

Аналитический расчет процессов нагрева тел на начальной стадии

А.Д. ГОРБУНОВ, С.В. УКЛЕИНА

Днепродзержинский государственный технический университет

Разработана инженерная методика теплового расчета начальной стадии процессов нагрева (охлаждения) тел при граничных условиях I, II и III рода. Получены достаточно простые и эффективные формулы. Алгоритм расчета основан на анализе интегрального уравнения, связывающего тепловой поток и температуру на поверхности.

Розроблена інженерна методика теплового розрахунку початкової стадії процесів нагріву (охолодження) тіл при граничних умовах I, II і III роду. Отримані досить прості та ефективні формули. Алгоритм розрахунку збудований на аналізі інтегрального рівняння, яке поєднує тепловий потік і температуру на поверхні.

The engineering methodology of heating calculating on the first stage at boundary conditions of I, II, III types is developed. Effective and enough simple formula is received. Calculating algorithm is based on the analysis of integral equation which connects heat flux and the surface temperature.

Постановка проблемы и анализ публикаций.

К настоящему времени существует достаточно много эффективных приближенных методов решения, в то же время, невозможно указать аналитический метод, которым можно было бы решить любую нелинейную задачу. Кроме того, многие решения, например [1,2,3,4] и др., представляют искомую функцию температур в неявном, трансцендентном виде, что значительно затрудняет проведение практических расчетов по этим зависимостям. Следовательно, необходимо продолжить разработку таких приближенных теплотехнических алгоритмов, которые справлялись бы с отмеченными трудностями и удовлетворяли критериям простоты и достаточной точности.

При рассмотрении инерционной стадии, когда процессу нагрева (охлаждения) подвержены только тонкие поверхностные слои массивного тела, последнее можно считать полу бесконечным плоским телом.

Решая одномерное нестационарное уравнение теплопроводности методом операционного преобразования Лапласа, получим распределение температур в виде:

$$T(x, \tau) - T_0 = g_1 \frac{x^2}{\tau} e^{-\frac{4a(\tau - \xi)}{\sqrt{\tau - \xi}}} \int_0^\tau \frac{q(\xi) d\xi}{\sqrt{\tau - \xi}}, \quad (1)$$

где $g_1 = 1/\sqrt{\pi b}$; $a = \lambda/C_V$ и C_V - температуропроводность и объемная теплоемкость тела; $b = \sqrt{\lambda C_V}$ - коэффициент аккумуляции тепла; T_0 - начальная температура тела; q - тепловой поток поверхности при $x=0$.

Чаще всего функция температуры $T(x, \tau)$ с ростом x монотонно убывает или возрастает и в этих случаях практиков (технологов) больше всего интересует информация о поверхностной температуре $T(0, \tau) = T_n(\tau)$, которую получим, полагая в (1) $x=0$

$$T_n(\tau) - T_0 = g_1 \int_0^\tau \frac{q(\xi) d\xi}{\sqrt{\tau - \xi}} \quad (2)$$

Или, после интегрирования по частям:

$$\begin{aligned} T_n(\tau) - T_0 &= 2g_1 \left[q(0) \cdot \sqrt{\tau} + \int_0^\tau \sqrt{\tau - \xi} \cdot q'(\xi) d\xi \right] = \\ &= 2g_1 \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^\tau \sqrt{\tau - \xi} \cdot q(\xi) d\xi \end{aligned} \quad (3)$$

Окончательное решение (2) существенно зависит от вида функции потока $q(\tau)$, поэтому рассмотрим по отдельности три характерных случая: нагрев потоком, зависящим только от времени, только от поверхностной температуры и потоком, сочетающим обе зависимости.

Решение задач при граничных условиях II рода. Для ряда простых зависимостей теплового потока удастся до конца получить решение (1) и (2). Рассмотрим некоторые, наиболее характерные случаи:

1) Пусть $q(\tau) = q_0 \cdot \tau^n$, где $n \neq -2, -1, \dots$

Тогда точным решением (3) будет:

$$T_0(\tau) = T_0 + \frac{q_0}{b} \frac{\Gamma(n+1)}{\Gamma(n+3/2)} \cdot \tau^{n+1/2}, \quad (4)$$

где $\Gamma(U)$ - гамма функция.

