Записки Ленинградского орденов Ленина и Трудового Красного Знамени Горного института том XXV, выпуск I, 1951 г.

К ТЕОРИИ ОБЛЕДЕНЕНИЯ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК ПРИ ИХ ПРОВЕТРИВАНИИ

Доц. *А. С. Тер-Погосян*

1. Введение

При летнем проветривании некоторых выработок, обладающих низкой температурой (приобретенной, например, в течение зимнего периода охлаждения), теплый атмосферный воздух, попадая в выработку, вступает в тепловой обмен с ее стенками и, охлаждаясь, насыщается. Поэтому на стенках выработки выпадает конденсированная влага. Выпадение ее начинается с того места [1], где температура воздушного потока становится равной температуре насыщения. С того же места выработки [2], где температура потока достигает 0°, происходит обледенение влаги, что затрудняет эксплоатацию выработки.

Необходимо рассчитать:

1) пороги обледенения и конденсации,

2) мощность слоя обледенения,

3) распределение температуры вдоль выработки в функции времени, скорости воздушного потока, поперечных размеров выработки, температуры и влажности атмосферного воздуха.

Ввиду большой длины выработки по сравнению с поперечными размерами представим ее в виде бесконечно длинного цилиндра радиуса R (рис. 1).

Введем цилиндрические координаты, направив ось вдоль оси выработки.

Окружающий грунт будем считать бесконечно протяженным и однородным.

Ввиду сильной турбулентности, в выработке происходит энергичное перемешивание воздушного вентиляционного потока. Поэтому, и на основании опыта, возьмем температуру потока одинаковой вдоль всего сечения выработки [3].

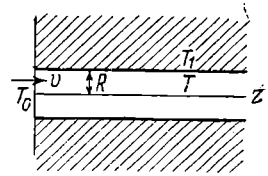


Рис. 1. Эскиз цилиндрической вентиляционной выработки

Ввиду малой разности температур между воздушным потоком и стенкой, теплопередачу между ними можно рассчитывать с достаточной точностью по линейной формуле охлаждения:

$$Q = \alpha (T - T'), \qquad (1)$$

где

α — коэфициент теплопередачи;

T и T' — температуры воздуха и стенки;

Q — тепловой поток (с единицы поверхности в единицу времени).

[1] Назовем это расстояние порогом конденсации.

[2] Назовем это расстояние порогом обледенения.

[3] Это верно, за исключением тонкого пограничного слоя.

2. Диференциальные уравнения задачи

Диференциальное уравнение теплопроводности для потока воздуха, движущегося со скоростью v, выразится [1] следующим образом:

$$F\gamma c\frac{\partial T}{\partial t}=kF\Delta T-F\gamma c\vec{v}\ \text{град}\,T, \tag{2}$$

где

F — сечение шахты;

γ и c — удельный вес и изобарная теплоемкость воздуха;

Δ — оператор Лапласа;

k — теплопроводность воздуха.

В нашем случае линейной шахты, где T не зависит от углов, уравнение (2) упрощается:

$$F\gamma c\frac{\partial T}{\partial t}=kF\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}-F\gamma cv\frac{\partial T}{\partial z} \tag{3}$$

Уравнение (3) означает, что количество тепла, задерживающееся в единицу времени в единице длины выработки (правая часть уравнения), затрачивается на повышение температуры воздуха в этом участке (левая часть уравнения). Однако в уравнение теплового баланса (3) нужно включить еще 2 члена. Первый из них соответствует потере тепла через стенку шахты и выражается формулой (1).

При этом коэфициент теплопередачи для шероховатой стенки можно рассчитывать [2] по эмпирической [1] формуле:

$$\alpha=1{,}5+v, \tag{4}$$

где

v — скорость *м/сек*;

α — коэфициент теплопередачи *кал/м²·град·сек*.

