

YER OSTI GIDRAVLİKASI

TOSHKENT



**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI**

YER OSTI GIDRAVLIKASI

*O'zbekiston Respublikasi oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi
tomonidan 5542000 – «Neft va gaz konlarini ishga tushirish va
ulardan foydalanish» bakalavr va ta'lim yo'nalishi talabalari
uchun darslik sifatida tavsiya etilgan*

TOSHKENT – 2015

UO'K: 553.98:551.577.54 (075)

KBK 30.123

Y-59

Y-59 Yer osti gidravlikasi. –T.: «Fan va texnologiya», 2015, 256 bet.

ISBN 978–9943–990–85–2

Darslikda bir jinsli va bir jinsli bo'lmagan g'ovak va yoriqsimon muhitlarda suyuqlik va gazlarning bir fazali va ko'p fazali filtratsiyalarning gidradinamik nazariyalari keltirilgan. Barqaror va nobarqaror filtratsiya hamda mukammal va nomukammal quduqlar interferensiyalarining hisob usullari ko'rsatilgan.

Darslik 5311900 – «Neft va gaz konlarini ishga tushirish va ulardan foydalanish» bakalavr ta'lim yo'nalishining talabalari uchun mo'ljallangan.

* * *

В учебнике приведены гидродинамическая теория однофазной и многофазной фильтрации жидкостей и газов в однородных и неоднородных пористых и трешеноватых средах. Рассмотрены стационарная и нестационарная фильтрация и методы расчета интерференции совершенных и несовершенных скважин.

* * *

In this text book it is described the hydrodynamic theory of a single phase and multiphase filtration of the some type and different type liquids and gases. we studied it in stationery condition and not stationery condition of filtration and methods of country interference of perfect and imperfect oil wells and we gave an example of filtration of liquids that is with the free surface main differentiation level of underneath hydraulic this textbook is referred the students of oil and gas faculty in the direction of bachelor.

UO'K: 553.98:551.577.54 (075)

KBK 30.123

Mualliflar:

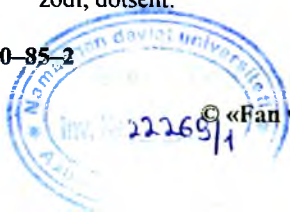
N.N.MAXMUDOV, M.A.TURSUNOV, S.S.ESHEV, X.B.ASADOVA

Taqrizchilar:

A.X.Agzamov – «Gissarneftgaz» qo'shma korxonasi bosh mutaxassisi, texnika fanlari doktori, professor;

A.Murtazayev – Toshkent davlat texnika universiteti «Neft va gaz quduqlarini burg'ulash» kafedrasini mudiri, texnika fanlari nomzodi, dotsent.

ISBN 978–9943–990–85–2



© «Fan va texnologiya» nashriyoti, 2015.

SO‘Z BOSHI

Ushbu darslikda yer osti fluidlar filtratsiya oqimlarining qonunlari, gidravlik hodisalar va har xil hisoblash usullari to‘g‘ri-sida ma‘lumotlar keltirilgan.

Mamlakatimizda neft va gaz sohasining keng miqyosidagi taraqqiyoti yangi texnik jihatdan mukammallashgan neft va gaz konlarini loyihalashga va ularni samarali ishlatishga olib keldi. Bu neft va gaz konlarini yuqori darajada unumli ishlashi uchun bularni tarkibiga kiradigan kompleks muhandis hisoblarning asosiy qismi bo‘lib sanaladigan gidravlik hisoblar olib boriladi. Shuning uchun o‘quv qo‘llanmada yuqorida aytib o‘tilgan neft va gaz konlari masalalari bilan bog‘liq bo‘lgan gidravlik hisoblarga e‘tibor berilgan. O‘quv qo‘llanma yer osti gidravlikasi elementlari bilan dastlabki tushunchaga ega bo‘lish uchun mo‘ljallangan va unda neft va gaz fakulteti talabalari uchun o‘tiladigan o‘quv dasturni qamrab oladigan ma‘lumotlar tanlangan. Hozirgi paytda yer osti gidravlikasi bo‘yicha rus tilida ko‘pgina o‘quv adabiyotlar mavjud.