Анализ показал, что уравнение (2) и его решение целесообразно представлять в следующей форме, когда температура (т.е. следствие) пропорциональна причине, т.е. тепловому потоку на поверхности тела:

$$T_n(\tau) = T_0 + 2g_1 q(\tau) \cdot \sqrt{\tau} \cdot B_q, \quad (5)$$

где коэффициент

$$B_q = \frac{1}{2q\sqrt{\tau}} \int_0^\tau \frac{q(\xi) d\xi}{\sqrt{\tau - \xi}} \equiv \frac{q(0)}{q(\tau)} + \frac{1}{q(\tau)} \int_0^\tau q'(\xi) \sqrt{\tau - \xi} d\xi \quad (6)$$

может быть интерпретирован как безразмерный тепловой поток.

Здесь и далее для упрощения выкладок принято, что начальная температура либо равна нулю, либо отсчет температуры ведется от T_0 , т.е.

$$T(x, \tau) = T(x, \tau) - T_0.$$

2) Случай $q(\tau) = q_0 e^{k\tau}$ представляет определенный практический интерес. В этом случае расчетная формула (5) не изменяется, а $B_q(\tau)$ при $k > 0$ станет:

$$B_q(\tau) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\operatorname{erfi}y}{y}, \quad (7)$$

где $y = \sqrt{|k|\tau}$ безразмерное время процесса.

На практике гораздо чаще встречается случай нагрева падающим тепловым потоком, когда $k < 0$.

Тогда уравнение (7) запишется в форме:

$$B_q = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\operatorname{erf}(iy)}{iy} = \frac{\int_0^y e^{-x^2} dx}{y}. \quad (8)$$

Случай $k < 0$ характерен немонотонным изменением температуры поверхности, которая, изменяясь от нуля и достигнув своего максимального значения $T_{n\max}$, затем с ростом времени асимптотически стремится к нулю.

Так, из уравнения (5) с учетом (8) получим:

$$T_n(\tau) = \frac{2g_1q_0}{\sqrt{k}} \int_0^y e^{-(y^2-x^2)} dx = \frac{2g_1q_0}{\sqrt{k}} \cdot \frac{\int_0^y e^{-x^2} dx}{e^{y^2}}. \quad (9)$$

Из (9), раскрывая неопределенность ∞/∞ по правилу Лопиталья, можно найти асимптотическое поведение T_n при $\tau \rightarrow \infty$

$$T_n(\tau) \approx \frac{g_1q_0}{k} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau}}. \quad (10)$$

Формула (9) для практических расчетов не пригодна, т.к. нам неизвестно, где затабулирована функция ошибок Гаусса от чисто мнимого аргумента iy .

Поэтому, используя (5) и разложения (8) в ряд, получим решение в виде

$$T_n(\tau) = \frac{2g_1q_0}{\sqrt{k}} \sqrt{\eta} e^{-\eta} \left(1 + \frac{\eta}{1!3} + \frac{\eta^2}{2!5} + \frac{\eta^3}{3!7} + \dots \right), \quad (11)$$

где $\eta = y^2 = k\tau$ - безразмерное время.

Исследуя уравнение (11) на экстремум, было получено, что температура на поверхности достигает своего максимума, равного

$$T_{n,\max} = 0,610503 \frac{q_0}{b\sqrt{k}} \quad (12)$$

в момент времени $\eta_0 = (k\tau)_0 = 0,854033$.

Все рассмотренные выше точные решения (4)...(9) при простейших законах изменения теплового воздействия содержат специальные функции и мало пригодны для инженерных расчетов. В связи с этим попытаемся получить приближенную схему решения уравнения (2). Для этого разложим функцию $\sqrt{\tau-\xi}$ в степенной ряд, подставим в уравнение (2) и произведем интегрирование по частям. В результате получим уравнение (5), в котором B_q определяется зависимостью:

$$B_q(\tau) = \sum_{i=0}^n B_{q2} = 1 + a(-1 + I_{q1}) + \frac{a(1-a)}{2!}(-1 + I_{q2}) + \frac{a(1-a)(2-a)}{3!}(-1 + I_{q3}) + \frac{a(1-a)(2-a)\dots(n-a+1)}{n!}(-1 + I_{qn}) \quad (13)$$

где

$$I_{qn} = \frac{n}{q(\tau) \cdot \tau^n} \int_0^\tau \xi^{n-1} \cdot q(\xi) d\xi; \quad a = \frac{1}{2}.$$

Уравнение (13) получено при условии, что

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} q(\tau) \cdot \tau^n = 0.$$

Получим приближенные решения рассмотренных выше задач с использованием двух членов ряда (13), которые дают основной вклад.