Второй член, подлежащий учету, представляет количество тепла, выделяющееся в шахте при конденсации влаги из воздушного потока. Этот член оказался вовсе не малым в общем балансе тепла шахты. Если через f обозначить объемный вес насыщенного водяного пара, то количество тепла, выделяющееся в единице длины шахты, будет пропорционально уменьшению f на единице длины:

$$-vF\lambda\frac{df}{dT}\frac{\partial T}{\partial z} \tag{5}$$

где λ — удельная теплота конденсации или обледенения пара. Однако это тепло выделяется только в тех местах шахты, где температура воздуха T ниже температуры насыщения θ. Поэтому формулу (5) нужно писать в следующем виде:

$$-vF\lambda\frac{df}{\partial T}\frac{dT}{dz}\sigma_0(\theta-T), \tag{6}$$

где σ_0 — функция Хевисайда, обладающая следующим свойством:

$$\sigma_0(\theta-T)=\begin{cases}0, & T>\theta\\ 1, & T<\theta.\end{cases} \tag{7}$$

---

[1] Развиваемая теория, разумеется, не зависит от специального выбора вида формулы для α.

Ввиду малой разности температур атмосферного воздуха и грунта, зависимость f от температуры можно апроксимировать квадратичной функцией

$$f = \alpha_1 T^2 + \beta_1 T + \gamma_1, \tag{8}$$

где коэфициенты α_1, β_1 и γ_1 находятся параболической интерполяцией по методу наименьших квадратов [3], [4]. Таким способом в интервале температур, например от $+20°$ до $-4°$, мы нашли:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1 &= 0{,}014\ г/м^3 \cdot град^2 \\ \beta_1 &= 0{,}34\ \ г/м^3 \cdot град^2 \\ \gamma_1 &= 4{,}73\ г/м^3. \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Тогда диференциальное уравнение (3) для воздушного потока внутри вентиляционной выработки с добавочными членами (1) и (6) примет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \left\{ v (\beta + \delta T) \sigma_0 (\vartheta - T) \right\} \frac{\partial T}{\partial z} - b (T - T'_{r=R}), \tag{10}$$

где a — температуропроводность воздуха;
$T'_{r=R}$ — температура стенки;

$$a = \frac{k}{\gamma c}; \quad \beta = \frac{v \lambda \beta_1}{\gamma c}; \quad b = \frac{\alpha P}{F \gamma c}; \quad \delta = \frac{2 \alpha_1 v \lambda}{\gamma c} \tag{11}$$

P в уравнениях (11) — периметр сечения шахты.

Диференциальное уравнение теплопроводности грунта вследствие цилиндрической симметрии может быть написано так:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_1 \left(\frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T'}{\partial r} \right) \tag{12}$$

где T' — температура грунта,
a_1 — температуропроводность грунта.

Диференциальные уравнения (10) и (12) приведенной задачи образуют систему диференциальных уравнений второго порядка в частных производных.

3. Начальные и граничные условия

Указанную систему уравнений (10) и (12) необходимо решать с соблюдением следующих условий:

начальных
$$T = T' = C, \quad t = 0; \tag{13}$$

граничных
$$\left.\begin{aligned} T' &= C, && z = \infty \\ T' &= C, && r = \infty \\ k_1 &= \frac{\partial T'}{\partial n} = \alpha (T - T'), && r = R, \\ T &= T_0 && z = 0, \\ T &= C, && z = \infty. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

T_0 — температура атмосферного воздуха, n — нормаль к изотермической поверхности в грунте.

На поверхности протайки грунта должно удовлетворяться условие теплового баланса фазового перехода льда:

$$\lambda' \gamma' \frac{d\xi_n}{dt} = k \frac{\partial T}{\partial n} - k_1 \frac{\partial T'}{\partial n} \qquad (14')$$

$$T' = T = 0°,$$

где ξ_n — глубина протайки в направлении нормали.

4. Решение задачи

Математический анализ поставленной задачи показывает, что невозможно точное решение системы уравнений (10) и (12), удовлетворяющее условиям равенств (13), (14) и (14′). С другой стороны, полное математическое решение не представляет практического интереса, т. к. некоторые граничные условия (например, температура и влажность атмосферного воздуха) неконтролируемым образом меняются. Причем за такой короткий отрезок времени (несколько часов), на протяжении которого потеплением стенки (вследствие проветривания) практически можно пренебречь, необходимо принять в уравнении (10) температуру стенки постоянной:

$$T'_{r=R} = C. \qquad (15)$$

Тогда отпадает диференциальное уравнение грунта (12), и задача ограничивается решением одного уравнения (10). В этом уравнении можно пренебречь первым членом правой части, представляющим кондуктивный перенос тепла (из-за малой теплопроводности воздуха), по сравнению со вторым членом, представляющим конвективный перенос тепла воздушным потоком. Получим диференциальное уравнение:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left[v + (\beta + \delta T)\, \sigma_0\, (\theta - T) \right] \frac{\partial T}{\partial z} + b\,(T - C) = 0 \qquad (16)$$