Darslikda hozirgi zamon gidravlik hisoblarini to‘liq kiritish imkoniyati yo‘q, chunki darslikning hajmi buni taqozo etmaydi. Shuning uchun ba‘zi hollarda talabalar gidravlik ma‘lumotlar va normativ adabiyotlarga murojaat etishlariga to‘g‘ri keladi.

Hozirgi vaqtda «yer osti gidravlikasi» fanidan o‘zbek tilida darslik yoki o‘quv qo‘llanma yozilmagan. Shu sababli, o‘quv dasturni imkon qadar qamrab oladigan o‘quv darslik tayyorlanishi kerakligi paydo bo‘ldi. Darslik birinchilardan bo‘lib o‘zbek tilining lotin alifbosida tayyorlandi.

KIRISH

Yer osti gidravlikasi fani va uning qisqacha rivojlanish tarixi

Yer osti gidravlikasi mexanik harakatning turli ko'rinishlarini o'rgangani sababli, uni mexanikani bo'limi deb hisoblab, yer osti gidrogazomexanikasi deb atash mumkin.

Real qatlamdagi suyuqlik va gaz harakatiga oid ma'lumotlar asosida yer osti gidravlikasining u yoki bu murakkab masalalari o'rganilmoqda hamda ularning yechimlari matematik usullar yordamida topilmoqda.

Tabiiy yer osti qatlam suvlari mavjud. Yotqiziqlardan neft va gaz olinishi bilan qatlamda suyuqlik va gazning harakati boshlanadi. Bu harakat o'ziga xos xususiyatlar bilan quvur yoki ochiq o'zandagi harakatlardan farqlanadi. G'ovak yoki yoriqsimon muhitda ularni harakat xususiyatlarini bilish neft va gaz konlarini samarali ishlatish uchun zarur. Qatlamning neft va gaz berish jarayonini qatlamning o'zida sodir bo'ladigan fizik - kimyoviy hodisalar bilan kuzatiladi. Agar suyuqlik harakati tor tirqishlar (kanallar va mayda yoriqlar) bo'yicha bo'lsa, suyuqlik zarrachasi harakatlanadigan mayda kanallar devorlarida, suyuqlik molekulasi va qattiq jism o'rtasidagi o'zaro ta'sir natijasida, tog' jinsi ichida sirtqi hodisalar ro'y beradi. Gaz bosimi o'zgarishida qatlamlarda tabiiy gaz suyuqliklarda eriydi yoki eritmadan ajralib chiqadi.

Suyuqlik va gazning qatlamlardagi harakati xususiyatlari yuqori qatlamli harorat va bosimlari bilan tushuntiriladi. Bundan kelib chiqadiki, neft yoki gaz konini ratsional ishlatishda, nafaqat yer osti gidravlikasini bilish, balki geologiya, geofizika, qatlam fizikasi va boshqa fanlarni ham bilish kerak bo'ladi.

Yer osti gidravlikasi fani faqat neftli va gazli yotqiziq larni ratsional ishlatishda qo'llanib qolmay, balki xalq xo'jaligining turli sohalarida ham qo'llaniladi.

Hozirgi vaqtda yangi neft va gaz konlarini loyihalashtirish va ishlatishda hamda quduqlardan foydalanishda yer osti gidravlikasi qonunlarini qo'llamasdan tasavvur etib bo'lmaydi. Berilgan qatlamda

quduqlarni qanday joylashtirish kerak; qatlamga nechta quduq va ular qanday ketma- ketlikda kiritilishlari kerak; ularda qanday ish rejimini saqlab turish kerak; bosimni saqlab turish uchun qatlamga qancha miqdorda suv haydash kerak; qatlamga suyuqlik yoki gaz harakatini yo'naltirish va rostdash kerak, bular va bunga o'xshash ko'pgina savollar yer osti gidravlikasi qonuniyatlari asosida yechiladi.