Тогда, для случая $q = q_0\tau^n$ получим,

$$B_{q1} = 1 + \frac{1}{2} \left(-1 + \frac{1}{q(\tau)\tau} \int_0^\tau q(\xi) d\xi \right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{n+2}{n+1}, \quad (14)$$

которое для малых n достаточно хорошо согласуется, а в пределе при $n=0$ совпадает с точным решением (6): $B_q = \sqrt{\pi}\Gamma(n+1)/2\Gamma(n+3/2)$. Учет большего числа членов ряда (13) позволяет все более приблизиться к точному решению, оставаясь чуть выше его.

Так

$$B_{q2} = B_{q1} - \frac{n}{2^3(n+2)}; \quad B_{q3} = B_{q2} - \frac{n}{2^4(n+3)} \quad \text{и т.д.}$$

Оценка погрешности приближений, например при $n=5$, приводит к следующему ряду погрешностей: 58%, 34% и 23% для B_{q1} , B_{q2} , B_{q3} соответственно.

Граничные условия первого рода. В этих условиях температура поверхности является заданной функцией времени и определению подлежит тепловой поток, который обеспечивает данную $T_n(\tau)$. Для его определения можно воспользоваться уравнением (2), которое уже будет представлять собой так называемые уравнения Абеля, относящиеся к типу интегральных уравнений Вольтерра I рода. Решение уравнения Абеля известно и имеет следующий вид [4]:

$$q(\tau) = \beta \left(\frac{T_n(0)}{\sqrt{\tau}} + \int_0^\tau \frac{T_n'(\xi) d\xi}{\sqrt{\tau-\xi}} \right), \quad (15)$$

где $\beta = b/\sqrt{\pi}$.

Или в другой форме:

$$q(\tau) = \beta \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^\tau \frac{T_n(\xi) d\xi}{\sqrt{\tau-\xi}}. \quad (16)$$

Применяя к исходной системе дифференциальных уравнений преобразование Лапласа и возвращаясь к оригиналу, можно получить (17).

$$T(x, \tau) = \frac{x}{2\sqrt{\pi a}} \int_0^\tau \frac{T_n(\tau-\xi) e^{-\frac{x^2}{4a\xi}}}{\xi^{3/2}} d\xi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{T_n(\tau - \frac{x^2}{4a\xi^2}) e^{-\xi^2}}{2\sqrt{a\tau}} d\xi. \quad (17)$$

В дальнейшем, как и ранее, ограничимся не поиском всего температурного поля (17), а решением и

анализом уравнения (15), связывающего такие легко измеряемые в опыте величины, как тепловые потоки и поверхностные температуры. Здесь тоже рассмотрим наиболее характерные случаи.

1) Пусть $T_n(\tau) = T_0 \cdot \tau^m$. (18)

Решение будем искать в форме, аналогичной уравнению (4), используя принцип пропорциональности причины ($q(\tau)$) и следствия ($T_n(\tau)$). Тогда (15) перепишем в виде:

$$q(\tau) = \beta T_n(\tau) \frac{1}{\sqrt{\tau}} B_t(\tau), \quad (19)$$

где

$$B_t(\tau) = \frac{T_n(0)}{T_n(\tau)} + \frac{\sqrt{\tau}}{T_n(\tau)} \int_0^{\tau} \frac{\tau T_n'(\xi) d\xi}{\sqrt{\tau - \xi}}. \quad (20)$$

Интеграл (20) для случая (18) имеет вид

$$B_t = \sqrt{\pi} \cdot \frac{\Gamma(m+1)}{\Gamma(m+1/2)}.$$

Получим сразу приближенное решение уравнения (20), для чего воспользуемся приемом, описанным при получении зависимости (13).

В итоге будем иметь

$$B_t(\tau) = \sum_{i=0}^n B_{ti} = 1 + a(1 - I_{t1}) + \frac{a(1+a)}{2!}(1 - I_{t2}) + \dots + \frac{a(1+a)(2+a)\dots(n+a+1)}{n!}(1 - I_{tn}), \quad (21)$$

где

$$I_{tn} = \frac{n}{T_n(\tau)\tau^n} \int_0^{\tau} T_n(\xi)\xi^{n-1} d\xi$$

- может быть интерпретирована как усредненная по времени поверхностная температура в безразмерном виде.