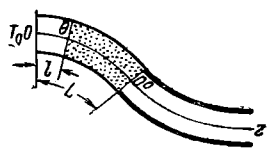


Рис. 2. Пороги конденсации и обледенения шахты

с начальным условием —

$$T = C, \quad t = 0; \qquad (17)$$

с граничными условиями —

$$\left.\begin{aligned} T &= T_0, \quad z = 0 \\ T &= C, \quad z = \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

В приведенной задаче кривизна оси шахты уже не имеет значения, поэтому под z подразумевается криволинейная координата, отсчитываемая вдоль оси выработки (рис. 2). Введем обозначение $u = T - C$ и получим:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + bu + \left\{ v + (\beta + \delta C + \delta u)\, \sigma_0\, (\theta - C - u) \right\} \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \qquad (19)$$

Так как в коэфициент при $\frac{\partial u}{\partial z}$ входит исковая функция u, то введем новую функцию трех переменных:

$$\nu(u,\ t,\ z) = 0.$$

Тогда

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\dfrac{\partial \nu}{\partial t}}{\dfrac{\partial \nu}{\partial u}}, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\dfrac{\partial \nu}{\partial z}}{\dfrac{\partial \nu}{\partial u}}.$$

Подставляя их в уравнение (19), получим новое уравнение для ν с коэфициентами, не содержащими искомую функцию ν:

$$-\frac{\partial \nu}{\partial t}+bu\frac{\partial \nu}{\partial u}-\left\{v+(\beta+\delta C+\delta u)\sigma_0(\theta-C-u)\right\}\frac{\partial \nu}{\partial z}=0.$$

Это диференциальное уравнение в частных производных эквивалентно системе обыкновенных диференциальных уравнений (например [5]):

$$\frac{dt}{-1}=\frac{du}{bu}=\frac{dz}{-\left\{v+(\beta+\delta C+\delta u)\sigma_0(\theta-C-u)\right\}}$$

Интегрирование первого из этих двух уравнений дает:

$$C'=ue^{bt}=(T-C)e^{bt}; \tag{20}$$

где C' — константа интегрирования.

При интегрировании второго уравнения получим:

$$C''=\frac{T-C}{T_0-C}\left(\frac{T-C}{\theta-C}\right)^{\frac{\beta+\delta C}{v}\sigma_0(\theta-T)}\exp\left\{\frac{b}{v}z-\frac{\delta(\theta-T)}{v}\sigma_0(\theta-T)\right\} \tag{21}$$

где совершена обратная замена $u=T-C$.

Как известно, произвольная функция двух решений равенств (20) и (21) $\nu(C'\ C'')=0$ является общим интегралом уравнения (19).

Однако выбор этой функции ограничен, т. к. при этом необходимо удовлетворить граничные условия уравнения (18) и начальное условие уравнения (17). Эти условия действительно удовлетворяются при следующем выборе функции ν

$$C'(1-C'')+(T_0-C)\sin(\pi C'')=0$$

или, подставляя равенства (20) и (21), получим решение диференциального уравнения задачи:

$$(T-C)e^{bt}\left\{1-\frac{T-C}{T_0-C}\left(\frac{T-C}{\theta-C}\right)^{\frac{\beta+\delta C}{v}\sigma_0(\theta-T)}\exp\left[\frac{b}{v}z-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\frac{\delta(\theta-T)}{v}\sigma_0(\theta-T)\right]\right\}+(T_0-C)\sin\left\{\pi\frac{T-C}{T_0-C}\left(\frac{T-C}{\theta-C}\right)^{\frac{\beta+\delta C}{v}\sigma_0(\theta-T)}\times\right.$$

$$\left.\times\exp\left[\frac{b}{v}z-\frac{\delta(\theta-T)}{v}\sigma_0(\theta-T)\right]\right\}=0. \tag{22}$$

