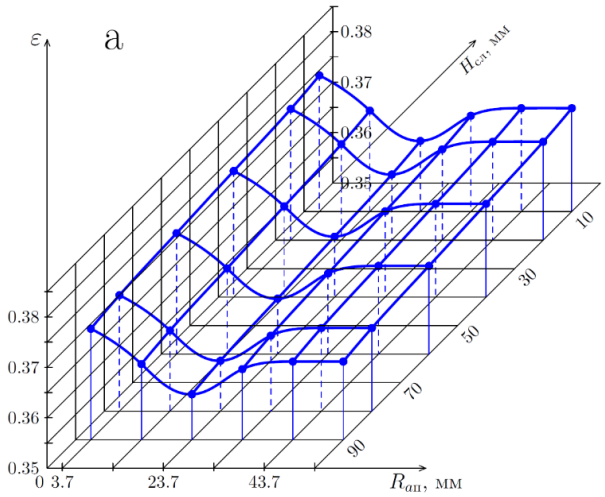

Рис. 6. Аппроксимация сплайнами. Зависимость $\varepsilon = f(R, H)$ для загрузки на конус + «мягкая стенка».

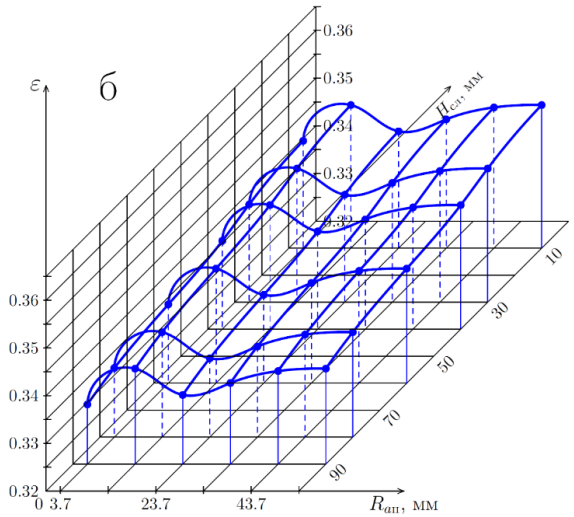

Рис.7. Аппроксимация сплайнами. Зависимость $\varepsilon = f(R, H)$ для загрузки спиралью с центра + «мягкая стенка».

Литература

1. А.С. 1710115 СССР. МКИ[5] BOIJ4/02/ Способ загрузки зернистого материала в контактный аппарат/В.Н.Колёскин, П.Г.Штерн, В.А.Черняева,В.С.Киселёв.

2. Завьялов Ю.С., Квасов Б.И., Мирошниченко В.Л. Методы сплайн-функций. М.:Наука.1980. -352 с.

3. Колёскин В.Н. Структура и организация неподвижного зернистого слоя в цилиндрических аппаратах: Дисс. канд. техн. наук. М.: 1992.-245 с.

4.Колёскин В.Н. Датчик для измерения напряжений внутри зернистой среды// Деп. в ВИНИТИ 06.06.90. № 3043-В90.

5. Колёскин В.Н.,Штерн П.Г. Исследование структуры неподвижного зернистого слоя методом вычислительной томографии// ИФЖ.1992.Т.62. №1.С.578-581.

6. Колёскин В.Н. ,Кулов Н.Н., Штерн П.Г.,Руденчик Е.А. Структурные и гидродинамические неоднородности неподвижного зернистого слоя в аксиальных аппаратах//Теор. Основы хим. Технологии. 1992.Т.26.№6.-С.800-811.

7. Завьялов Ю.С., Квасов Б.И., Мирошниченко В.А. Методы сплайн-функций. М.: Наука. 1980.-352 с.

