Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции
и ордена Трудового Красного Знамени горного института им. Г.В.Плеханова,
т. XCIII, 1982 г.

УДК 622.243.94

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОЦЕССА ГЛУБОКОГО ТЕПЛОВОГО БУРЕНИЯ СКВАЖИН ВО ЛЬДУ

Б.Б.КУДРЯШОВ, А.М.ШКУРКО

Основным показателем, характеризующим процесс бурения-плавления, является скорость бурения. При тепловом способе бурения скорость является обобщающим показателем, зависящим от мощности, подводимой к коронке-нагревателю, осевой нагрузки, геометрической формы коронки, условий удаления продуктов разрушения, от теплофизических свойств материала, из которого изготовлена коронка, и свойств выплавляемой породы (льда). Поэтому необходимо установить аналитическую зависимость между вышеперечисленными факторами и скоростью бурения-плавления.

В работах В.К.Чистякова, В.А.Чугунова и др. [5, 6] теоретически показано, что наиболее оптимальной формой рабочей поверхности нагревателя является параболическая. Однако экспериментальные исследования показали, что такая форма нагревателя дает минимальную разработку скважины по диаметру. Это затрудняет извлечение снаряда из скважины, а при больших глубинах, где начинает сказываться горное давление, возникает опасность прихвата снаряда в скважине.

Для увеличения диаметра скважины кольцевой нагреватель, помимо параболической формы торца, должен иметь цилиндрические поверхности, предназначенные для расплавления стенок скважины до диаметра, обеспечивающего беспрепятственный подъем и спуск снаряда, а также проведение всего технологического процесса бурения-плавления без каких-либо осложнений.

Учитывая сказанное, рассмотрим кольцевой нагреватель, имеющий торцевую часть параболической формы высотой h и цилиндрические боковые поверхности высотой L с равномерно рассредоточенным в его теле источником тепла удельной объемной производительности q_v (рис.I) и примем ряд упрощающих допущений.

Основываясь на теоретических результатах С.С.Силина [4], будем рассматривать установившийся процесс теплообмена при бурении-плавлении.

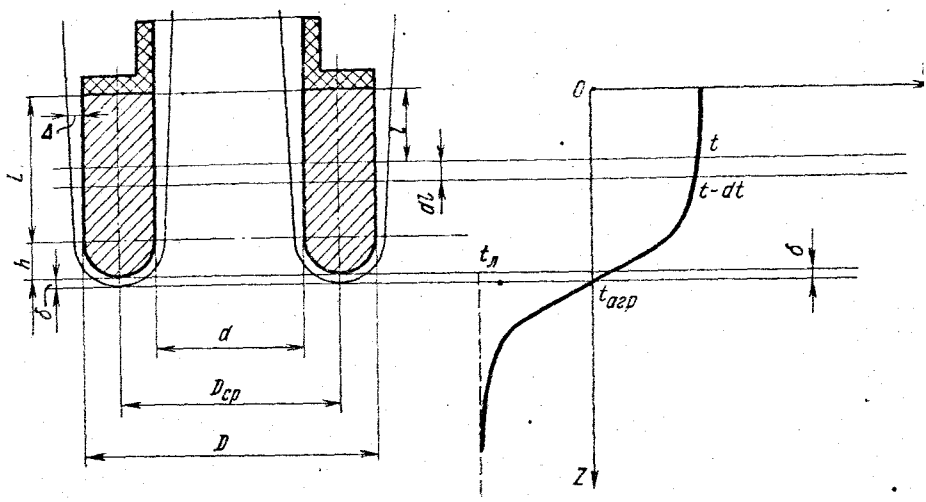


Рис.1. Схема к выводу исходных аналитических зависимостей

Принимая во внимание симметричность кольцевого нагревателя, решим одномерную задачу о продвижении фронта плавления в безграничной, изотропной по теплофизическим свойствам среде с постоянной скоростью v. Для этого ось Z направим вдоль оси скважины в направлении к забою, начало координат совместим с верхним торцом коронки (рис.I).