Bu savollarning to'g'ri yechilishi butun neft qazib chiqarish rayonlarining neft va gaz ishlab chiqarish va iqtisodiy effektiga bog'liq. Buning uchun neft-gaz tashuvchi qatlamlardagi yer osti oqimlarning qonuniyatlarini bilish kerak. Qatlam gidrodinamik masalalari bilan Respublikamizdagi va boshqa davlatlardagi ilmiy-tekshirish institutlari shug'ullanadilar.

Yer osti gidravlikasi tarixiga nazar solsak, bu fanning rivojlanishiga XIX asr o'rtalarida fransuz muhandisi G.Darsi tomonidan asos solingan. 1856-yilda tajribalar yordamida filtratsiya hodisalarini o'rganib, o'zining Darsi qonunini yaratdi.

Yer osti gidravlikasiga rivojlanishiga Ch.Slixter tomonidan hissa qo'shildi. U ideal va fiktiv (yasama) grunt tushunchalarini kiritib, fiktiv gruntning g'ovakligi hajmiy va yuzali bo'shliqlar zarrachalarining diametriga bog'liq emas, balki ularning zich joylashishiga bog'liq ekanligini ko'rsatadi.

XIX asr oxirida N.U. Jukovskiy «Yer osti suvlari harakati haqida nazariy tadqiqot» ilmiy ishini e'lon qildi. U birinchilardan bo'lib, filtratsiya differensial tenglamasini keltirib chiqardi. U bosim koordinatlar funksiyasi sifatida Laplas tenglamasini qanoatlantirishini, issiqlik o'tkazuvchanlik va filtratsiyani matematik analogiyada ko'rsatdi.

Yer osti gidravlikasi sohasida nazariy tadqiqotlar I.Dyupyui tomonidan olib borildi. Uning ishlarida Darsining tajribaviy qonuni gidravlik asoslab berildi.

1856-yildan F.Forxgeymer ko'pgina yer osti gidravlikasi masalalarining yechimi uchun potensial nazariya usulidan keng foydalandi.

1922-yilda N.N.Pavlovskiy tomonidan, yer osti gidravlikasining ko'pgina masalalarini birinchilardan bo'lib, matematikaviy fizikaning chegaraviy masalalarini shakllantirdi va ularni umumiy yechish usullarini ko'rsatdi. N.N. Pavlovskiy yer osti masalalarini yechish uchun elektrogidrodinamik analogiya usulini amalda ishlab chiqdi.

1920-yillardan boshlab yer osti suvlari oqimi masalalari bilan bir qatorda yangi yo'nalish «gaz-neft» yer osti gidravlikasi ham rivojlana boshladi. Bu yangi yo'nalishga birinchilardan bo'lib akademik L.S.Leybenzon asos soldi.

L.S.Leybenzon nazariy va tajriba tadqiqotlari asosida birinchi bo'lib, g'ovak muhitda gaz va gaz harakatining differensial tenglamasini keltirib chiqardi.

U qatlamlardagi neft va gaz zaxiralarini hisoblash usullarini, neft va gazni suv bilan siqib chiqarish masalalarini matematik tahlil qildi.

Keyingi neft-gaz yer osti gidromexanikasining rivojlanishiga akad. L.S.Leybenzon shogirdlari hissa qo'shdilar. Neft-gaz suv tashuvchi qatlamda filtratsiya nazariyasini rivojlanishida akad. S.A.Xristianovich, professorlar B.B.Lapuk, I.A.Charny, V.N.Shelkachev, K.S. Basniyev, G.B. Pixachevlar o'zlarining katta hissalarini qo'shdilar.