УДК 66.023

НАПРЯЖЁННОЕ СОСТОЯНИЕ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ. РАСЧЕТ НАПРЯЖЕНИЙ В ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЕ, ОГРАНИЧЕННОЙ ЖЕСТКИМИ СТЕНКАМИ

THE TENSE STATE OF A GRANULAR MEDIUM. THE CALCULATION OF TENSIONS IN THE GRANULAR MEDIUM CONFINED BY HARD WALLS

Штерн Павел Геннадьевич
профессор, доктор технических наук, г. Ярославль
Колёскин Владимир Николаевич
доцент, кандидат технических наук, ЯГПУ, г. Ярославль

АННОТАЦИЯ. В результате исследований, проведённых в работе [2, с. 91] было установлено, что основными факторами влияющими на структуру зернистой среды являются свойства ограничивающих поверхностей и способов организации слоя. В работе проведено теоретическое исследование основных физических характеристик зернистой среды и его структурных характеристик. Сделан анализ решений уравнения Янсена с учётом сжимаемости зернистой среды. Рассмотрено двухстороннее сжатие зернистой среды в жёсткой форме. Показано неравномерное распределения давления зернистой среды по поперечному сечению формы.

ANNOTATION. The conducted investigation has revealed that main factors that affect the structure of a granular medium are properties of confining surfaces and ways of a layer organization. A theoretical study of main physical characteristics of a granular medium and its structure characteristics was carried out. The analysis of the Janssen'sequation was made with account for a compressibility of the granular medium. A two-sided compression of the granular medium in a hard form was considered. An uneven distribution of a granular medium pressure along a cross section of a form was shown.

Ключевые слова: сыпучая среда; объёмный вес; коэффициент бокового давления; коэффициент трения; внешняя нагрузка; модуль упругости; коэффициент Пуассона; касательные силы; касательные напряжения.

Key words. A granular medium; a volume weight; the side pressure coefficient; the coefficient of friction; an external loading; the Young's modul.

1. Анализ известных решений

Сыпучая среда находится в жесткой форме радиуса R и высотой H. На ее свободной поверхности приложена равномерно распределенная нагрузка q (рис.1.1). Введем обозначения: γ – объемный вес среды, ξ – коэффициент бокового давления, f – коэффициент трения среды о стенки формы, u – периметр поперечного сечения формы, F – площадь поперечного сечения формы. Задача осесимметрична. Решение этой задачи известно и выражается формулой Янсена: $\sigma_y = qe^{-ky} + \frac{\gamma}{\kappa}(1-e^{-ky})$ (1.1), где $\kappa = \frac{\xi f u}{F}$; e – основание натуральных логарифмов.

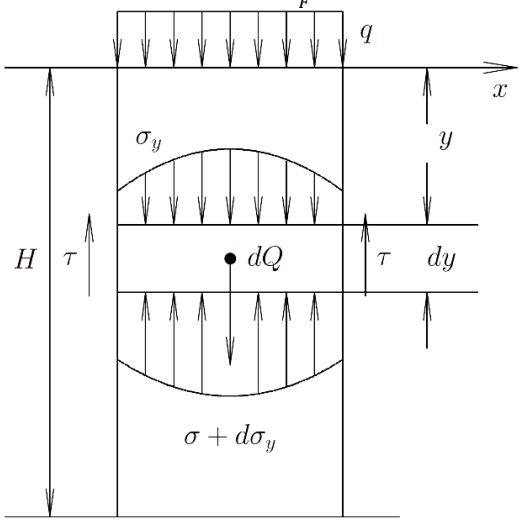

Рис. 1.1. Схема к выводу формулы Янсена

Как показывают результаты натурных измерений, близость теории с опытом имеет место лишь в верхней части формы. В нижней части фактическое давление в 1,5 - 2 раза больше найденного по формуле Янсена. Это расхождение объясняется следующими причинами. 1. Не учитывается возрастание объемного веса среды в нижней части формы вследствие сжатия. 2. Не учитывается неравномерность распределения давлений по поперечному сечению среды. В работе Е.М. Гутьяра [1] сделана попытка учесть сжимаемость среды. В результате получена формула (для случая q = 0)

$$\sigma_y = \frac{1}{\frac{\kappa}{\gamma_0} - B}\left[1 - exp\left\{\gamma_0 - (B - \frac{k}{\gamma_0})\right\}\right], \quad (1.2)$$

где $B = \frac{1}{E}(1 - \frac{2\mu^2}{1-\mu})$, E – модуль упругости среды, μ – коэффициент Пуассона среды, γ_0 – объёмный вес среды в ненагруженном состоянии.