Поверхность коронки-нагревателя взаимодействует с ледовым забоем через непрерывно образующуюся в процессе плавления водяную прослойку толщиной δ. Считаем, что верхний торец коронки теплоизолирован и в теплообмене не участвует. Боковые поверхности взаимодействуют со стенками скважины через водяную прослойку толщиной Δ. Скважина полностью заполнена незамерзающей жидкостью, имеющей плотность $\rho_ж$.

При установившемся режиме работы нагревателя тепловой поток с его рабочей поверхности $q_{об}$ расходуется на нагрев воды в прослойке между торцевой поверхностью нагревателя и ледовым забоем $q_в$, плавление льда $q_{пл}$, создание температурного поля впереди движущегося забоя $q_п$, а также прогрев и плавление боковых стенок $q_с$. Для указанных условий справедливо уравнение

$$q_{об} = q_в + q_{пл} + q_п + q_с . \qquad (I)$$

Тепловой поток, расходуемый непосредственно на углубку, можно выразить следующим образом:

$$q_э = q_{об} + q_с$$

или

$$q_э = \frac{N - Q_с}{F_э} = q_в + q_{пл} + q_п , \qquad (2)$$

где N – общая мощность нагревателя, Вт; Q_c – количество тепла, затраченное в единицу времени на прогрев и плавление боковых стенок, Вт; $F_э$ – площадь проекции параболической части нагревателя, м^2.

При малых значениях $(Gr, Pr) < 1000$ теплопередача от горячей стенки к холодной в тонких прослойках обуславливается только теплопроводностью жидкости [2]. В нашем случае

$$(Gr, Pr) = \frac{g\Delta^3\rho t'}{a\nu} = \frac{0{,}81(1{,}5\cdot10^{-3})^3\cdot3{,}02\cdot10^{-4}\cdot25}{0{,}14\cdot10^{-6}\cdot1{,}5\cdot10^{-6}} = 793{,}56.$$

Здесь g – ускорение свободного падения, $g = 9{,}81$ м/с^2; Δ – средняя толщина водяной прослойки, $\Delta = 0{,}0015$ м; ρ – коэффициент объемного расширения воды, $\rho = 3{,}02\cdot10^{-4}$1/^{0}C; t' – средняя температура воды в прослойке, $t' = +25$ ^{0}C; a – коэффициент температуропроводности воды, $a = 0{,}14\cdot10^{-6}$ м^2/с; ν – коэффициент кинематической вязкости воды, $\nu = 1{,}5\cdot10^{-6}$ м^2/с.

Поэтому для количества тепла, расходуемого на прогрев и плавление боковых стенок, справедливо

$$dQ_c\Big|_0^{Q_c} = \frac{\lambda_в}{\Delta}\pi(D+d)(t-t_{агр})dl\Big|_0^{L}, \qquad (3)$$

где D и d – соответственно наружный и внутренний диаметры нагревателя, м; t – температура тела нагревателя, ^{0}C; $t_{агр}$ – температура агрегатного перехода, ^{0}C; $\lambda_в$ – коэффициент теплопроводности воды, Вт/(м·^{0}C); l – текущая координата цилиндрической части поверхности нагревателя, м; Δ – толщина водяной прослойки между нагревателем и стенкой скважины, м.

В уравнении (3) неизвестна t. Для ее определения напишем уравнение баланса тепла на элементарном участке dl вертикальной боковой поверхности нагревателя на расстоянии l от начала координат:

$$\frac{\pi}{4}(D^2-d^2)q_v dl - \frac{\lambda_в}{\Delta}\pi(D+d)(t-t_{агр})dl = \frac{\pi}{4}(D^2-d^2)\lambda_н\left[\frac{dt(l)}{dl} - \frac{dt(l+dl)}{dl}\right], \qquad (4)$$

где q_v – удельная объемная производительность нагревателя, Вт/м^3; $\lambda_н$ – коэффициент теплопроводности материала нагревателя, Вт/(м·^{0}C).