5. Стационарный режим, время релаксации

Решение уравнения (22) очень сложно. Однако анализ его показывает, что в первом члене имеется экспоненциальный множитель, неограниченно возрастающий со временем, в то время как второй синусоидальный член имеет ограниченный верхний предел, равный T_0-C. Поэтому синусоидальным членом можно пренебречь, начиная с такого времени τ, при котором

$$(T-C)e^{b\tau}=T_0-C,$$

т.

$$\tau=\frac{1}{b}\ln\frac{T-C}{T_0-C} \tag{23}$$

При $t \gg \tau$ синусоидальный член в равенстве (22) зачеркивается, и тем самым в решении уравнения (22) автоматически исключается время t

$$\frac{T-C}{T_0-C}\left(\frac{T-C}{\theta-C}\right)^{\frac{\beta+\delta C}{v}\sigma_0(\theta-T)} \exp\left[\frac{b}{v}z - \frac{\delta(\theta-T)}{v}\sigma_0(\theta-T)\right] = 1. \quad (24)$$

Это значит, что по истечении времени τ при неизменной температуре и влажности атмосферного воздуха, в выработке наступит стационарное распределение температур. Поэтому τ в уравнении (23) является временной релаксацией [1]. Подставляя в равенство (23) значение b из формулы (11), имеем:

$$\tau = \frac{F\gamma c}{P(1{,}5+v)} \ln\frac{T_0-C}{T-C}$$

а для цилиндрической выработки —

$$\tau = \frac{\varnothing}{1{,}5+v} \frac{\gamma c}{4} \ln\frac{T_0-C}{T-C} \quad (25)$$

Время релаксации пропорционально диаметру шахты и, естественно, укорачивается с увеличением скорости потока. Затем τ увеличивается с удалением z от устья выработки, т. к. температура потока T уменьшается. Чем дальше точка от устья, тем больше нужно времени для установления стационарного распределения температур и при $z \to \infty$ $T \to C$. Следовательно $\tau \to \infty$. Однако столь удаленные точки выработки не представляют практического интереса, ибо, как увидим дальше (рис. 5 и 6), обледенение, в свою очередь, довольно быстро уменьшается с расстоянием z, и для $z \to \infty$ оно равно 0.

В табл. 1 приведены численные значения для тех точек шахты, где обледенение еще представляет практически заметную величину. Вычисления произведены по формуле (25) для двух значений скорости потока (0,1 *м/сек* и 1 *м/сек*) и для двух значений температуры атмосферного воздуха (10 и 20°). Значения температуры грунта и диаметра выработки взяты фиксированные: $C = -4°$; $\varnothing = 3$ *м*.

Таблица 1

Время релаксации τ сек для влажности воздуха 100%

z, м	$v = 0{,}1$ м/сек		z, м	$v = 1$ м/сек	
	$T_0 = 10°$	$T_0 = 20°$		$T_0 = 10°$	$T_0 = 20°$
10	50	—	60	33	31
20	101	21	120	59	54
30	161	—	180	93	81
40	204	175	240	131	112
50	266	—	300	157	146
60	320	300	420	229	203
70	—	—	540	—	270
80		400			

[1] Время установления стационарного режима.

6. Распределение температур внутри шахты

Как видно из табл. 1, уже через несколько минут после начала проветривания на значительной части выработки, представляющей практический интерес для обледенения, устанавливается стационарное распределение температур. Поэтому для расчета обледенения можно вос-