1. FILTRATSIYA NAZARIYASI TO‘G‘RISIDA ASOSIY TUSHUNCHALAR

1.1. Tabiiy qatlamlardagi flyuidlar harakatining xususiyatlari

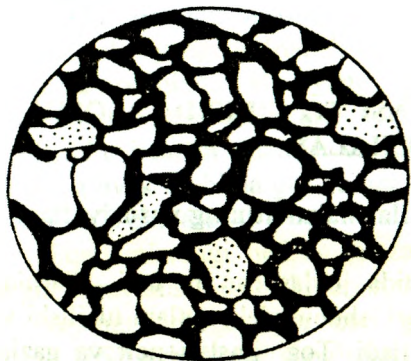
Neft va tabiiy gazlar yer ostida joylashgan bo‘ladi. Ularning to‘planishi tog‘ jinslari aralashishlari, shuningdek, qatlam tuzilishi va boshqa xususiyatlariga bog‘liq bo‘ladi. Tog‘ jinslari neft va gazlar joylashadigan joy bo‘lib, bir vaqtning o‘zida ularni ishlovga uzatish vazifasini ham bajaradi. Shuning uchun ularni kollektor jinslar deyiladi. Tabiiy suyuqliklar (neft, gaz, yer osti suvlari) asosan tog‘ jinslari yotqiziqlarining g‘ovakliklari va yoriqlarida bo‘ladi. Ularning harakati tabiiy protsesslar oqibatida (uglevodorodlar migratsiyasi) yoki inson harakati (tabiiy yer osti boyliklarini qazib olish va gidrotexnik inshootlardan foydalanish) natijasida sodir bo‘ladi.

Suyuqliklarning, gazlarning va ular aralashmalarining bir - biriga o‘zaro bog‘liq bo‘lgan g‘ovaklardagi yoki yoriqlardagi harakatiga filtratsiya deyiladi. Yer osti gidravlikasi fani filtratsiya qonuniyatlarini o‘rganadi.

Filtratsiya nazariyasi, yaxlit muhit mexanikasining bo‘limi bo‘lib, gidrotexnika, gidromelioratsiya, gidrogeologiya, tog‘ ishi, neft va gaz qazib olish, kimyo texnologiya sohalariga bo‘lgan talab natijasida rivojlanmoqda. Neftgazsuvli qatlamlarni ishlatishda nazariy asos bo‘lib, yer osti neft-gaz mexanikasi hisoblanadi. Tog‘ jinslari cho‘kindilari qalinliklaridan o‘tadigan flyuidlar harakati boshqa gidrodinamika (suyuqliklarning ochiq o‘zandagi harakati) va filtratsiya tadqiqot usullaridan (masalan, kimyoviy texnologiya va gidrotexnika) o‘ziga xos xususiyatlari bilan ajralib turadi.

Cho‘kindi tog‘ jinslarining g‘ovaklik muhiti kengligi – murakkab boshqarilmaydigan zarrachalararo tutash g‘ovak sistema bo‘lib, bularda alohida g‘ovak kanallar ajratish qiyin bo‘ladi. (1.1 - rasm). Qumlardagi g‘ovaklik o‘lchamlari bir yoki o‘nlab mikrometrlarni tashkil etadi.

Karbonatli jinslar (ohaklar, dolomitlar) yanada murakkabroq g‘ovak muhitga ega bo‘lib bir jinsli bo‘lmagan birlamchi g‘ovaklar,



1.1-rasm. Neft bilan to'yingan qumtosh shlifi.

yoriqlar, kanallar va kovaklar sistemasi bilan xarakterlanadi. Jinsning bir xil bo'lmaganligi, ular tuzilishi qatlamliligining tektonik buzilishlari neft va gaz yotqiziqlari tuzilishini murakkablashtiradi. Kon razvedkasi, qatlamlarni tadqiqot qilish, neft va gazni qazib chiqarish bir-biridan yuz metr lab masofada joylashtirilgan diametrlari 100–200 mm bo'lgan quduqlar yordamida olib boriladi.

1.2. G'ovak muhit va uning filtratsiya xarakteristikalari

G'ovak muhit deb, bir - biri bilan jips yotgan sementlangan yoki sementlanmagan juda ko'p qattiq zarrachalar orasiga (g'ovaklar, yoriqlar) suyuqlik yoki gaz joylashishi mumkin bo'lgan muhitga aytiladi.