Напишем уравнение (4) в общепринятой форме линейного дифференциального уравнения второго порядка с постоянными коэффициентами:

$$\frac{d^2t}{dl^2} - \frac{4\lambda_в}{\Delta\lambda_н(D-d)}t + \frac{4\lambda_в}{\Delta\lambda_н(D-d)}t_{агр} + \frac{q_v}{\lambda_н} = 0. \qquad (5)$$

Обозначим

$$A = \frac{4\lambda_в}{\Delta\lambda_н(D-d)}; \quad B = \frac{4\lambda_в}{\Delta\lambda_н(D-d)}t_{агр} + \frac{q_v}{\lambda_н}.$$

и приведем уравнение (5) к виду

$$\frac{d^2t}{dl^2} - At = -B. \qquad (6)$$

Общее решение уравнения (6) имеет вид

$$t = C_1 e^{\sqrt{A}\,l} + C_2 e^{-\sqrt{A}\,l} + \frac{B}{A}. \qquad (7)$$

Постоянные интегрирования найдем из граничных условий. На верхнем торце нагревателя, где теплообмен прекращается, т.е. при $l = 0$ имеем

$$\frac{dt}{dl} = C_1\sqrt{A} - C_2\sqrt{A} = 0,$$

откуда

$$C_1 = C_2 = C.$$

Рабочая поверхность торца нагревателя при установившемся процессе плавления будет иметь некоторую температуру $t_н$, отклоняющуюся от 0 °С в положительную сторону по причине теплового сопротивления непрерывно образующейся водяной прослойки, т.е. при $l = L$

$$t_н = Ce^{\sqrt{A}L} + Ce^{-\sqrt{A}L} + \frac{B}{A};$$

откуда

$$C = \frac{t_н - \frac{B}{A}}{e^{\sqrt{A}L} + e^{-\sqrt{A}L}}.$$

Подставив значение C в общее решение (7), для распределения температуры в теле нагревателя при установившемся режиме получим

$$t = \left(t_н - \frac{B}{A}\right)\frac{e^{\sqrt{A}\,l} + e^{-\sqrt{A}\,l}}{e^{\sqrt{A}L} + e^{-\sqrt{A}L}} + \frac{B}{A}. \qquad (8)$$

Выражение для температуры (8) подставим в уравнение (3) и найдем

$$dQ_c = \frac{\lambda_в}{\Delta}(D+d)\left\{\left[\left(t_н - \frac{B}{A}\right)\frac{e^{\sqrt{A}\,l} + e^{-\sqrt{A}\,l}}{e^{\sqrt{A}L} + e^{-\sqrt{A}L}} + \frac{B}{A}\right] - t_{агр}\right\}dl. \qquad (9)$$

Проинтегрировав выражение (9) от 0 до L, получим

$$Q_c = \frac{\lambda_в}{\Delta}\pi(D+d)\left[\frac{t_н - \frac{B}{A}}{\sqrt{A}}\,\frac{e^{\sqrt{A}L} - e^{\sqrt{A}L}}{e^{\sqrt{A}L} + e^{-\sqrt{A}L}} + \left(\frac{B}{A} - t_{агр}\right)L\right]. \qquad (10)$$

Принимая во внимание, что

$$\frac{e^{\sqrt{A}L} - e^{-\sqrt{A}L}}{e^{\sqrt{A}L} + e^{-\sqrt{A}L}} = th\sqrt{A}L,$$

можно записать

$$Q_c = \frac{\lambda_в}{\Delta}\pi(D+d)\left[\frac{t_н - \frac{B}{A}}{\sqrt{A}}\,th\sqrt{A}L + \left(\frac{B}{A} - t_{агр}\right)L\right]. \quad (11)$$

Удельный тепловой поток с торца коронки на забой

$$q_э = \frac{N - \frac{\lambda_в}{\Delta}\pi(D+d)\left[\frac{t_н - \frac{B}{A}}{\sqrt{A}}\,th\sqrt{A}L + \left(\frac{B}{A} - t_{агр}\right)L\right]}{F_э}. \quad (12)$$

Удельное количество тепла, затраченное на прогрев водяной пленки, можно выразить как

$$q_в = c_в \frac{\rho_л}{\rho_в}\rho_в t' v$$

или

$$q_в = c_в \rho_л t' v,$$

где $c_в$ – удельная массовая теплоемкость воды, Дж/(кг·°С); $\rho_в$ – плотность воды, кг/м^3; v – скорость бурения-плавления, м/с; $\rho_л$ – плотность льда, кг/м^3; t' – температура воды в пленке, °С.