При выводе (21) было принято, что

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} T(\tau)\tau^n = 0.$$

Если же этот предел имеет конечную величину, её необходимо приплюсовать к интегралу I_{tn} .

Приближенное решение (19) с учетом двух членов ряда (21) имеет вид:

$$B_{t1} = 1 + \frac{1}{2}(1 - I_{t1}) = 1 + \frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{m+1}\right),$$

где

$$I_{t1} = \frac{1}{T_n(\tau)\tau} \int_0^{\tau} T_n(\xi) d\xi = \frac{1}{m+1}.$$

Это решение полностью учитывает временное поведение искомой функции $q(\tau)$, отличаясь от точно-го только постоянным коэффициентом B_t .

2) Пусть температура поверхности определена полиномом степени n:

$$T_n(\tau) = \sum_{i=0}^n T_i \cdot \tau^i. \quad (22)$$

Тогда точное решение имеет вид:

$$B_t = \frac{1}{T_n(\tau)} \left[T_0 + \sqrt{\pi} \sum_{i=0}^n T_i \tau^i \frac{\Gamma(i+1)}{\Gamma(i+1/2)} \right], \quad (23)$$

а приближенное:

$$B_{t1} = \frac{1}{2} \left(3 - \frac{1}{T_n(\tau)} \sum_{i=0}^n \frac{T_i \cdot \tau^i}{(i+1)} \right).$$

Следует отметить, что закон изменения температуры по (22) приводит к немонотонному изменению теплового потока $q(\tau)$. Так, при $T_n = T_0(1+k\tau)$ уравнения (19) ... (23) дают:

$$q(\tau) = \beta T_0 \left(\frac{1}{\sqrt{\tau}} + 2k\sqrt{\tau} \right). \quad (24)$$

Из анализа (24) вытекает, что при $\tau = \tau_0 = 1/(2k)$ тепловой поток имеет минимум. При этом поток не должен опускаться ниже своего минимального значения, равного $q_{\min} = \beta T_0 \sqrt{8k}$, чтобы обеспечить линейное возрастание температуры на поверхности.

3) Экспоненциальное изменение

$$T_n = T_0 e^{k\tau}. \quad (25)$$

Точное решение:

$$B_t = e^{-y^2} + \sqrt{\pi} y \cdot \text{erfy}, \text{ если } k > 0 \quad (26)$$

$$B_t = e^{y^2} - \frac{\pi}{2} y \cdot \text{erf}(iy), \text{ для } k < 0$$

Приближенное: $B_t = 1 + \frac{1}{2}(1 - I_{t1})$,

где

$$I_{t1} = \frac{1}{T_n(\tau)\tau} \int_0^{\tau} T_n(\xi) d\xi = \frac{1}{k\tau} (1 - e^{-k\tau})$$

при любом k.

Здесь как и в предыдущем примере, тепловой поток на поверхности имеет минимум с положительным значением q_{\min} при $k > 0$ и с отрицательным ($-q_{\min}$) при $k < 0$.

Граничные условия третьего рода. Данная задача, в отличие от выше рассмотренных, намного сложнее, т.к. ни температура поверхности T_n ни тепловой поток

$$q = \alpha(T_c - T_n) \quad (27)$$

неизвестны.

При решении этой задачи возникает альтернатива: либо решать совместно уравнения (15) и (27), либо (2) и (27). В первом случае вначале определяется температура поверхности, а во втором – тепловой поток. В обоих случаях приходится уже решать интегральное уравнение Вольтерра II рода, решение которого для потока (27) имеет вид:

$$\theta_n(\tau) = 1 - \varphi(y), \quad (28)$$

где $\theta_n(\tau) = T_n(\tau) / T_c$ - безразмерная температура поверхности;

функция $\varphi(y) = e^{y^2} \operatorname{erfc} \cdot y$; $y = \gamma \sqrt{\tau} \equiv Ti$ - безразмерное время, число Тихонова; $\gamma = \alpha/b$.

При описании начальной стадии в телах конечных размеров толщиной R безразмерное время можно преобразовать в комплекс: $Ti = Bi \sqrt{Fo}$, где $Bi = \alpha R/\lambda$ - число Био; $Fo = a\tau/R^2$ - число Фурье.