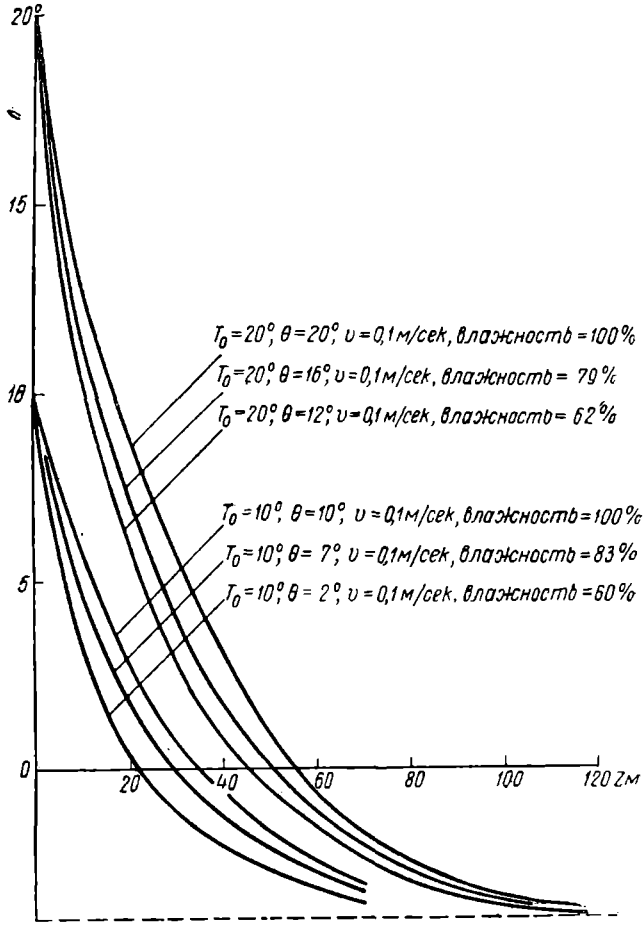


Рис. 3. Распределение температур воздушного потока вдоль вентиляционной выработки

пользоваться более простой формулой температур (24) вместо формулы (22). Согласно уравнению (24):

$$T = C + (T_0 - C)^{\frac{v}{v+(\beta+\delta C)\sigma_0(\theta-T)}} (\theta - C)^{\frac{(\beta+\delta C)\sigma_0(\theta-T)}{v+(\beta+\delta C)\sigma_0(\theta-T)}} \times$$

$$\times \exp\left[\frac{\delta(\theta-T)\sigma_0(\theta-T)-bz}{v+(\beta+\delta C)\sigma_0(\theta-T)}\right] \qquad (26)$$

Формула (26) является основной для всех дальнейших расчетов.

К сожалению, формула (26) трансцендентная, т. к. искомая температура T входит также в экспонент ее правой части. Поэтому расчет температуры воздушного потока шахты нужно производить численными методами по уравнению (26).

На рис. 3 и 4 приведены результаты численных расчетов для тех же двух упомянутых примеров и трех значений влажности атмосферного

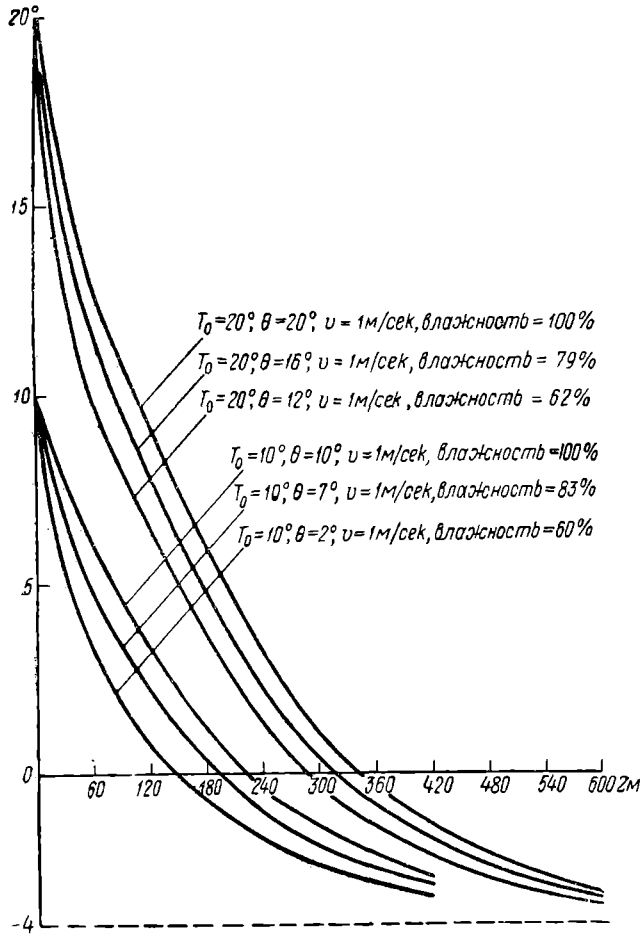


Рис. 4. Распределение температур воздушного потока вдоль выработки

воздуха: 100%, ~80%, ~60%. Из рис. 3 и 4 видно, что тепловой режим внутри выработки зависит от влажности воздуха: влажный воздух дольше остается теплым в холодной вентиляционной выработке, что связано с выделением тепла при конденсации пара.