Учитывая малую толщину водяной пленки, характер изменения температуры в ней можно принять прямолинейным. Тогда

$$t' = \frac{t_н + t_{агр}}{2}.$$

Поскольку для льда $t_{агр} = 0$ °С, для сокращения записи выразим среднюю температуру водяной прослойки следующим образом:

$$t' = \frac{t_н}{2}.$$

Отсюда имеем

$$q_в = \frac{1}{2} c_в \rho_л t_н v. \quad (13)$$

Удельное количество тепла, затраченное на плавление льда,

$$q_{пл} = \varphi \rho_л v, \quad (14)$$

где φ – скрытая теплота плавления льда, Дж/кг.

Температурное поле впереди забоя в условиях установившегося режима бурения-плавления на основании методики движущегося теплового источника описывается выражением [1]

$$t = t_0 + \sigma H + \frac{q_п a_л}{\lambda_л v} e^{-\frac{v}{a_л} z}, \quad (15)$$

где t_0 – условно постоянная температура поверхности ледника, °С; σ – геотермический градиент, °С/м; H – глубина скважины, м; z – текущая координата впереди забоя, м; $a_л$ – коэффициент температуропроводности льда, м^2/с; $\lambda_л$ – коэффициент теплопроводности льда, Вт/(м·°С).

119997
Ленинградский Горный Институт
ГЛАВНАЯ БИБЛИОТЕКА

Полагая для поверхности забоя при $z = 0$ $t = t_{агр}$, из выражения (I5) получим аналитическую зависимость удельного количества тепла, затраченного на создание температурного поля впереди движущегося ледового забоя:

$$q_{п} = (t_{агр} - t_0 - \sigma H)\frac{\lambda_л}{a_л}. \qquad (I6)$$

Подставив значение $a_л = \lambda_л/(c_л\rho_л)$ в формулу (I6), получим

$$q_{п} = (t_{агр} - t_0 - \sigma H)c_л\rho_л v. \qquad (I7)$$

Приравняв (I2) сумме (I3), (I4) и (I7), получим

$$N - \frac{\lambda_в}{\Delta}\pi(D+d)\left[\frac{t_н - \frac{B}{A}}{\sqrt{A}}\operatorname{th}\sqrt{A}L + \left(\frac{B}{A} - t_{агр}\right)L\right] = F_з\left[\frac{1}{2}c_в\rho_л t_н + \rho_л\psi + (t_{агр} - t_0 - \sigma H)c_л\rho_л\right]v. \qquad (I8)$$

Отсюда для зависимости скорости бурения-плавления от температуры на рабочей поверхности имеем

$$v = \frac{N - \frac{\lambda_в}{\Delta}\pi(D+d)\left[\frac{t_н - \frac{B}{A}}{\sqrt{A}}\operatorname{th}\sqrt{A}L + \left(\frac{B}{A} - t_{агр}\right)L\right]}{F_з\rho_л\left[\frac{1}{2}c_в t_н + \phi + (t_{агр} - t_0 - \sigma H)c_л\right]}. \qquad (I9)$$

На контакте коронки-нагревателя с ледовым забоем сохраняется пленка воды, толщина которой δ определяется гидравлическими сопротивлениями при выдавливании воды из-под коронки-нагревателя.

Удельное механическое давление термобурового снаряда на забой в скважине, заполненной незамерзающей жидкостью, $\frac{P_{сн} - \rho_ж g V_{сн}}{f_з}$ уравновешивается при этом гидродинамическим P_1 и гидростатическим P_2 давлениями непрерывно движущейся под поверхностью нагревателя пленки воды, которые определяются формулой Дарси-Вейсбаха и высотой плечки:

$$\frac{P_{сн} - \rho_ж g V_{сн}}{f_з} = P_1 + P_2 \qquad (20)$$

или

$$\frac{P_{сн} - \rho_ж g V_{сн}}{f_з} = \lambda\frac{\rho_в w^2}{2D_э}s + \rho_в g(L+h), \qquad (2I)$$

где $P_{сн}$ – масса снаряда, Н; λ – безразмерный коэффициент гидравлического сопротивления выдавливаемой воды; $\rho_в$ – плотность воды, кг/м^3; w – средняя по сечению канала объемная скорость движения воды, м/с; $\rho_ж$ – плотность жидкости, заполняющей скважину, кг/м^3; $V_{сн}$ – объем термобурового снаряда, м^3; $f_з$ – площадь забоя, м^2; $D_э$ – эквивалентный диаметр щелевого канала, м; s – длина канала, м; $(L+h)$ – полная высота коронки-нагревателя, м.

