

УДК 534.113

ИЗГИБ УПРУГОЙ ПЛАСТИНКИ В ПОЛЕ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

© 2023 г. Член-корреспондент РАН М. А. Ильгамов^{1,2,3,*}

Поступило 17.01.2023 г.

После доработки 17.01.2023 г.

Принято к публикации 25.04.2023 г.

Дан вывод уравнения статического цилиндрического изгиба тонкой пластинки под действием давлений на ее поверхности и торцевые кромки. Учитывается обжатие по толщине пластинки, влияние которого становится заметным при высоком среднем давлении. Привлекается уточненное значение поперечной распределенной силы. Рассматривается зависимость изгиба от среднего давления и жесткости опор в продольном направлении.

Ключевые слова: пластинка, опоры, давление, обжатие, изгиб

DOI: 10.31857/S268674002305005X, EDN: OVNSIH

В природе и технике имеются тонкостенные объекты типа балки, пластинки, пленки, панели, оболочки, которые находятся в среде с высоким давлением. Такие элементы конструкций есть в оборудовании нефтехимии, энергетики, в аэрокосмической технике. Среднее давление на стенки может быть на несколько порядков больше, чем перепад давлений, под которым происходит их изгиб. Например, на нижнюю и верхнюю поверхности пластинки толщиной h , находящейся в горизонтальном положении на глубине H водной среды, действуют давления $p_0 + p_1$ и $p_0 + p_2$, где p_0 – атмосферное давление (0.1 МПа), $p_1 = \rho g(H + h/2)$ и $p_2 = \rho g(H - h/2)$ – гидростатические давления, ρ – плотность воды, g – гравитационное ускорение. При этом среднее давление равно $p_m = p_0 + (p_1 + p_2)/2 = p_0 + \rho gH$ и перепад $p_1 - p_2 = \rho gh$ (Архимедова сила). Они могут отличаться на многие порядки. Примем, что поле высоких давлений определяется неравенством

$$|p_1 - p_2| p_m^{-1} < 10^{-2}. \quad (1)$$

В теории изгиба тонкостенных пластинок, основанной на гипотезах Кирхгофа, не учитывается влияние на него среднего давления [1–6]. Важным является вопрос о таком влиянии и области

применимости классической теории с этой точки зрения. В данной работе в частной линейной задаче о цилиндрическом изгибе тонкой пластинки в условиях плоских деформированного и напряженного состояний рассматривается этот вопрос. При этом используется уравнение статического изгиба, полученное исходя из предположения о том, что поперечное плоское сечение остается плоским и перпендикулярным к изогнутой срединной поверхности (первая гипотеза). Вторая гипотеза о малости напряжения сжатия по толщине стенки по сравнению с напряжениями, параллельными срединной поверхности, не используется. Вопросы, связанные с этими гипотезами, рассматриваются во многих работах, в частности в [7, 8]. Устойчивость колонны, балки и пластинки под всесторонним давлением изучена в [9–12] с использованием уравнений, основанных на указанных гипотезах, а в [13, 14] без привлечения таких упрощений на основе соотношений трехмерной теории упругости.

1. УЧЕТ ПОПЕРЕЧНОГО ОБЖАТИЯ И РАЗНОСТИ ДЕФОРМАЦИЙ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПЛАСТИНКИ

Уравнение статического цилиндрического изгиба относительно продольной силы N , изгибающего момента M , прогиба w , поперечной распределенной силы q имеет вид [1–6]

$$\frac{d^2 M}{dx^2} + N \frac{d^2 w}{dx^2} + q = 0. \quad (2)$$

Оси x , y , z направлены вдоль пластинки длиной L , в поперечном направлении и по нормали к срединной поверхности, с которой совпадает $z = 0$.

¹Институт машиноведения им А.А. Благонравова
Российской академии наук, Москва, Россия

²Институт механики и машиностроения
Казанского научного центра Российской академии наук,
Казань, Россия

³Институт механики им. Р.Р. Мавлютова
Уфимского федерального исследовательского центра
Российской академии наук, Уфа, Россия

*E-mail: ilgatov@anrb.ru

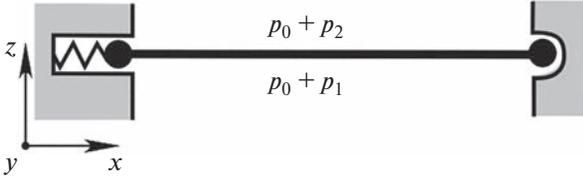


Рис. 1. Схема пластины, опоры и системы координат.