7. Порог конденсации

Из уравнения распределения температур (26) видно, на каком расстояния l от устья начинается конденсация. Очевидно, этот порог конденсации l определяется формулой (26) путем подстановки условия $T = 0$, $z = l$.

После кратких преобразований получаем:

$$l = \frac{v}{b} \ln \frac{T_0 - C}{\theta - C} \tag{27}$$

или, подставляя из формулы (11):

$$l = 310 \frac{F}{P} \frac{v}{1{,}5 + v} \ln \frac{T_0 - C}{\theta - C} \tag{28}$$

а для цилиндрической выработки —

$$l = 78 \varnothing \frac{v}{1{,}5 + v} \ln \frac{T_0 - C}{\theta - C} \tag{29}$$

На основании формулы (29) можно сделать следующее заключение.

1. При 100%-ной влажности атмосферного воздуха (при $\theta = T_0$) порог конденсации $l = 0$, т. е. конденсация начинается с устья выработки. С уменьшением влажности порог конденсации удаляется от устья выработки.

2. Порог конденсации возрастает пропорционально диаметру выработки, т. к. с увеличением диаметра теплосодержание воздуха преобладает над теплоотдачей к стенкам. В самом деле, теплосодержание единицы длины пропорционально массе воздуха $\varnothing^2$, а теплоотдача — $\varnothing$.

3. Порог конденсации увеличивается с ускорением потока (при малых скоростях), что объясняется возрастанием теплового притока при практически неизменной теплоотдаче. При больших же скоростях ($v \gg {}^1/_5$ *м/сек*) порог конденсации мало зависит от скорости потока, т. к. одновременно с увеличением теплового притока возрастает теплоотдача.

4. Если температура насыщения воздуха $\theta < 0°$, то порога конденсации вовсе не будет: пар сразу будет переходить в твердую фазу, и в шахте будет существовать только порог обледенения.

В табл. 2 приведены значения порога конденсации для нескольких примеров (взято: $C = -4°$, $\varnothing = 3$ *м*).

Таблица 2

Порог конденсации l, *м*

v, *м/сек*	$T_0 = 10°$		$T_0 = 20°$	
	$\theta = 7°$ влажность 83%	$\theta = 2°$ влажность 60%	$\theta = 16°$ влажность 79%	$\theta = 12°$ влажность 62%
0,1	3,5	12,4	2,7	5,9
1	22	79	17	38
3	37	132	28	63

8. Порог обледенения

Порог обледенения L лежит за порогом конденсации l (рис. 2) и определяется по той же формуле распределения температур (26) посредством подстановки $T = 0°$, $z = L$.

После кратких преобразований получаем:

$$L = \frac{\delta}{b} \theta + \frac{v + \beta + \delta C}{b} \ln \frac{T_0 - C}{-C} - \frac{\beta + \delta C}{b} \ln \frac{T_0 - C}{\theta - C} \tag{30}$$

или, пользуясь обозначениями формулы (11) и числовыми значениями формулы (9), имеем для цилиндрической выработки:

$$L \quad \varnothing \frac{v}{1{,}5+v}\left\{4{,}5\,\theta+(134+4{,}5\,C)\ln\frac{T_0-C}{-C}(57+4{,}5\,C)\ln\frac{T_0-C}{\theta-C}\right\} \qquad (31)$$

Согласно формуле (31), порог обледенения возрастает с увеличением диаметра и скорости потока по тому же закону, что и порог конденсации. Ясно, что физическая интерпретация тождественна для обоих порогов.

Однако зависимость от температуры атмосферного воздуха несколько сложнее: чем выше температура T_0, тем больше L.

Зависимость же от влажности носит обратный характер: в то время как с уменьшением влажности порог конденсации l возрастает, порог обледенения L уменьшается. При 100%-ной влажности $\theta = T_0$ и

$$L_0 = \varnothing \frac{v}{1{,}5+v}\left\{4{,}5\,T_0+(134+4{,}5\,C)\ln\frac{T_0-C}{-C}\right\} \qquad (32)$$

Следовательно, $L_0 > L$. Увеличение порога обледенения с влажностью объясняется увеличением теплового баланса воздуха при обледенении пара, т. к. благодаря большему содержанию паров в воздухе при затвердевании выделяется больше тепла, что приводит к удлинению области теплового воздуха внутри шахты.