В целях упрощения задачи будем пренебрегать изменением давления и толщины водяной пленки по высоте поверхности торца нагревателя. Учитывая, что ширина кольца нагревателя много меньше его диаметра ($b/D \ll 1$), можно считать, что точкой раздвоения потока является точка перегиба параболы. Эквивалентный диаметр щелевого канала определится из выражения

$$D_э = \frac{4f}{\Pi}, \tag{22}$$

где f – площадь сечения канала, м^2; Π – смоченный периметр канала, м.

Из выражения (22) для нашего случая

$$D_э = 2\delta.$$

Поскольку толщина водяной пленки очень мала, режим движения воды в ней ламинарный. В этом случае коэффициент гидравлического сопротивления λ определяется законом Пуазейля:

$$\lambda = \frac{K}{Re} = \frac{96\nu}{2w\delta}, \tag{23}$$

где K – коэффициент, учитывающий форму канала (для канала, имеющего в сечении форму кольца, $K = 96$ [3]; ν – коэффициент кинематической вязкости воды в пленке, м^2/с.

Скорость движения талой воды в среднем сечении пленки определяется объемным расходом воды, выделяющейся при плавлении льда в единицу времени,

$$V_в = \frac{\pi}{4}(D^2 - d^2)v \tag{24}$$

и площадью поперечного сечения щелевого канала

$$f = \pi D_{ср}\delta, \tag{25}$$

где $D_{ср}$ – диаметр коронки-нагревателя в среднем сечении, $D_{ср} = (D+d)/2$, м.

Поскольку через среднее сечение канала проходит только I/4 часть воды, то скорость

$$w = \frac{V_в}{4f} = \frac{(D^2 - d^2)v}{16 D_{ср}\delta}. \tag{26}$$

Подставив в формулу (2I) значения $D_э$, λ и w, проведя соответствующие преобразования и решив это уравнение относительно δ, получим

$$\delta = 0{,}91\sqrt[3]{\frac{2\nu\rho_в s v(D-d)}{\frac{\rho_{сн} - \rho_ж g V_{сн}}{f_э} - \rho_в g(L+h)}}. \tag{27}$$

Удельный тепловой поток, проходящий через пленку воды от нагревателя в ледовый забой, можно выразить как

$$q = \frac{\lambda^*_в}{\delta}(t_н - t_{агр}), \qquad (1$$

где $\lambda^*_в$ – эквивалентный коэффициент теплопроводности воды в пленке, Вт/(м·°С).

Этот тепловой поток обеспечивает плавление льда ($q_{пл}$) и создание температурного поля впереди забоя ($q_п$):

$$q = q_{пл} + q_п. \qquad (2$$

Приравняв (28) сумме выражений (I4) и (I7) и решив относительно δ получим

$$\delta = \frac{\lambda^*_в(t_н - t_{агр})}{\rho_л v\left[\phi + (t_{агр} - t_0 - бH)c_л\right]}. \qquad (3$$

Имея теперь два независимых выражения для δ, приравняв их и решив относительно $t_н$, находим аналитическую зависимость между температурой на поверхности нагревателя и скоростью бурения-плавления с учетом экранирующего влияния водяной пленки:

$$t_н = 0{,}91\, v^{4/3}\frac{\rho_л}{\lambda^*_в}\left\{\left[\phi + (t_{агр} - t_0 - бH)c_л\right]\sqrt[3]{\frac{2\nu\rho_в s(D-d)}{\frac{P_{сн} - \rho_ж g V_{сн}}{f_э} - \rho_в g(L+h)}}\right\} + t_{агр}. \qquad (3I)$$

Для удобства дальнейших расчетов обозначим

$$M = \frac{\rho_л}{\lambda^*_в}\left[\phi + (t_{агр} - t_0 - бH)c_л\right]\sqrt[3]{\frac{2\nu\rho_в s(D-d)}{\frac{P_{сн} - \rho_ж g V_{сн}}{f_э} - \rho_в g(L+h)}}.$$