Направление вверх считается положительным для z , q , w . Принимаем следующие условия закрепления (рис. 1):

$$\begin{aligned} N = Cu^0 + P, \quad w = 0, \quad M = 0 \quad (x = 0), \\ u^0 = 0, \quad w = 0, \quad M = 0 \quad (x = L), \end{aligned} \quad (3)$$

где u^0 – продольное перемещение срединной поверхности, C – жесткость опоры в продольном направлении, P – растягивающая сила, действующая на площадку кромки $x = 0$ и зависящая от конструкции опоры. Если сила P образуется в результате действия давления p на кромку площадью F , то $P = -pF$. В случае изолированной от давления кромки $P = 0$ и т.д.

В соответствии со второй гипотезой Кирхгофа принимается, что $\sigma_z < \sigma_x$, σ_y и далее полагается $\sigma_z = 0$. Для оценки этого допущения рассмотрим линейный цилиндрический изгиб пластины, шарнирно закрепленной по краям, на нижнюю и верхнюю поверхности которой действуют избыточные давления p_1 и p_2 (давление сборки p_0 примем равным нулю). Прогиб приближенно описывается формулой [3–6]:

$$\begin{aligned} w = W_* \sin \frac{\pi x}{L}, \quad W_* = \frac{4L^4 (p_1 - p_2)}{\pi^5 D}, \\ D = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu^2)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Перепад давлений, который обеспечивает прогиб $W_* = h/5$ в центре пластины с данными $E = 2 \times 10^5$ МПа, $\nu = 0.3$, $L/h = 70$, по (4) равен $p_1 - p_2 \approx 0.012$ МПа. Так как максимальные напряжения σ_x при изгибе возникают на поверхностях $z = \mp h/2$, то с учетом функции w по (4) в центре пролета ($x = L/2$) при принятых выше данных получаем

$$\begin{aligned} \sigma_x = \frac{E\varepsilon_x}{1 - \nu^2} = \pm \frac{Eh}{2(1 - \nu^2)} \frac{d^2 w}{dx^2} = \\ = \mp \frac{\pi^2 Eh W_*}{2L^2(1 - \nu^2)} = \mp 44 \text{ МПа}, \end{aligned}$$

так что средние по полутолщинам напряжения сжатия и растяжения равны ∓ 22 МПа.

Значение перепада $p_1 - p_2 = 0.012$ МПа достигается, например, при $p_1 = 5.012$ МПа, $p_2 = 5$ МПа. Тогда $\sigma_z \approx -p_m \approx -5$ МПа. Таким образом, напряжение сжатия σ_z по толщине пластинки при принятых реальных данных не является пренебрежимо малым по сравнению с напряжениями изгиба σ_x . В случае одностороннего давления (например, $p_1 = 0.012$ МПа, $p_2 = 0$), при котором реализуется то же значение $W_* = h/5$ (и других данных), среднее давление $p_m = p_1/2 = 0.006$ МПа. Тогда $(p_1 - p_2)p_m^{-1} = 2$ и не соблюдается определение поля высоких давлений (1), справедлива гипотеза $\sigma_z \ll \sigma_x$, σ_y . Как видно из этих примеров, наибольшее влияние среднего давления на изгиб имеет место при двухстороннем давлении, а наименьшее – при одностороннем давлении. При заданном перепаде $p_1 - p_2$ необходимое значение p_m для выполнения условия (1) может быть выражено через параметры пластины и амплитуды прогиба

$$p_m > 25\pi^5 L^{-4} D |W_*|.$$

В связи с приведенными оценками уместно провести анализ изгиба без применения второй гипотезы Кирхгофа, для чего привлекаем закон Гука:

$$\begin{aligned} E\varepsilon_x &= \sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z), \\ E\varepsilon_y &= \sigma_y - \nu(\sigma_z + \sigma_x), \\ E\varepsilon_z &= \sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y). \end{aligned} \quad (5)$$

В условиях плоского деформированного состояния ($\varepsilon_y = 0$) из (5) имеем

$$\begin{aligned} \sigma_y &= \nu(\sigma_x + \sigma_z), \\ E\varepsilon_x &= \sigma_x(1 - \nu^2) - \sigma_z(1 + \nu). \end{aligned} \quad (6)$$