Таблица 3

Порог обледенения L, *м*

v, *м/сек*	$T_0 = 10°$			$T_0 = 20°$		
	$\theta = 10°$ влажность 100%	$\theta = 7°$ влажность 83%	$\theta = 2°$ влажность 60%	$\theta = 20°$ влажность 100%	$\theta = 16°$ влажность 79%	$\theta = 12°$ влажность 62%
0,1	36	31	23	56	51	46
1	230	201	145	358	329	295
3	382	336	242	596	547	491

9. Мощность слоя обледенения и конденсации

Количество влаги или льда m, выделяющихся на стенках шахты в 1 *сек* на каждой единице ее длины, назовем скоростью конденсации и обледенения. Согласно формуле (6), она будет равна:

$$m = -vF\frac{df}{dT}\frac{\partial T}{\partial z}\sigma_0(\theta - T),$$

где, вследствие разложения уравнения (8),

$$\frac{df}{dT} = \beta_1 + 2\alpha_1 T$$

Следовательно:

$$m = -vF(p_1 + 2\alpha_1 T)\frac{\partial T}{\partial z}\sigma_0(\theta - T). \qquad (33)$$

Температурный градиент $\frac{\partial T}{\partial z}$ в области конденсации и обледенения ($T \leqslant \theta$) получим диференцированием основной формулы (26). После кратких преобразований получаем:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{b(T-C)}{v+\beta+\delta T}$$

Подставив $\frac{\partial T}{\partial z}$ в формулу (33), имеем:

$$m = vFb\,\frac{(\beta_1 + 2\alpha_1 T)(T-C)}{v+\beta+\delta T}\,\sigma_0(\theta - T). \qquad (34)$$

Таким образом, пользуясь формулой распределения температур T вдоль выработки (26) (или кривыми, представленными на рис. 3 и 4, для наших частных примеров), можно вычислить скорость конденсации

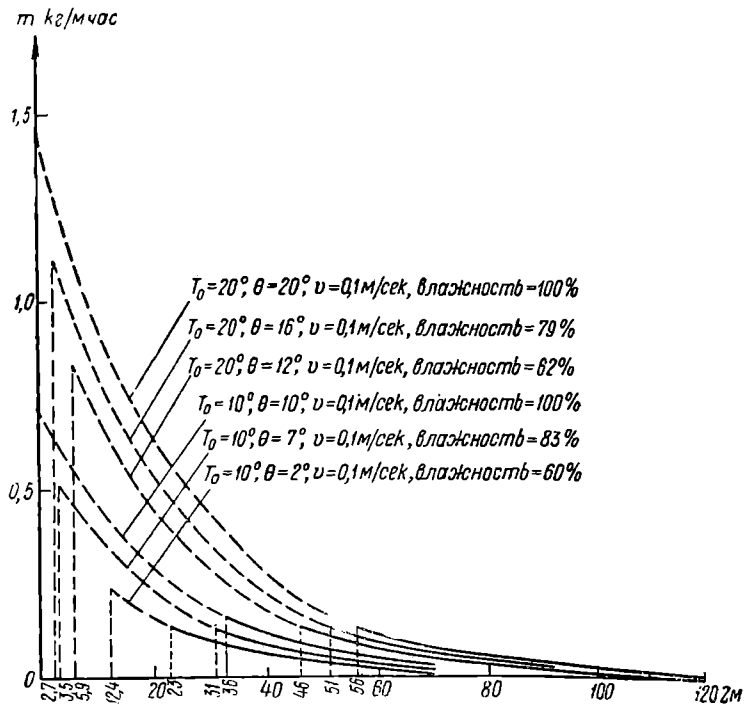


Рис. 5. Скорость конденсации и обледенения вдоль выработки

и обледенения. Так как T быстро уменьшается вдоль выработки, очевидно, и m представляет убывающую функцию z.