Из расчётов, приведённых в работе [4, с 116], следует, что полученную Гутьяром формулу объёмного веса среды γ при давлении σ (1.2)нельзя считать справедливой

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 - \frac{\sigma}{E}(1 - \frac{2\mu^2}{1-\mu})}. \quad (1.3)$$

Зернистая среда в жёсткой форме сжимается по закону Гука лишь при малых нагрузках. Решение Е.М. Гутьяра опирается на предпосылки, справедливые лишь при малых давлениях. Оно не объясняет расхождения формулы Янсена с опытом и не представляет практического интереса, т.к. справедливо лишь для верхней части формы. Учет уплотнения не может дать результатов, существенно отличающихся от полученных по формуле Янсена.

Чтобы проанализировать влияние неравномерности распределения давлений по сечению формы, рассмотрим вывод формулы Янсена. Обычно считают, что формула Янсена выведена при допущении равномерного распределения давления по сечению формы. Покажем, что это не так. Пусть $\sigma_y(x, y, z)$ – функция зависящая не только от y но также от x и z. Рассмотрим равновесие элемента среды в сечении y, толщиной dy (см. рис.1.1). На него действуют силы:

1. Равнодействующая давлений сверху

$$\mathcal{P} = \iint_D \sigma_y(x,y,z)dxdz,$$

где D- круг, полученный нормальным к оси y сечением плоскостью.

2. Равнодействующая давлений снизу

$$\mathcal{P} + d\mathcal{P} = \iint_D (\sigma_y + d\sigma_y)dxdy.$$

3. Равнодействующая касательных усилий по боковой поверхности элемента

$\Delta T = \tau u dy$, где τ – касательное напряжение, зависящее только от y.

4. Вес элемента $dQ = \gamma F dy$, где F – площадь области D.

Приравнивая нулю сумму проекций всех сил на ось y, получим

$\gamma F dy - \tau u dy - \iint_D d\sigma_y dx dy = 0$ или

$$\gamma - \tau\frac{u}{F} - \frac{\frac{1}{F}\iint_D d\sigma_y dx dy}{dy} = 0. \quad (1.4)$$

Величина $\frac{1}{F}\iint_D \sigma_y dx dy = \bar{\sigma}_y$ – есть среднее по сечению напряжение σ.

Аналогично: $\frac{1}{F}\iint_D d\sigma_y dx dy = d\bar{\sigma}_y$- дифференциал среднего по сечению давления. Уравнение (1.4) принимает вид:

$$\gamma - \tau\frac{u}{F} - \frac{d\bar{\sigma}_y}{dy} = 0. \quad (1.5)$$

Напряжения распределены по сечению неравномерно, но осесимметрично. Обозначим σ_y^* – напряжения у стенок формы. Оно меньше среднего давления, поэтому:

$$\sigma_y^* = \lambda\bar{\sigma}_y,$$

где $\lambda < 1$ – переходный коэффициент. При этом $\tau = \xi\sigma_y^* f = \xi\lambda f\sigma_y$ и равенство (1.5) приводится к виду: $\frac{d\bar{\sigma}_y}{\gamma - \kappa^*\bar{\sigma}_y} = dy$ (1.6),

где $\kappa^* = \lambda\kappa = \lambda\frac{\xi f u}{F}$.

Интегрирование уравнение (1.6) при начальном условии $\sigma_{y/y=0} = q$, получим:

$$\bar{\sigma}_y = qe^{-k^*y} + \frac{\gamma}{k^*}(1 - e^{-k^*y}). \quad (1.7)$$

Это есть формула Янсена, относящаяся к среднему по сечению давлению, распределённому неравномерно.