Полагая $\sigma_z = -p_m$ и вводя вместо ε_x сумму $\varepsilon_x^0 + \varepsilon_x$, где под ε_x^0 подразумевается деформация срединной поверхности, а ε_x – деформация при изгибе, получаем

$$\sigma_x = \frac{E}{1 - \nu^2} (\varepsilon_x^0 + \varepsilon_x) - \frac{\nu}{1 - \nu} p_m. \quad (7)$$

Связь перемещений $u^0(x)$, $u(x, y)$, $w(x)$ с деформациями определяется первой гипотезой Кирхгофа [1–6]:

$$\varepsilon_x^0 = \frac{\partial u^0}{\partial x}, \quad \varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad u = -z \frac{\partial w}{\partial x}. \quad (8)$$

Продольная сила и изгибающий момент в соответствии с (7), (8) равны

$$N = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_x dz = K \frac{du^0}{dx} - \frac{\nu p_m h}{1-\nu}, \quad K = \frac{Eh}{1-\nu^2}, \quad (9)$$

$$M = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_x z dz = -D \frac{d^2 w}{dx^2}, \quad D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}.$$

Для определения постоянной по длине продольной силы N проинтегрируем первое уравнение (9) от 0 до L :

$$NL = K[u^0(L) - u^0(0)] - \frac{\nu p_m h L}{1-\nu}.$$

В соответствии с условиями (3) $u^0(0) = (N - P)/C$, $u^0(L) = 0$. Следовательно,

$$N = \frac{P}{1+\lambda} - p_m h \chi, \quad \lambda = \frac{CL}{K}, \quad \chi = \frac{\nu \lambda}{(1-\nu)(1+\lambda)}. \quad (10)$$

Поперечная распределенная сила равна [15–17]

$$q = p_1 \left[1 + \varepsilon_x \left(-\frac{h}{2} \right) \right] - p_2 \left[1 + \varepsilon_x \left(\frac{h}{2} \right) \right] =$$

$$= p_1 - p_2 + p_m h \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad (11)$$

где учтены выражения для ε_x из (8). Таким образом, последний член в (11) образуется из-за разности площадей поверхностей изогнутой пластинки. Здесь не учитывается собственный вес пластинки, так как его влияние на изгиб хорошо известно. Из (2), (9)–(11) получаем

$$D \frac{d^4 w}{dx^4} - \left(\frac{P}{1+\lambda} + p_m h (1-\chi) \right) \frac{d^2 w}{dx^2} = p_1 - p_2. \quad (12)$$

В условиях плоского напряженного состояния ($\sigma_y = 0$, $\sigma_z = -p_m$) из (5) следует

$$E\varepsilon_z = -\nu\sigma_x - p_m, \quad \sigma_x = E(\varepsilon_x^0 + \varepsilon_x) - \nu p_m.$$

Предполагаем, что опоры допускают свободное перемещение пластинки вдоль кромок $x = 0$, L . Вместо (9) теперь имеются следующие выражения:

$$N = K \frac{du^0}{dx} - \nu p_m h, \quad K = Eh, \quad (13)$$

$$M = -D \frac{d^2 w}{dx^2}, \quad D = \frac{Eh^3}{12}.$$

Таким образом, разница со случаем плоского деформированного состояния заключается лишь в том, что отличаются жесткости K и D , а также второй член в выражении N в (13). Вместо (10) имеем

$$N = \frac{P}{1+\lambda} - p_m h \chi, \quad \chi = \frac{\nu \lambda}{1+\lambda}. \quad (14)$$

Уравнение изгиба (12) сохраняется в том же виде. Теперь параметр χ дается по (14). Здесь влияние обжатия на силу N меньше, чем в предыду-

щем случае. Это объясняется тем, что при плоском деформированном состоянии ($\varepsilon_y = 0$) расширение происходит только по оси x , а при плоском напряженном состоянии ($\sigma_y = 0$) расширение происходит также по оси y . Если рассмотреть случай $\sigma_y = -p_m$, $\sigma_z = -p_m$, то по (5) $\sigma_x = E(\varepsilon_x^0 + \varepsilon_x) - 2\nu p_m$, а выражения для K и D даются в (13). Вместо (14) теперь будет

$$N = \frac{P}{1+\lambda} - p_m h \chi, \quad \chi = \frac{2\nu \lambda}{1+\lambda}. \quad (15)$$

2. ЗАВИСИМОСТЬ ИЗГИБА ОТ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ И ЖЕСТКОСТИ ОПОР