Интересно отметить, что температура поверхности на начальной стадии процессов нагрева (охлаждения) тела перестает зависеть от критерия Био и числа Фурье и становится зависимой только от числа Тихонова - безразмерного времени, равного произведению характеристик потока на квадратный корень от времени. Подобные решения, когда исчезает зависимость процесса от какого-либо параметра принято называть автомодельными.

Здесь приближенных решений можно получить два. Решая совместно уравнения (4), получим

$$\theta_{nq}(\tau) = \frac{B_q \cdot \eta}{1 + B_q \eta} \equiv 1 - \frac{1}{1 + B_q \cdot \eta}, \quad (29)$$

где $\eta = 2Ti/\sqrt{\pi}$; $B_q = B_{q1} = \frac{1}{2} \left(1 + I_{q1} \right)$;

$$I_{q1} = 2 \cdot \frac{1 + \eta}{\eta} \left[1 - \frac{\ln(1 + \eta)}{\eta} \right].$$

С другой стороны, из (19) и (27) имеем

$$\theta_{nt}(\tau) = \frac{\eta}{\eta + \frac{2}{\pi} B_t} \equiv 1 - \frac{1}{1 + \frac{\pi}{2B_t} \cdot \eta}, \quad (30)$$

где

$$B_t \approx B_{t1} = \frac{1}{2} \left(3 - I_{t1} \right); \quad I_{t1} = \frac{\eta}{1 + \eta} \left[1 - \frac{2}{\eta} \left(1 - \frac{\ln(1 + \eta)}{\eta} \right) \right].$$

Анализ показал, что при малых временах процесса следует пользоваться уравнением (29), а при больших - (30). Так, разлагая решение (28) и (29) в ряд при малых значениях безразмерного времени, получим:

$$\theta_n^{moch}(\tau) = \eta \left[1 - \frac{\pi}{4} \eta + \frac{\pi}{6} \eta^2 - \dots \right], \quad (31)$$

$$\theta_{nq1}(\tau) = \eta \left[1 - \frac{5}{6} \eta + \frac{1}{3} \eta^2 - \dots \right]. \quad (32)$$

Решение (32) в пределе совпадает с точным, чего нельзя сказать о разложении (30):

$$\theta_{n,t1} = \eta \left[1,346 - 1,814 + 1,234^2 - \dots \right].$$

Зато в разложениях при $\eta \gg 1$ (большие времена процесса)

$$\theta_n^{moch}(\tau) = 1 - \frac{2}{\pi \eta} \left(1 - \frac{2}{\pi \eta} + \frac{6}{\pi \sqrt{\pi} \cdot \eta^2} - \dots \right), \quad (33)$$

$$\theta_{n,t1}(\tau) = 1 - \frac{2}{\pi \eta} \left(1 - \frac{(\pi^2 + 8)}{4\pi \eta} + \dots \right) \quad (34)$$

уже решение (30) асимптотически стремится к точному решению (17).

Для количественной оценки погрешностей были проведены расчеты безразмерной температуры поверхности $\vartheta_n = 1 - \theta_n$ (см. табл.1) при различных значениях безразмерного времени.

Таблица 1. Сопоставление точного решения с приближенными расчетами температуры поверхности при конвективном охлаждении (нагреве)

Время η	Точное по (28)	Решение по (29)		Решение по (30)	
		ϑ_q	Погрешность, %	ϑ_t	Погрешность, %
0,1	0,9074	0,9078	-0,05	0,9050	+0,25
0,2	0,8277	0,8291	-0,18	0,8259	+0,21
0,3	0,7587	0,7616	-0,38	0,7586	+0,01
0,5	0,6461	0,6521	-0,93	0,6501	-0,63
1,0	0,4608	0,4731	-2,67	0,4719	-2,40
4,0	0,1535	0,1670	-8,82	0,1625	-5,92
9,0	0,0702	0,0773	-10,09	0,0737	-4,97
100,0	0,00637	0,0068	-6,62	0,00642	-0,79

Анализ данных табл. 1 показывает, что при временах процесса $\eta < 0,2$ следует пользоваться уравнением (29) с погрешностью не превышающей 0,2%, а при $\eta \geq 0,2$ - соотношением (30) с максимальной погрешностью менее 6%, приходящейся на время $\eta = 4,0$. Если все время пользоваться только решением (29), то максимальная погрешность составит 10% при $\eta = 9,0$.