Подставляя численные данные коэфициентов b, β, β_1, α_1 и δ по формулам (9) и (11), получим:

$$m = P\,(1{,}5 + v)\,\frac{(T-C)(34{,}2 + 2{,}74\,T)}{31000 + \lambda(34{,}2 + 2{,}74\,T)}\;3{,}6\;\; кг/м \cdot час,$$

где

P — периметр сечения шахты, *м*;

v — скорость, *м/сек*;

— удельная теплота конденсации пара, *ккал/кг*.

На рис. 5 и 6 приведены результаты численного расчета кривых скорости конденсации — обледенения для наших примеров.

При этом точки обрыва кривых соответствуют порогу конденсации, порог же обледенения разделяет сплошные части кривых от пунктирных [1]. Правее разделяющих точек сплошные кривые указывают коли-

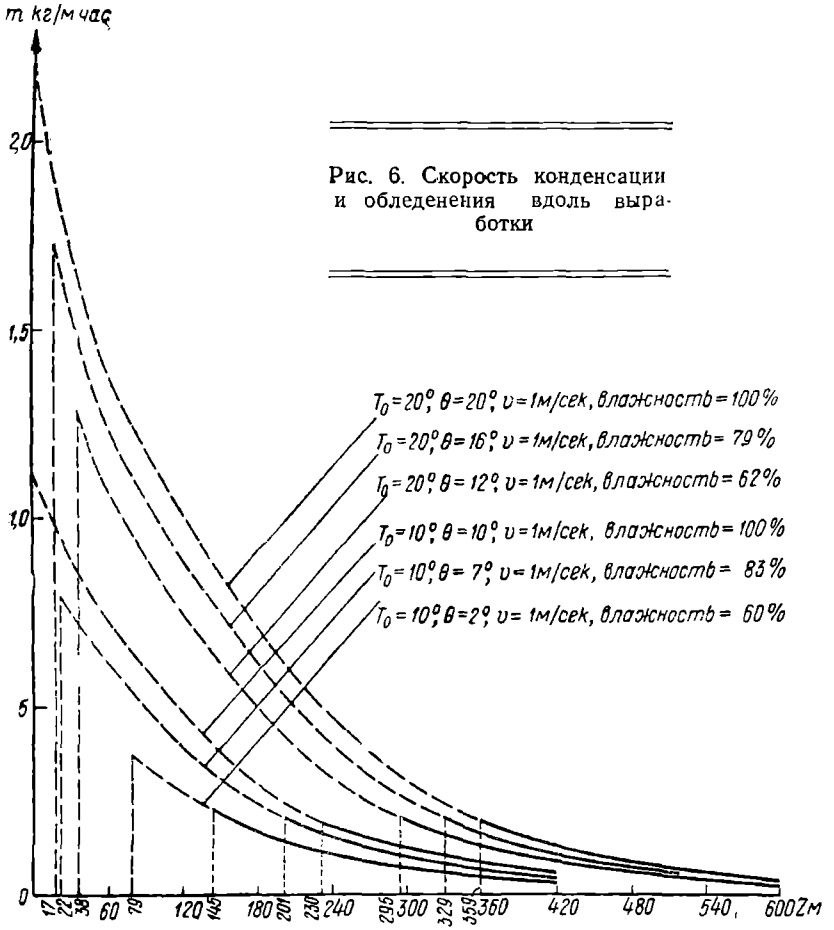


Рис. 6. Скорость конденсации и обледенения вдоль выработки

чество льда, выделяющегося в течение часа на 1 *м* длины шахты, а пунктирные части кривых показывают количество конденсирующейся воды. Естественно, воды выделяется на каждой единице длины значительно больше льда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Франк, Р. Мизес, Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики, ч. II, ОНТИ, 1937.
2. Хютте, Справочная книга, т. I, 1931, стр. 494.
3. П. Л. Чебышев, Полное собрание сочинений, т. II, 1947, стр. 314.
4. А. А. Марков, Исчисление вероятностей, изд. IV, ГИЗ, 1924, стр. 323.
5. Э. Гурса, Курс математического анализа, т. II, ОНТИ, 1936.

[1] На практике граница между конденсацией и обледенением может быть сдвинутой вследствие затвердевания выпадающей на стенках влаги, что может значительно передвинуть порог обледенения к устью выработки, т. е. ближе к порогу конденсации.