Принимаем приближенное решение уравнения (12) в виде (4), которое удовлетворяет последним двум условиям (3). Отметим, первые условия относительно u^0 удовлетворены при получении выражений (10), (14), (15) для N . Подставив эту функцию в уравнение (12), умножив на нее и проинтегрировав по x в пределах от нуля до L , получаем значение прогиба средней линии ($x = L/2$):

$$\frac{W}{W_*} = \frac{P_*}{P_* + \frac{P}{1+\lambda} + p_m h (1-\chi)}, \quad P_* = \frac{\pi^2 D}{L^2}, \quad (16)$$

где P_* – критическое значение силы сжатия свободно опертой пластинки, W_* – амплитуда прогиба по классической теории (4). Сохранение первых двух членов в знаменателе (16) дает прогиб при наличии продольной силы P [3–6]. При этом учитывается, что часть силы P идет на деформацию опорного устройства в продольном направлении. Эта часть определяется отношением жесткости опоры к продольной жесткости пластины λ (10). Наибольшее влияние этой силы на изгиб имеет место при нулевой жесткости опоры ($\lambda = 0$), наименьшее – при ее большой жесткости ($\lambda \gg 1$).

Отказ от второй гипотезы Кирхгофа и учет обжатия по толщине ($\sigma_z = -p_m$) приводят к решению с сохранением параметра χ (10) в выражении (16). Наибольшее влияние этого фактора приходится на большую жесткость опоры ($\lambda \gg 1$) и большой коэффициент Пуассона материала пластинки. При этом из (16)

$$\frac{W}{W_*} = \frac{P_*}{P_* - p_m h L^2 \chi}, \quad \chi = \frac{\nu}{1-\nu}. \quad (17)$$

В случаях $\sigma_y = 0$ и $\sigma_y = -p_m$ значение χ по (13) и (14) $\chi = \nu$ и $\chi = 2\nu$. Увеличение прогиба во всех этих случаях по сравнению с обычным его значением объясняется тем, что обжатие по толщине пластинки приводит к появлению продольной сжимающей силы. При возможности свободного

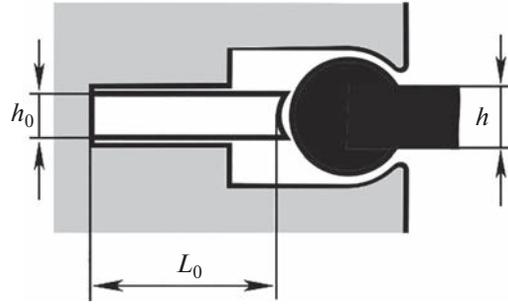


Рис. 2. Конструкция опоры.

продольного перемещения пластины ($\lambda = 0$, $\chi = 0$) при $x = 0$ нет влияния обжатия на изгиб.

При $\lambda \gg 1$ в соответствии с (17) обжатие по толщине можно не учитывать с погрешностью, например, 5% и значениями среднего давления

$$p_m < \frac{0.05P_*}{h\chi} \approx \frac{E(1-\nu)}{20\nu} \left(\frac{h}{L}\right)^2. \quad (18)$$

В случае $L/h = 100$ и стальной пластинки ($E = 2 \times 10^5$ МПа, $\nu = 0.3$) из (18) получаем $p_m < 2.33$ МПа, а для каучука ($E = 10^4$ МПа, $\nu = 0.47$) и винипласта ($E = 3 \times 10^3$ МПа, $\nu = 0.35$) соответственно $p_m < 0.11$ МПа, $p_m < 0.027$ МПа.

Таким образом, для стальной пластинки с отношением размеров $L/h = 100$ и меньше справедливой остается классическая теория изгиба до довольно большого среднего давления. Для материалов с меньшим значением модуля упругости и с большим коэффициентом Пуассона она дает погрешность уже при низком среднем давлении. Как видно из (18), имеется сильная зависимость этих оценок от отношения размеров L/h . При $L/h > 200$ вклад обжатия на значение прогиба является значительным для всех конструкционных материалов. Так как $\chi < 1$, то по (17) учет обжатия дает увеличение прогиба по сравнению с решением с использованием второй гипотезы ($\sigma_z = 0$).