Тогда формула (3I) примет вид

$$t_н = 0{,}91 M v^{4/3} + t_{агр}. \qquad (32)$$

Подставив выражение (32) в соотношение (I9), получим общее уравнение для скорости бурения-плавления залитых жидкостью скважин с учетом всех основных, определяющих процесс факторов:

$$v = \frac{N - \frac{\lambda_в}{\Delta}\pi(D+d)\left[\frac{0{,}91 M v^{4/3} + t_{агр} - \frac{B}{A}}{\sqrt{A}}\operatorname{th}\sqrt{A}L + \left(\frac{B}{A} - t_{агр}\right)L\right]}{F_э\rho_л\left[\frac{1}{2}c_в(0{,}91 M v^{4/3} + t_{агр}) + \phi + (t_{агр} - t_0 - бH)c_л\right]}. \qquad (33)$$

Для случая плавления льда, когда $t_{агр} = 0$, коэффициент преобразуется в выражение

$$M = \frac{\rho_л}{\lambda^*_в}\left[\phi - (t_0 + бH)c_л\right]\sqrt[3]{\frac{2\nu\rho_в s(D-d)}{\frac{P_{сн} + \rho_ж g V_{сн}}{f_э} - \rho_в g(L+h)}}$$

и формула (33) принимает более простой вид:

$$v = \frac{N - \frac{\lambda_в}{\Delta}\pi(D+d)\left[\frac{0{,}91Mv^{4/3} - \frac{B}{A}}{\sqrt{A}}\,\mathrm{th}\sqrt{A}L + \frac{B}{A}L\right]}{F_3\rho_л\left[0{,}455Mv^{4/3}c_в + \phi - (t_0 + 6H)c_л\right]}. \qquad (34)$$

Решая это трансцендентное уравнение методом последовательных приближений, можно определить скорость бурения-плавления.

Формула (34) позволяет проследить влияние на скорость бурения-плавления как различных внешних факторов, например, естественной температуры льда и его плотности, так и факторов конструктивного и технологического характера – свойств материалов, из которых изготовлена коронка, электрической мощности нагревателя, осевой нагрузки и др.

Рассчитаем скорость бурения-плавления при следующих исходных данных: $t_л$ = -57 °С; – 30°С; $\rho_л$ = 920 кг/м³; $\lambda_л$ = 2,25 Вт/(м·°С); $c_л$ = = 2,26·10³ Дж/(кг·°С) = 2,26·10³ Вт·с/(кг·°С); ϕ = 3,35·10⁵ Дж/кг = = 3,35·10⁵ Вт·с/кг; $\rho_в$ = 1000 кг/м³; $\lambda_в$ = 0,58 Вт/(м·°С); $c_в$ = = 4,187·10³ Дж/(кг·°С) = 4,187·10³ Вт·с/(кг·°С); ν = 1,5·10⁻⁶ м²/с; $\rho_ж$ = 920 кг/м³.

Осредненные значения величин, характеризующих свойства льда, приняты при температуре, близкой к 0 °С, которая является определяющей для процесса плавления, а величин, характеризующих свойства воды, – при температуре 5–10 °С. Данные пределы значений температуры воды соответствуют реально наблюдаемым в призабойной зоне скважины. Эквивалентный коэффициент теплопроводности тонкой водяной пленки под поверхностью нагревателя в условиях "предельного числа Нуссельта" при ламинарном течении по данным Б.С.Петухова [3] принят

$$\lambda^*_в = 3{,}77\lambda_в,$$

откуда при $\lambda_в$ = 0,58 Вт/(м·°С) имеем $\lambda^*_в$ = 2,187 Вт/(м·°С).

В качестве величин, характеризующих параметры теплового снаряда, принимались постоянными D = 0,152 м; d = 0,114 м; h = 0,01 м; b = = 0,019 м, а остальным придавались следующие значения: L – 0,01; 0,02; 0,03; 0,04; 0,05; 0,06 м; $\lambda_и$ – 200 (алюминий), 400 (медь) Вт/(м·°С); N – 1000, 2000, 3000, 4000, 5000 Вт.