2. Обсуждение модели

Пусть имеем жесткую форму (без днища) высотой $2H$, внутри которой находится невесомая зернистая среда с нагрузками q по границам (рис.1.2). Ось y направлена вниз по оси формы, начало отсчета на верхней границе среды. Для определения давлений среды от внешней нагрузки воспользуемся формулой Янсена, положив в ней $\gamma = 0$ (среда невесома). При этом $\sigma_y = qe^{-ky}$ (2.1).

Должны быть выполнены два условия:

$\sigma_y|_{y=0} = q$ и $\sigma_y|_{y=2H} = q$.

Формула (2.1) удовлетворяет первому, но не удовлетворяет второму. Чтобы удовлетворить обоим условиям, казалось бы, можно поступить так: в интервале $H < y < 2H$ использовать "неразвернутую" расчетную схему, т.е. ось y_1 направить вверх, начало отсчета взять на нижней границе среды. Получится:

$$\sigma_y = qe^{-ky_1}. \quad (2.2.)$$

Поскольку $y_1 = 2H - y$, то объединяя равенства (2.1) и (2.2) получим:

$$\sigma_y = \begin{cases} qe^{-ky}, & 0 \le y \le H \\ qe^{-k(2H-y)}, & H \le y \le 2H \end{cases} \quad (2.3)$$

Рассмотрим элементарную поверхность единичной длины в сечении y (рис.1.3). На ней n частиц среды контактирует со стенками формы, создавая силу нормального давления $\mathcal{P}$. Отнеся её к площади полоски F, получим среднее вдоль полоски нормальное давление σ_r, равное $\sigma_r = \xi\sigma_y$.

Каждая частица смещается по стенке формы, преодолевая силу трения, средний модуль которой равен: $\Delta T = f_0\xi\sigma_y\frac{F}{n}$ *(2.4)*

Обозначим $\overline{w}$ – среднее для всех n частиц смещение. Пусть m частиц имеют смещение отличное по знаку (т.е. по направлению) от. Если $y < H$, то $\overline{w} > 0$, среднее смещение направлено вниз. Тогда m частиц смещается вверх и n-m частиц – вниз. Силы сопротивления сдвигу противоположны смещениям. Поэтому m сил направлено вниз, n- m – вверх (см. рис.1.4). Из всех n - m сил, направленных вверх, m сил уравновешены направленными вниз. Поэтому равнодействующая сил сопротивления сдвигу всех n частиц будет равна

$$T = \Delta T(n - m) = n\Delta T(1 - 2\frac{m}{n}).$$

Используя здесь формулу (1.1.2.4) получим:

$$T = F\xi f_0\sigma_y(1 - 2\frac{m}{n}).$$

После преобразований, получим:

$$\tau = \xi\sigma_y f_0\left(1 - 2\frac{m}{n}\right). \quad (2.5)$$

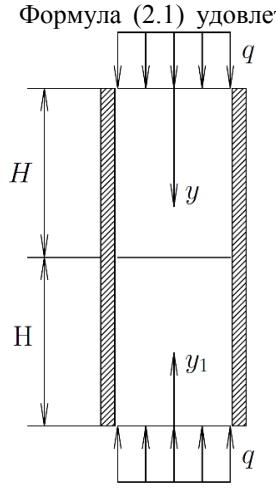

Рис. 1.2. Двустороннее сжатие зернистой среды в жесткой форме

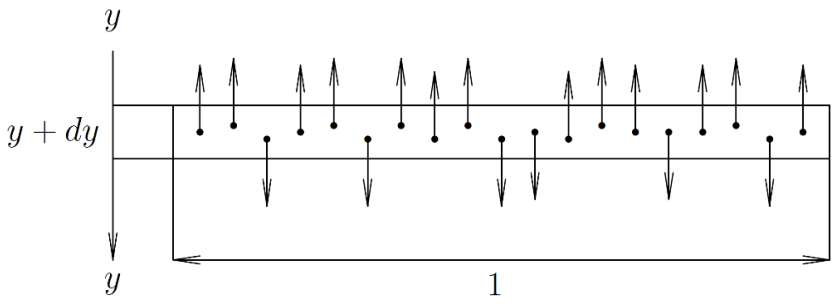

Рис. 1.3. Разнонаправленность касательных сил на единичной полоске контакта

Обозначив $f_0\left(1 - 2\frac{m}{n}\right) = f$ (2.6) формулу (2.5) приводим к виду: $\tau = \xi\sigma_y f$. (2.7)

Это та же формула трения Кулона, что была использована при выводе формулы Янсена. Однако коэффициент трения f, определяемый формулой

(2.6), не остается постоянным по высоте.

