_c = v_{c1}\vec{\tau} + v_{c2}\vec{n} = -(v_c \sin \varphi \vec{\tau} + v_c \cos \varphi \vec{n})$, $v_c = v_c(x_2)$, $0 \leq x_2 \leq H$. Вектор сил взаимодействия элемента райзера с внешним потоком окружающей жидкости \vec{q}_w состоит из векторов нормальных сил гидростатического давления на стенки (\vec{q}_{hw}), инерции присоединенной массы жидкости (\vec{q}_{aw}) и гидродинамического сопротивления (\vec{q}_n) [2]:

$$\vec{q}_{hw} = (kP_w - m_w g \sin \varphi)\vec{n} = (km_w g(H - x_2) - m_w g \sin \varphi)\vec{n},$$

$$\vec{q}_{aw} = -\vec{\tau} \times ((m_w(d\vec{v}_{aw}/dt)) \times \vec{\tau}) = -km_w v_c^2 \sin^2 \varphi \vec{n},$$

$$\vec{q}_n = -0.5c_n \rho_w D_0 v_c \cos \varphi |v_c \cos \varphi| \vec{n} \quad (m_w = \rho_w F_w, F_w = 0.25\pi D_0^2).$$

Таким образом,

$$\vec{q} = -mg \cos \varphi \vec{\tau} + [(m + m_c - m_w)g \sin \varphi - k(pF_0 - m_w g(H - x_2) + (\rho_f(1 - \omega)v_f^2 + \omega \rho_g(v_g + v_f)^2)F_0 + m_w v_c^2 \sin^2 \varphi) - 0.5c_n \rho_w D_0 v_c \cos \varphi |v_c \cos \varphi|] \vec{n}. \quad (9)$$

Для определения зависимости входящего в (9) фактора газонасыщенности ω от давления \hat{p}^0 воспользуемся уравнениями неразрывности для потока гидросмеси. Они представляют собой условия постоянства весовых расходов стандартной жидкости (Q_f) $(\rho_f - a_0 \hat{p}^0 \rho_g) \times Q_f = \text{const}$ и газа (Q_g) $\rho_g(Q_g + a_0 \hat{p}^0 \rho_f Q_f) = \text{const}$, что позволяет сформулировать выражение для весового газового фактора (при эксплуатации нефтяных скважин его определяют обычно из замеров дебитов газа и нефти после сепарации).

$$\Gamma = \rho_g(\alpha_0 + a_0 \hat{p}^0)/(\rho_f - a_0 \hat{p}^0 \rho_g) = \text{const}, \quad \alpha_0 = Q_g/Q_f,$$

откуда

$$\alpha_0 = (\rho_f/\rho_g)\Gamma - a_0 \hat{p}^0(\Gamma + 1). \quad (10)$$

С другой стороны,

$$\alpha_0 = \hat{p}^0 \omega(v_f + v_g)/v_f(1 - \omega) = (\hat{p}^0 \omega/(1 - \omega))(1 + v_g/v_f). \quad (11)$$

Из (10)–(11), учитывая, что $v_f = v_{f0}/(1 - \omega)$ ($v_{f0} > 0$ — известное значение начальной скорости жидкости на входе $s = 0$), получаем уравнение

$$\beta_0 \omega + \omega/(1 - \omega) = \beta_1, \quad \beta_0 = v_g/v_{f0}, \quad \beta_1 = \alpha_0/\hat{p}^0. \quad (12)$$

Его корень, удовлетворяющий условию $0 \leq \omega < 1$,

$$\omega = \frac{2\beta_1}{1 + \beta_0 + \beta_1 + \sqrt{(1 + \beta_0 - \beta_1)^2 + 4\beta_1}} \quad (13)$$



дает искомую, нелинейную зависимость $\omega = \omega(\hat{p}^0)$, $0 < \hat{p}^0 \leq \hat{p}_*^0$. Давление насыщения \hat{p}_*^0 определяется из (10), принимая там $\alpha_0 = 0$:

$$\hat{p}_*^0 = (\rho_f / (a_0 \rho_g))(\Gamma / (\Gamma + 1)). \quad (14)$$

В этом случае в (13) $\beta_1 = 0$ и $\omega = 0$. Видно также, что при $\hat{p}^0 \rightarrow +0$ ($\beta_1 \rightarrow +\infty$) $\omega(\hat{p}^0) \rightarrow 1$.