Член $p_m h$ в (16) появляется как результат учета разницы площадей нижней и верхней поверхностей пластины при определении поперечной силы q в (11) и приводит к уменьшению прогиба по сравнению с обычной формулой изгиба (4). Выясняется, что влияние этого фактора больше, чем учет обжатия по толщине, поскольку $\chi < 1$. Отсюда следует, что учет только обжатия без одновременного уточнения значения поперечной силы приводит к неточности, даже большей, чем формула (4). Например, из (17) проистекает, что под действием поперечного обжатия давлением p_m и вызванной им продольной сжимающей силы $N = -p_m h \chi$ может быть потеря устойчивости плоской формы пластинки при $p_m = P_*(hL^2\chi)^{-1}$, что качественно неверный результат.

Если жесткость левой опоры в продольном направлении определяется деформацией сжатия вставки длиной L_0 , толщиной h_0 (рис. 2), той же ширины и материала, что и пластинка, то в (14) нужно положить

$$C = \frac{Eh_0}{L_0}, \quad \lambda = \frac{CL}{Eh} = \frac{h_0L}{hL_0}, \quad \chi = \frac{\nu h_0L}{(hL_0 + h_0L)}. \quad (19)$$

Здесь взят параметр χ для случая $\sigma_y = 0$. Примем, что сила P есть результат действия давления p_m на площадь кромки $x = 0$, свободную от упругой вставки толщиной h_0 . Тогда $P = -p_m(h - h_0)$. Выражение (16) принимает вид

$$\frac{W}{W_*} = \frac{P_*}{P_* + p_m h \left(1 - \frac{h_0(\nu L - L_0) + hL_0}{hL_0 + h_0L}\right)}. \quad (20)$$

Случаю $h_0 = 0$ соответствует нулевая жесткость опоры (в (19) $C = 0$, $\lambda = 0$, $\chi = 0$), свободное перемещение, действие сжимающей силы $P = -p_m h$. Из (20) следует $W = W_*$. Нет влияния обжатия по толщине и разности площадей поверхностей изогнутой пластины. Из решения выпадает среднее давление, остаются перепад давления и классическое значение прогиба. Если $h_0 = h$, $L_0 = L \times 10^{-2}$, то $P = 0$, по (19), (20) $\lambda = 10^2$,

$$\frac{W}{W_*} \approx \frac{P_*}{P_* + p_m h(1-\nu)}. \quad (21)$$

Это отмеченный выше случай $\lambda \gg 1$. Обжатие увеличивает прогиб, разность деформаций поверхностей уменьшает его. Прогиб (21) может быть выражен также через эффективную изгибную жесткость D_E . Тогда

$$W = \frac{4L^4(p_1 - p_2)}{\pi^5 D_E}, \quad D_E = D + \frac{p_m h L^2(1-\nu)}{\pi^2}.$$

Сравнение этого выражения с (4) показывает роль указанных двух факторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Имеются случаи действия давлений на тонкостенные упругие элементы, когда напряжение сжатия по толщине стенки не является пренебрежимо малым по сравнению с напряжениями изгиба вдоль срединной поверхности. Ввиду этого вторая гипотеза Кирхгофа дает значительную погрешность в их определении.

Отказ от этой гипотезы, учет обжатия по толщине и соответствующей продольной силы приводят к увеличению прогиба пластинки по сравнению с результатом классической теории. Это влияние зависит не только от среднего давления и толщины пластинки, но и от коэффициента Пуассона материала и жесткости опор в продольном направлении. Оно определяется безразмерным параметром χ по (10), (14), (15) в случаях плоских деформированного и напряженного состояний. В состав χ входит также безразмерный параметр λ , представляющий отношение жесткости опоры к жесткости растяжения–сжатия пластинки. При большой относительной жесткости ($\lambda \gg 1$) имеется наибольшее влияние среднего давления на прогиб, при малой жесткости ($\lambda \ll 1$) нет никакого влияния указанного учета, поэтому в последнем случае справедлива классическая теория изгиба. Это объясняется тем, что значению $\lambda = 0$ соответствуют возможность свободного продольного перемещения пластинки в опоре и отсутствие продольной силы, возникающей от обжатия (при ненулевом коэффициенте Пуассона).

Так как $\chi \leq 1$, то влияние обжатия по толщине пластинки всегда меньше, чем влияние уточненной поперечной силы q по (11) за счет разности площадей поверхностей изогнутой пластинки. Первый из названных эффектов приводит к увеличению прогиба, второй – к уменьшению. Важный вывод состоит в том, что если в теорию включается первый эффект, то нужно учитывать и второй (и наоборот). Поэтому уточнение за счет поперечной силы q по (11), приведенное в [15–17], должно быть дополнено учетом обжатия пластинки средним давлением. Это существенно при больших и близких значениях давлений на обе поверхности пластинки, большой жесткости опор и ненулевом коэффициенте Пуассона. Таким образом, необходимость уточнений теории может зависеть не только от толщины и свойств материала пластинки, но и от среднего давления на нее.