Рассмотрев подробнее физику описанного выше смещения частиц, можно получить:

$$w=\int_0^{t_0} v(t)dt.$$

3. Расчет среднего по сечению давления зернистой среды в жесткой форме при переменном коэффициенте трения

Для удобства записи, будем, в дальнейшем, обозначать среднее по сечению давление не $\bar{\sigma}_v$, а просто σ_v. Из условия равновесия элементарного слоя среды получается, как было показано выше, равенство (1.5):

$$\gamma - \tau\frac{u}{F} - \frac{d\sigma_y}{dy} = 0 \qquad (3.1)$$

Определяя τ формулой (2.7), в которой f выражается по формуле (2.6) получим:

$$\gamma - \frac{\xi f_0 u}{F}\left(1 - 2\frac{m}{n}\right)\sigma_y - \frac{d\sigma_y}{dy} = 0. \qquad (3.2)$$

Отношение $\frac{m}{n}$ изменяется вдоль оси y. Поэтому введем обозначение:

$$1 - 2\frac{m}{n} = \omega(y) \qquad (3.3)$$

Обозначив, как и ранее $\kappa = \frac{\xi f u}{F}$ уравнение (3.2) приводим к виду:

$$\gamma - \kappa\omega(y)\sigma_y - \frac{d\sigma_y}{dy} = 0, \quad \text{или } \sigma_y' + \kappa\omega(y)\sigma_y = \gamma \qquad (3.4)$$

Уравнение (3.4) является линейным. Используя известную методику решения таких уравнений [3, с. 34] находим, что его частный интеграл, удовлетворяющий условию $\sigma_y|_{y=0}$ имеет вид:

$$\sigma_y = e^{-\kappa\int_0^y \omega(y)dy}\left(\gamma\int_0^y e^{\kappa\int_0^y \omega(y)dy}dy + q\right). \qquad (3.5)$$

Формула (3.5) даёт общий случай решения задачи о среднем по сечению давлении зернистой среда в жёсткой форме при переменном по высоте коэффициенте трения. Отношение $\frac{m}{n}$ определяется множеством факторов, таких как вибрация стенок формы, порозность среды, её фракционный состав и т.д. В силу этого, вид функции $\omega(y)$ остаётся неизвестным и может значительно меняться для конкретных условий. Определенно можно указать лишь следующие качественные характеристики этой зависимости.

1. Если при $y = H$ есть жесткое днище, то имеем схему, эквивалентную жесткой форме без днища, высотой $2H$, симметричной относительно среднего сечения. Для неё, как было показано выше, $\omega(y)|_{y=H} = 0$.

2. По мере подъема, т.е. при уменьшении y, величина $\frac{m}{n}$ падает, следовательно, $\omega(y)$ возрастает. Исходя из этого, аппроксимируем зависимость $\omega(y)$ линейной функцией

$$\omega(y) = \mu\left(1 - \frac{y}{H}\right), \qquad (3.6)$$

где μ – параметр (см. ниже). Формула (3.5) принимает вид:

$$\sigma_y = e^{-\kappa\mu\int_0^y\left(1-\frac{y}{H}\right)dy}\left(\gamma\int_0^y e^{\kappa\mu\int_0^y\left(1-\frac{y}{H}\right)}dy + q\right). \qquad (3.7)$$

Поскольку $\int_0^y\left(1-\frac{y}{H}\right)dy = y - \frac{y^2}{2H}$, имеем,

$$\sigma_y = e^{-\kappa\mu\left(y-\frac{y^2}{2H}\right)}\left(\gamma\int_0^y e^{\kappa\mu\left(y-\frac{y^2}{2H}\right)}dy + q\right). \qquad (3.8)$$