Сформулируем математическую модель. В задачах расчета морских нефтеподъемников удобно использовать уравнения их равновесия [2] в проекциях на оси декартовой системы координат Ox_1x_2 . Учитывая соотношения (2) и связь между независимыми переменными $ds = dx_2 / \cos \varphi$, имеем

$$T' = kN / \cos \varphi - (\vec{q}, \vec{\tau}) / \cos \varphi, \quad N' = -kT / \cos \varphi - (\vec{q}, \vec{n}) / \cos \varphi, \\ EI k' = -N / \cos \varphi, \quad \varphi' = k / \cos \varphi, \quad u' = -\operatorname{tg} \varphi.$$

Здесь T, N — продольные и перерезывающие усилия, $EI = \text{const}$ — изгибная жесткость, u — смещение осевой линии в горизонтальном направлении, $(\cdot)' = d(\cdot)/dx$ ($x = x_2$).

Подстановка вектора внешних нагрузок (g) и использование уравнения (7) дает следующую систему:

$$T' = \omega + kN / \cos \omega, \\ N' = -(m + m_c - m_w)g \operatorname{tg} \varphi - k / \cos \varphi [T - pF_0 - (\rho_f(1 - \omega)v_f^2 + \omega\rho_g(v_g + v_f)^2)F_0 + \\ + m_w g(H - x) - m_w v_c^2 \sin^2 \varphi] + 0.5c_n \rho_w D_0 v_c |v_c \cos \varphi|, \\ EI k' = -N / \cos \varphi, \quad \varphi' = k / \cos \varphi, \quad u' = -\operatorname{tg} \varphi, \quad p' + v_f'(\rho_c v_f + \omega\rho_g v_g) + \rho_c g = 0. \quad (15)$$

Выберем в качестве характерных масштабов длины, погонного веса, площади и скорости соответственно величины H [м], $w = \rho_t(F_w - F_0)g$ [кН/м], F_0 [м²], v [м/с], ($v = 1$ м/с). После перехода к безразмерным переменным и параметрам

$$x^0 = x/H, \quad T^0 = T/(wH), \quad N^0 = N/(wH\mu), \quad k^0 = kH, \quad u^0 = u/H, \quad v_0^0 = v_0/v, \\ \mu = \sqrt{EI/wH^3}, \quad \gamma_1 = 0.01\rho_g gH, \quad \gamma_2 = \rho_f d_0^2 / (\rho_t \times (D_0^2 - d_0^2)), \quad \gamma_3 = \rho_w D_0^2 / (\rho_t (D_0^2 - d_0^2)), \\ \gamma_4 = 0.01\rho_t gH(D_0^2 - d_0^2)/d_0^2, \quad \gamma_5 = \gamma_2(v^2/(gH)), \quad \gamma_6 = (\rho_g/\rho_t)\gamma_5, \quad \gamma_7 = \gamma_3(v^2/(gH)), \\ \gamma_8 = 0.5c_n \rho_w D_0 v^2/w, \quad \gamma_9 = 0.01\rho_g v^2, \quad \gamma_{10} = (\rho_f/\rho_g)\Gamma, \quad \gamma_{11} = \gamma_4 a_0 \times (\Gamma + 1), \\ p_*^0 = \gamma_{10}/\gamma_{11}, \quad \hat{p}^0 = \gamma_4 p^0, \quad \beta_0 = v_g/v_{f0},$$

(опуская верхний индекс ноль в обозначениях безразмерных величин), система уравнений (15) с учетом (13) запишется окончательно в виде

$$T' = 1 + \mu k N / \cos \varphi, \\ \mu N' = -(1 + \gamma_1 \omega p + \gamma_2(1 - \omega) - \gamma_3) \operatorname{tg} \varphi - k / \cos \varphi \times [T + \gamma_3(1 - x) - p - \\ - v_{f0}^2(\gamma_5(1 - \omega)^{-1} + \gamma_6 \omega((1 - \omega)^{-1} + \beta_0)^2) - \gamma_7 v_c^2 \sin^2 \varphi] + \gamma_8 v_c |v_c \cos \varphi|, \\ \mu k' = -N / \cos \varphi, \quad \varphi' = k / \cos \varphi, \quad u' = -\operatorname{tg} \varphi, \\ p' = \frac{\gamma_1 \omega p + \gamma_2(1 - \omega)}{\frac{\alpha_0 v_{f0}^2}{p^2(1 + \beta_0(1 - \omega)^2)} [\omega(\gamma_9 p(1 - \omega)^{-1} + \gamma_6 \beta_0) + \gamma_5(1 - \omega)] - 1}, \quad \beta_1 = \frac{\alpha_0}{\gamma_4 p}, \\ \alpha_0 = \begin{cases} \gamma_{10} - \gamma_{11} p, & 0 < p \leq p_*, \\ 0, & p > p_*, \end{cases} \quad \omega = \begin{cases} \frac{2\beta_1}{1 + \beta_0 + \beta_1 + \sqrt{(1 + \beta_0 - \beta_1)^2 + 4\beta_1}}, & 0 < p \leq p_*, \\ 0, & p > p_*. \end{cases} \quad (16)$$

При известном давлении гидросмеси на входе p_0 и при шарнирном закреплении граничных сечений райзера краевыми условиями для системы (16) являются:

$$k(0) = u(0) = 0, \quad p(0) = p_0, \quad k(1) = u(1) = 0, \quad T = T_1. \quad (17)$$



Здесь $T_1 > 1$ — заданное значение тягового усилия на платформе.