В классической теории линейного изгиба пластины под действием только поперечных сил не ставятся условия относительно продольного перемещения в опорах, в уравнение изгиба не входят какие-либо параметры опор. При учете обжатия по толщине и появлении продольного перемещения и продольной силы в уравнение изгиба

входит параметр, содержащий жесткость опоры и коэффициент Пуассона (помимо обычной величины $E(1 - \nu^2)^{-1}$).

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда № 22-21-00578, <https://rscf.ru/project/22-21-00578/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ляв А. Математическая теория упругости. М.—Л.: ОНТИ, 1935. 676 с.
2. Галеркин Б.Г. Упругие тонкие плиты. Л.—М.: Госстройиздат, 1933. 372 с.
3. Тимошенко С.П. Пластины и оболочки. Л.—М.: Госстройиздат, 1948. 460 с.
4. Вольмир А.С. Нелинейная динамика пластин и оболочек. М.: Физматлит, 1972. 442 с.
5. Филлин А.П. Элементы теории оболочек. Л.: Стройиздат, 1975. 256 с.
6. Shen H.Sh. Postbuckling Behavior of Plates and Shells. Shanghai Jiao Tong University. 2017. 675 p.
7. Муштару Х.М. Об области применимости приближенной теории оболочек Кирхгофа–Лява // ПММ. 1947. Т. 11. В. 5. С. 517–520.
8. Муштару Х.М. Об области применимости линейной теории упругих оболочек // ДАН СССР. 1947. Т. 58. № 6. С. 997–998.
9. Peterson J.P. Axially loaded columns subjected to lateral pressure // AIAA J. 1963. V. 1. No. 6. P. 1458–1459.
10. Huang T., Dareing D.W. Buckling and frequency of long vertical pipes // J. Engineering Division. 1967. V. 95. P. 167–181.
11. Bernitsas M.M., Kokkinis T. Buckling of columns with movable boundaries // J. Structural Mechanics. 1983. V. 11. No. 3. P. 351–370.
12. Bernitsas M.M., Kokkinis T. Buckling of columns with nonmovable boundaries // J. Structural Engineering. 1983. V. 105. P. 2113–2128.
13. Ишлинский А.Ю. Исследование устойчивости упругих систем с точки зрения математической теории упругости // Укр. матем. журн. 1954. Т. 6. № 2. С. 140–146.
14. Kerr A.D., Tang S. The effect of lateral hydrostatic pressure on instability of elastic solids, particularly beams and plates // J. Applied Mechanics. 1966. V. 33. P. 617–622.
15. Ильгамов М.А. Влияние давления окружающей среды на изгиб тонкой пластины и пленки // ДАН. 2017. Т. 476. № 4. С. 402–405. <https://doi.org/10.7868/S086956521728009X>
16. Ильгамов М.А. Обобщение уравнения изгиба тонкой пластины под действием давления газа // ПММ. 2019. Т. 83. № 1. С. 134–146. <https://doi.org/10.1134/S0032823519010041>
17. Ильгамов М.А. Влияние поверхностных эффектов на изгиб и колебания нанопленок // Физика твердого тела. 2019. Т. 61. Вып. 10. С. 1825–1830. <https://doi.org/10.21883/FIT.2019.10.48255.381>

BENDING OF AN ELASTIC PLATE IN A HIGH PRESSURE FIELD**Corresponding Member of the RAS M. A. Ilgamov^{a,b,c}**^a*A.A. Blagonravov Institute of Mechanical Engineering of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*^b*Institute of Mechanics and Mechanical Engineering, Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Kazan, Russia*^c*Mavlyutov Institute of Mechanics, Ufa Federal Research Centre of the Russian Academy of Sciences, Ufa, Russia*

The derivation of the equation of static cylindrical bending of a thin plate under the action of pressures on its surface and end edges is given. The reduction over the thickness of the plate is taken into account, the effect of which becomes noticeable at high average pressure. The refined value of the transverse distributed force is used. The dependence of the bending on the average pressure and the rigidity of the supports in the longitudinal direction is considered.

Keywords: plate, supports, pressure, compression, bending