Поскольку мы рассматриваем теплоперенос в полу бесконечном теле, что соответствует начальной стадии нагрева (охлаждения) тел конечных размеров, полученную точность приближенных решений можно считать вполне удовлетворительной для технических расчетов.

В заключении получим одно точное решение задачи при переменной температуре среды. Если принять в уравнении (27) закон изменения температуры окружающей среды в виде $T_c(\tau) = A \cdot \tau^{n/2}$, где $n = 1, 2, 3, \dots (n \neq 0)$, то решением для температуры на поверхности будет

$$T_n(\tau) = T_c(\tau) \left[1 - \frac{(-1)^n \Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}{2y^n} \left[\varphi(y) - \sum_{m=0}^{n-1} \frac{(-2y)^m}{2^m \Gamma\left(1 + \frac{m}{2}\right)} \right] \right]. \quad (35)$$

Точное решение (35) может служить для оценки различных приближенных решений.

Выводы

1. Разработана инженерная методика теплового расчета начальной стадии процесса нагрева (охлаждения) тел.
2. Получены достаточно простые и эффективные приближенные и точные формулы для расчета полей температур при граничных условиях I, II и III рода.
3. Числом гомохронности, определяющим динамику развития тепловых процессов на начальной стадии, является число Тихонова, равное произведению характеристик теплового потока на квадратный корень от времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ларднер Т. Вариационный принцип Био для решения задач теплопроводности // Ракетная техника и космонавтика. – 1963. - №1. - С. 225-236.
2. Гудмэн Т. Применение интегральных методов в нелинейных задачах нестационарного теплообмена. - В кн.: проблемы теплообмена. – М.: Атомиздат. -1967.- С. 41-96.
3. Саломатов В.В. Методы расчета нелинейных процессов теплового переноса. - Томск: Изд-во Том. ун-та, 1976. - ч.1. - 245с.; ч.2. - 1978. - 112с.
4. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – С. 600.

пост. 25.10.07.

Розподіл зусиль в причіпному пристрої плоского тягового органу

І.В. БЕЛЬМАС, Д.Л. КОЛОСОВ

Дніпродзержинський державний технічний університет,
Національний гірничий університет

Визначено характер розподілу зусиль в гілках плоского канату в причіпному пристрої вантажопідіймальної машини. Встановлена залежність розподілу зусиль від коефіцієнтів тертя, що виникає між гілками канату та барабаном причіпного пристрою.

Определен характер распределения усилий в ветвях плоского каната в причіпном устройстве грузоподъемной машины. Установлена зависимость распределения усилий от коэффициентов трения возникающего между ветвями каната и барабаном причіпного устройства.

Character of distributing of efforts is certain in the branches of flat rope in the towed device a lifting machine. Dependence of distributing of efforts is set on the coefficients of friction of arising up between branches rope and by the drum of the towed device.

Плоскі канати останнім часом широко використовуються на підйомних гірничих машинах та промислових ліфтових підйомачах. Конструкція вузлів приєднання плоских канатів, особливо гумотросових, до судин підйомних машин істотно відрізняється від таких вузлів для традиційних круглих канатів. Розробка методики розрахунку причіпних пристроїв для гумотросових канатів - актуальна задача.

Розрахунку напружено-деформованого стану плоских гумотросових канатів та стрічок присвячені роботи багатьох вчених, але взаємодія канату з причіпним пристроєм не досліджена на рівні достатньому для проектування причіпного пристрою з умови його міцності.

Схема підвішування судини до канату показана на рисунку 1.

Причіпний пристрій включає: канат 1, основний барабан 2, тягу 3, затискувачі 4, болти 5, барабан 2 та відхилювальний барабан 6 приєднані тягою 3 до судини 7.

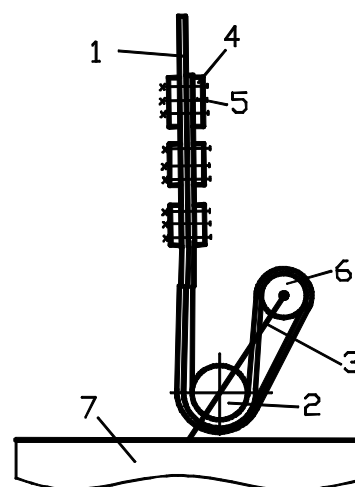


Рис. 1. Схема причіпного пристрою