Выполним преобразования и обозначая $\sqrt{\frac{\kappa\mu}{H}}(y - H) = t$, получим

$$y = \sqrt{\frac{H}{\kappa\mu}}\frac{\sqrt{2\pi}}{2}e^{\frac{\kappa\mu H}{2}}\left[\frac{2}{\sqrt{2\pi}}\int_0^t e^{\frac{-t^2}{2}}dt - \frac{2}{\sqrt{2\pi}}\int_0^{-\sqrt{\kappa\mu H}} e^{-\frac{t^2}{2}}dt\right].$$

Известно, что $\frac{2}{\sqrt{2\pi}}\int_0^t e^{\frac{t^2}{2}}dt = \Phi(t)$ – специальная функция (интеграл вероятности). Её значение берут из по таблицам. Эта функция нечётная, отсюда получим:

$$\int_0^y e^{\kappa\mu\left(y-\frac{y^2}{H}\right)}dy = \sqrt{\frac{H}{\kappa\mu}}e^{\frac{\kappa\mu H}{2}}\cdot\frac{\sqrt{2\pi}}{2}\left[\Phi\left(\sqrt{\frac{\kappa\mu}{H}}(y - H)\right) + \Phi\left(\sqrt{\kappa\mu H}\right)\right].$$

Используя последнее равенство, формулу (3.8) приводим к виду:

$$\sigma_y = \gamma\sqrt{\frac{\pi H}{2\kappa\mu}}e^{\frac{\kappa\mu}{2H}(H-y)^2}\left[\Phi\left(\sqrt{\frac{\kappa\mu}{H}}(y - H)\right) + \Phi\left(\sqrt{\kappa\mu H}\right)\right] + qe^{-\kappa\mu\left(y-\frac{y^2}{2H}\right)}. \qquad (3.9)$$

Формула (3.9) дает окончательное решение задачи о среднем по сечению давлении зернистой среды, когда зависимость коэффициента трения f от координаты y аппроксимирована линейной функцией $f = f_0\mu\left(1 - \frac{y}{H}\right)$. (3.10)

Рассмотрим подробнее параметр μ. Для равенства (3.10) получим $\mu = 1$. Пусть график зависимости $\omega(y)$ есть некоторая кривая (рис.1.4, кривая 1).

Поскольку max $f = f_0$, кривая выполняет условие $f < f_0$. Аппроксимируем эту кривую ломаной 2, т.е. возьмём

$$f = \begin{cases} f_0 \text{ при} & 0 \le y \le h \\ f_0\dfrac{H-y}{H-h} & \text{при } h \le y \le H. \end{cases}$$

Здесь h – некоторое значение величины y при $y < h$ имеем $f = const = f_0$. В этом случае давление определяется по формуле Янсена, в которую, как было показано выше, обращается формула (3.9) при f_0. Определяем по формуле Янсена величину $\sigma_y|_{y=h}$. Далее, в точке $y = h$ берем начало отсчета новой координаты y_1. На верхней границе среды к ней приложена внешняя нагрузка $q = \sigma_y|_{y=h}$. Коэффициент трения f меняется по высоте такой формы по линейному закону, достигая максимального значения лишь на верхней границе среды. При всем этом, давления σ_y при $y > h$ определяются по формуле (3.9), в которой надо вместо y взять y_1, вместо H взять $H-h$, и положить $\mu = 1$, $q = \sigma|_{y=h}$ – вычисляется по формуле Янсена. Если во всем интервале $0 \le y \le H$ имеем $f < f_0$, при $y = -h^*$ получается $f = f_0$. Тогда из формулы (3.10) находим $\mu = \frac{H}{H+h} < 1$.

Тот случай, когда по всей высоте $f < f_0$ реально возможен и хорошо известен из опыта. Поскольку силы сопротивления сдвигу очень малы, т.е. по всей высоте отношение $\frac{m}{n}$ достаточно близки к $\frac{1}{2}$ и коэффициент трения $f = f_0\left(1-2\frac{m}{n}\right)$ меньше f_0 (рис.1.4, прямая 3).