Удельная объемная теплопроизводительность вычислялась по формуле

$$q_v = \frac{N}{\frac{\pi}{4}(D^2 - d^2)(L+h)}.$$

Реальный тепловой снаряд ТБЭС-152М для залитой скважины при его массе 150–200 кг и поперечных размерах кольцевого нагревателя D/d = = 0,152/0,114 создает удельное давление на забой $P_{уд}$ = 2·10⁵÷2,5·10⁵ Па. Для рассмотрения зависимости скорости от удельной осевой нагрузки при расчетах последней придавались следующие значения $P_{уд}$: 1,0; 10; 10²; 10³; 10⁴; 10⁵; 2·10⁵; 3·10⁵; 4·10⁵; 5·10⁵ Па.

Во всех случаях принималась $t_{агр} = 0\ ^{0}C$; $\Delta = 0{,}0015$ м. Если отвлечься от изменений реологических свойств льда с глубиной, то с увеличением последней меняется лишь естественная температура льда. Поэтому при расчетах в формуле (34) принято

$$t_л = t_0 + \sigma H,$$

а естественной температуре льда придавались значения $t_л = 0$; -10; -20; -30; -40; -50; -60 ^{0}C.

Для нашего случая в рассматриваемом сечении коронки

$$D_{ср} = \frac{D+d}{2} = 0{,}133 \text{ м}.$$

Длина s щелевого канала определялась по формуле

$$s = 0{,}785b.$$

Площадь проекции поверхности торцевой части коронки

$$F_э = \pi b D_{ср} = \frac{\pi}{2} b(D+d).$$

Площадь поверхности забоя при определении удельной осевой нагрузки определялась по формуле

$$f_э = \frac{\pi}{4}(D^2 - d^2).$$

Вариантные расчеты проводились на ЭЦВМ «М4030-1" и «Минск-5".

Расчетные зависимости скорости бурения-плавления для медной коронки-нагревателя ($\lambda_н = 400$ Вт/(м·^{0}C) от подводимой мощности при осевой нагрузке $P_{уд} = 2 \cdot 10^5$ Па и температуре льда $t_л$, равной -57 и 30 ^{0}C свидетельствуют, что между этими величинами прямолинейная зависимость, причем градиент скорости тем больше, чем выше температура ледника. Однако существенное повышение удельной мощности нагревателя при ограниченных геометрических размерах коронки является весьма сложной задачей.

На рис.2,б представлены расчетные зависимости скорости бурения-плавления от осевой нагрузки для медной коронки при температуре льда $t_л = -57\ ^{0}C$ и мощности нагревателя $N = 3500$ Вт. Из графика видно, что увеличение осевой нагрузки существенно сказывается на скорости бурения в диапазоне $P_{уд}$ от $5 \cdot 10^2$ до 10^3 Па. При дальнейшем увеличении нагрузки скорость бурения-плавления практически не растет. Таким образом, повышать удельную осевую нагрузку на забой путем увеличения массы снаряда нецелесообразно.

Оптимальные значения осевой нагрузки находятся в пределах 10^3-10^4 Па, что соответствует нагрузкам, создаваемым весом погруженного в жидкость бурового снаряда ТБЗС-152.

Расчетные зависимости скорости бурения-плавления от естественной температуры льда при мощности 2500 и 3500 Вт (рис.2, в) показывают, что понижение температуры льда незначительно влияет на скорость бурения-плав-