Таким образом, предложенная здесь математическая модель глубоководного райзера, взаимодействующего с внутренним двухфазным потоком газожидкостной смеси (16)–(17), относится к классу связанных задач нелинейной гидроупругости сингулярно возмущенного типа (так как при $H > 1000$ м значение параметра μ в (16) $\mu < 10^{-3}$). Ее асимптотическое решение можно построить на основе использования алгоритма, предложенного в [3].

Библиографический список

1. Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
2. Кузнецов В.В. Моделирование статических характеристик глубоководных трубопроводов морских гидротехнических комплексов. Ч.1. Формулировка уравнений установившегося пространственного движения // Изв. вузов. Строительство. 1994. № 3. С. 69–72.
3. Кузнецов В.В. Моделирование статических характеристик глубоководных трубопроводов морских гидротехнических комплексов. Ч.2. Асимптотический анализ модельных уравнений // Изв. вузов. Строительство. 1994. № 4. С. 57–60.

УДК 501.1

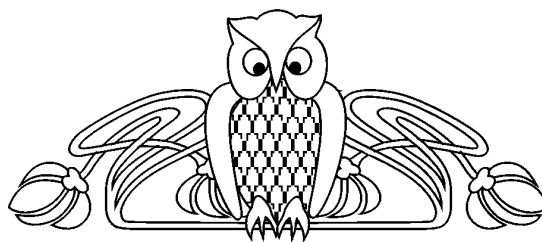
О МОДЕЛИРОВАНИИ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА

А.Е. Федоров*, В.А. Самарцев**, А.А. Адамов***

*Пермский государственный технический университет, кафедра теоретической механики,

**Пермская государственная медицинская академия им. акад. Е.А. Вагнера, кафедра общей хирургии,

***Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук,
E-mail: * spider@perm.raid.ru, ** adamov@icmm.ru



On Modelling of the Human Skin

A.E. Fedorov, V.A. Samartsev, A.A. Adamov

В работе исследованы механические свойства кожи человека в случае малых и больших деформаций. Предложены модели, позволяющие описать вязкоупругое поведение кожи. Записаны определяющие соотношения для трехмерного напряженно-деформированного состояния. Определены параметры моделей, которые идентифицированы из экспериментов на одноосное растяжение кожных лоскутов.

The mechanical properties of the skin at small and finite deformations are investigated. The models are suggested approximating viscoelastic properties of the skin. The constitutive relations for three-dimensional stress-strain state are developed. Models parameters are determined by experiments in uniaxial tension of the skin specimens.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в области пластической, реконструктивной и эстетической хирургии делается большое количество операций, где кожа испытывает малые и большие деформации. Это восстановительные операции после различных ожогов, косметические операции по иссечению рубцов и закрытию дефектов на коже и т.д. Успех операции во многом зависит от напряжений, которые останутся после операции.

Для математического моделирования механического поведения кожи при этих операциях необходимы уравнения состояния, описывающие её поведение с учетом экспериментально наблюдаемых эффектов ползучести и релаксации.

Первые исследования кожи с точки зрения ее механических свойств были сделаны Дюпюитреном (Dupuytren) [1] в 1831 году во время расследования самоубийства в Париже. Он провел эксперименты на трупе и доказал, что раны на коже, сделанные конусообразным предметом, становятся похожими на линии и направления этих линий в различных частях тела отличаются.

Первая статья, посвященная анатомическому обобщению линий рассечений на коже, была написана Лангером (Langer) [2] в 1861 году. Им были обнаружены линии натяжения кожи (линии Лангера), а также был установлен факт, что кожа на теле человека имеет некоторое начальное натяжение.

По-видимому, эти явления объясняются тем, что ненатянутая кожа имеет значительное количество ненатянутых и скрученных волокон коллагена. Натяжение кожи ведет к распутыванию волокон, которые в итоге воспринимают деформацию, вызванную давлением содержимого тела или движениями сустава. Отсутствие натяжения кожи головы, ступней и ладоней, по-видимому, обусловлено характером нагрузок, действующих на эти участки кожи, и в соответствии с законом адаптации