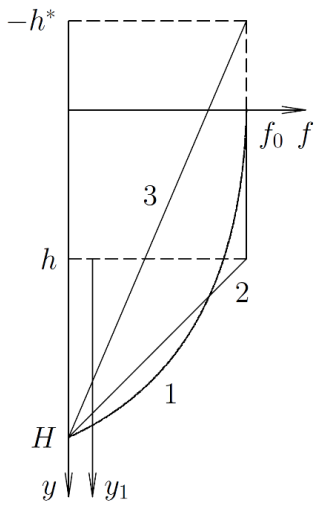

Рис.1.4. Виды графиков $f(y)$

Из вышеизложенного следует, что формула (3.9) пригодна для практического использования при самых различных законах изменения коэффициента трения по высоте.

В заключение рассмотрим предельный переход в формуле (3.9) при $H \to \infty$ (при этом y рассматриваем как конечную величину, параметр μ полагаем равным единице). Можно получить:

$$\sqrt{\frac{\pi H}{2\kappa}}\, e^{\frac{\kappa}{2H}(H-y)^2}\Big|_{H\to\infty} \to \infty.$$

В конечном итоге получим формулу Янсена:

$$\sigma_{\text{н}} = \text{y}^{-ky}\left[\frac{\gamma}{k}(e^{ky}-1)+q\right] = qe^{-ky} + \frac{\gamma}{k}(1-e^{-ky}).$$

Таким образом, при $H \to \infty$, формула (3.9) переходит в формулу Янсена. Это можно трактовать и так: если $y \ll H$, что имеет место в верхней части жесткой формы, то результаты вычислений по формуле (3.9) мало отличаются от результатов полученных по формуле Янсена.

Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов, проведённых в работе [2, с. 125] показало их хорошее согласие с опытом. На основании проведённых расчётов рекомендовано в нижней части формы давление увеличивать в 2 раза по сравнению с расчётным, поскольку изменяемость f в 2 раза приводит к увеличению давления на эту же величину.

4. Неравномерность распределения давления по поперечному сечению жёсткой формы

Имеем заполненную сыпучей средой жесткую форму радиуса R, высотой H (рис. 1.5). Выделим в зернистой среде цилиндр радиуса r, ось которого есть та же ось y. Будем рассматривать среду в этом цилиндре как заполнитель формы, а среду вне цилиндра - как стенки формы. Тогда для определения среднего по кругу радиуса r давления можно использовать формулу (3.9), в которой

$$k = \frac{\xi f u}{F} = \frac{\xi f 2\pi r}{\pi r^2} = \frac{2\pi f}{r}.$$

При $r \to 0$, получается $\kappa \to \infty$. При этом даже в верхней части формы, где практически справедлива формула Янсена, получается:

$$\lim_{r\to 0} \sigma_y = \gamma \lim_{k\to\infty} \frac{1-e^{-ky}}{k} = 0.$$

Получилось, что на оси цилиндра давления нулевые при любых конечных значения y. Это явно противоречит опыту. Чтобы при $r \to 0$ величина σ_y не была нулевой, необходимо, чтобы величина k оставалась конечной, притом незначительной. Такое возможно лишь при условии $f|_{r=0} = 0$. Поскольку действительные значения $\sigma|_{r=0} \neq 0$, указанное условие реально выполняется. Возьмем участки единичной длины двух элементарных соприкасающихся колец, выделенных из зернистой среды относительные смещения частиц одного кольца по частицам другого направлены различно. Различно направлены и противодействующие им силы сопротивления сдвигу. Если среднее смещение одного кольца по другому равно нулю, то число частиц с относительными смещениями одного знака равно числу частиц со смещением другого знака. То же относится и к силам сопротивления сдвигу. Имеем: $\frac{m}{n} = \frac{1}{2}, \tau = 0$, из чего следует, что $f = 0$ (см. формулы (2.5, 2.6)).