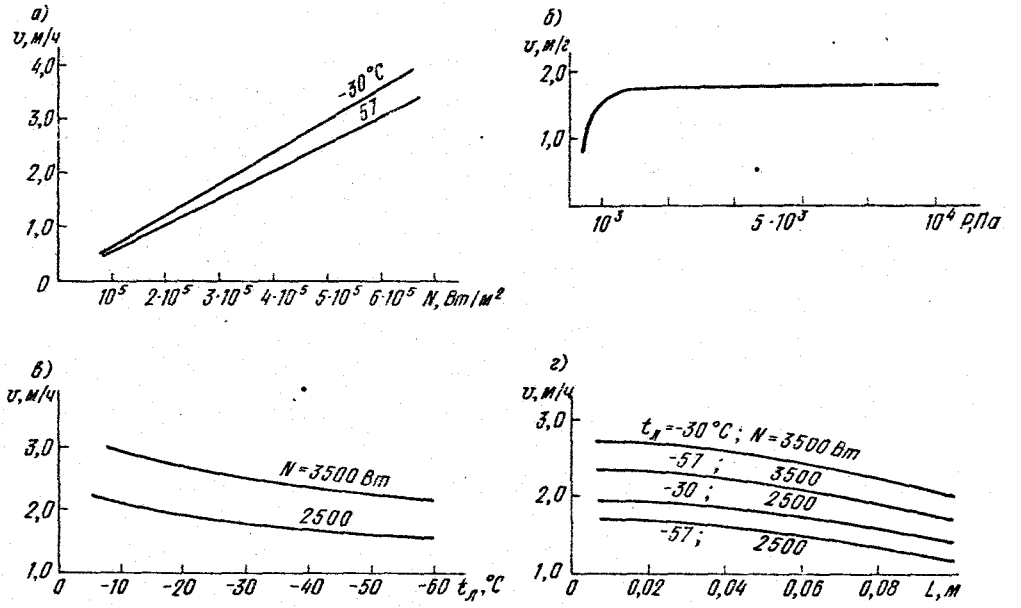


Рис.2. Расчетные зависимости скорости бурения-плавления: а - от подводимой мощности; б - от удельной осевой нагрузки; в - от естественной температуры льда; г - от высоты цилиндрической части медной коронки

ления, так как основная часть подводимой энергии расходуется на фазовый переход (лед-вода). Характер зависимости скорости бурения-плавления от естественной температуры льда при разных значениях подводимой мощности не изменяется.

При увеличении высоты цилиндрической части кольцевой коронки-нагревателя скорость бурения-плавления падает, поскольку увеличивается количество энергии, расходуемой на плавление стенок скважины (рис.2, г). Более интенсивно скорость падает при $L > 0{,}04$ м. При зазоре между коронкой-нагревателем и стенками скважины и керна не менее 2 мм для обеспечения нормального технологического процесса бурения-плавления высота цилиндрической части коронки не должна превышать 0,04 м.

Выводы

I. На основе полученных аналитических выражений для скорости бурения-плавления массива льда показано, что водяная прослойка под торцом коронки-нагревателя оказывает экранирующее действие.

2. Расчетный анализ на ЭВМ «М-4030» и «Минск-5» полученных аналитических зависимостей скорости бурения-плавления показал, что наиболее важными факторами, определяющими рациональный процесс бурения, являются электрическая мощность, подводимая к коронке-нагревателю, форма торцевой части коронки и высота ее цилиндрических поверхностей. Осевая нагрузка

оказывает существенное влияние до величины $P_{уд} = 10^3$ Н/м^2. Естественная температура льда мало влияет на скорость бурения-плавления.

3. Анализ расчетных данных позволяет считать, что бурение-плавление скважин, заполненных незамерзающей жидкостью, вполне осуществимо и эффективно при существующем уровне развития техники.

4. Расчеты позволили установить и обосновать область наиболее рациональных значений конструктивных параметров термобурового снаряда, влияющих на процесс бурения-плавления скважин, заполненных незамерзающей жидкостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудряшов Б.Б. Бурение-протаивание льда в Антарктиде. - В кн.: Проблемы разработки месторождений полезных ископаемых Севера. Тезисы доклада научно-технической конференции. Л., ЛГИ, 1970.

2. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М.-Л., Госэнергоиздат, 1947.

3. Петухов Б.С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М., 1967.

4. Силин С.С. Расчет температурных полей при термическом бурении ледяных пластов. - ИФЖ, 1966, № 1.

5. Чистяков В.К., Чугунов В.А. Исследование влияния формы нагревателя на скорость бурения-плавления горных пород. - Зап. ЛГИ, 1976, т. 86, вып. 2.

6. Чистяков В.К., Фомин С.А. Оптимизация формы рабочей поверхности нагревателя при бурении-плавлении. - В кн.: Физические процессы горного производства. Всесоюз. межвуз. сб. Л., изд. ЛГИ, 1981, вып. 9.