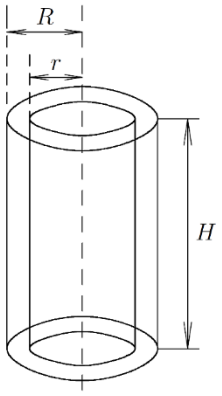

Рис. 1.5. Расчётная схема к задаче о распределении давлений по сечению.

Формула $T = f_0 Q$, для среды, лишённой связности (склеивания частиц), всегда справедлива. Вопрос лишь в том, как установить величину $\frac{m}{n}$. На оси цилиндра в силу осевой симметрии, среднее смещения равны нулю, поэтому f = 0. С увеличением текущего радиуса средние смещения возрастают и f возрастает. Видим, что имеет место зависимость $f(r)$.

Тогда $k = \frac{\xi u f}{F} = \frac{\xi 2\pi r}{2r^2} f(r) = \frac{2\xi f(r)}{r}$. (4.1)

Используя при найденном *к* формулу (3.9), найдем среднее по кругу радиуса *r* давление $\bar{\sigma}_y(r)$ которое будет являться функцией радиуса *r*.

С другой стороны, если $\bar{\sigma}_y(r)$ – давление в точке *r*, то имеем

$$\bar{\sigma}_y(r) = \frac{1}{\pi r^2}\int_0^r 2\pi r \sigma_r(r) dr \quad \text{или}$$

$$r^2 \bar{\sigma}_y(r) = 2\int_0^r r\sigma_y(r) dr.$$

Дифференцируя обе части последнего равенства по *r*, получим:

$$\sigma_y(r) = \bar{\sigma}_y(r) + \frac{r}{2}\frac{d\bar{\sigma}_y(r)}{dr}. \quad (4.2)$$

Формула (4.2) в которой $\bar{\sigma}_y$ определяется из (3.9) при (4.1) даёт закон изменения нормального давления в поперечном сечении формы.

Литература

1. Гутьяр Е.М. Распределение давления по стенке силосной башни/ Труды Московского железнодорожного института. Сборник №2.-1935.

2. Колёскин В.Н. Структура и организация неподвижного зернистого слоя в цилиндрических аппаратах: Дисс. канд. техн. наук. М.: 1992. - 245 с.

3. Степанов В.В. Курс дифференциальных уравнений. М.:Физматгиз.1956. 468с.

4. Штерн П.Г. Построение методов расчёта промышленных химических реакторов. Дисс. доктора. техн. наук. М.: 1995. - 460 с.

УДК 622.276.031:532.11

РАЗРАБОТКА СПОСОБОВ УВЕЛИЧЕНИЯ НЕФТЕОТДАЧИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ МАЛОПРОНИЦАЕМЫХ И ТРЕЩИННЫХ ПЛАСТОВ

Мамедова М.А.

Азербайджанский государственный университет нефти и промышленности, Azerbaijan

АННОТАЦИЯ. Впервые экспериментально было выявлено, что причиной проявления аномальных свойств вязких жидкостей, и в частности воды и усиление этих свойств для аномальных жидкостей, в щелях, является микротрещинный эффект системы «жидкость - среда» аналог эффекта Жамена в пористой среде.

Для осуществления эффективного процесса разработки трещиноватых месторождений рекомендуется учесть выявленный новый микротрещинный эффект в системе «жидкость - среда».

Ключевые слова: раскрытость трещины, коэффициент проницаемости пористой среды, вязкость жидкости, направление потока.

Введение. На основе анализа мирового опыта выявлено, что независимо от способа и объёма существующих мероприятий применяемых в разработке нефтяных месторождений коэффициент нефтеотдачи пластов в большинстве случаев составляет около 30%, а в зоне действия каждой скважины составляет около 33%. Значит 70% геологических запасов нефти остается в низкопроницаемых пористых и трещинных средах пласта не извлеченными, а этот запас составители проектов разработки называют «не извлекаемыми запасами нефти».

На основе анализа показателей разработки многочисленных нефтяных месторождений Азербайджана было выявлено, что независимо от применения существующих эффективных мероприятий коэффициент нефтеотдачи не превышал 50%.