Jinslardagi g'ovaklikni ma'lum darajada xarakterlash mumkin. Agarda g'ovak jism va suyuqlik orasidagi o'zaro munosabatdan kelib chiqadigan bo'lsak, g'ovakliklarni uchta asosiy guruhlarga bo'lish mumkin. Juda kichik bo'shliqlarda suyuqlik va jism orasidagi molekular kuchlar ta'siri nihoyatda katta bo'ladi. Bunday bo'shliqlar molekular g'ovakliklar deb yuritiladi. Juda katta yirik bo'shliqlardagi suyuqlik harakatiga jism, ya'ni bo'shliq devorining ta'siri hal qiluvchi rol o'ynamaydi. Bunday bo'shliqlar kovaklar deyiladi. Kattaligi jihatidan molekular g'ovakliklar va kovaklar oralig'ida joylashgan bo'shliqlarga g'ovaklar deyiladi.

G'ovaklar o'zaro tutashgan (ochiq) yoki tutashmagan (yopiq) bo'lishi mumkin. Suyuqlik faqat ochiq g'ovaklarda harakatlanishi mumkin. O'zaro ochiq g'ovaklar aktiv g'ovaklikni, barcha g'ovaklar umumiy g'ovaklikni tashkil etadi.

Ba'zan g'ovaklar kattaligi jihatidan xarakterlanadi. Xususan ohaktosh va dolomitlarda tog' jinsining erishi natijasida hosil bo'lgan,

uncha katta bo'lmagan bo'shliqlar jeodlar va ular tashkil etgan hajm jeod hajm deyiladi.

G'ovak jismlar tuzilishi jihatidan tartiblangan va tartibsiz g'ovaklikka ega bo'ladi. Masalan, bir xil diametrli sharlarning muntazam ravishda joylashishi tartiblangan g'ovaklikka ega bo'lgan g'ovak jismdan tashkil topadi. Bir bo'lak non esa tartibsiz g'ovakliklarga ega bo'lgan jismga misol bo'ladi.

Jismning g'ovakligini g'ovaklik koeffitsiyenti ifodalaydi. G'ovaklik koeffitsiyenti m deb, undagi V_0 bo'shliqlar egallagan hajmning V jism umumiy hajmi nisbatiga aytiladi:

$$m = \frac{V_0}{V} \quad (1.1)$$

Ba'zan g'ovaklik bilan bir qatorda g'ovak yuzasi tushunchasi kiritiladi. G'ovak yuzasi koeffitsiyenti n deb g'ovak muhitning qandaydir kesimi ω g'ovak yuzalarining shu kesimning ω to'liq yuzasi nisbatiga aytiladi:

$$n = \frac{\omega_0}{\omega} \quad (1.2)$$

Qatlamning qaraladigan nuqtasida $n=m$.

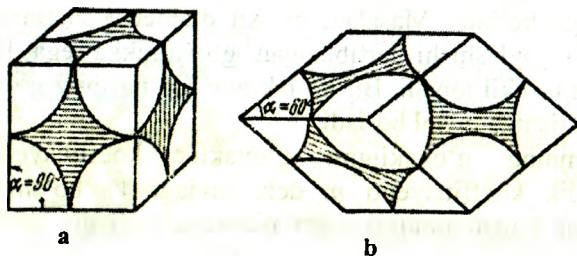
Geometrik o'xshash muhitlarda g'ovaklik koeffitsiyenti bir xil bo'ladi. U g'ovak muhit tuzilishini va g'ovak o'lchamlarini xarakterlamaydi.

Shu sababli, g'ovak muhitni ta'riflab ko'rsatishda, qandaydir g'ovak muhitni xarakterlaydigan o'lcham kiritish kerak bo'ladi. Masalan, bu o'lcham g'ovak kanalining qandaydir d o'rtacha o'lchami yoki g'ovak skeletning alohida zarrachasi bo'lishi mumkin.

Real gruntlardagi g'ovak kanallar noto'g'ri formaga va har xil o'lchamlarga ega bo'lganliklari sababli, ulardagi suyuqlik va gaz harakatini o'rganib bo'lmaydi. Shuning uchun g'ovak muhitni o'rganishdagi nazariy tadqiqotlarda ideal grunt va fiktiv (yasama) grunt modellaridan foydalaniladi (1.2-rasm).

Ideal grunt modelida hamma g'ovaklar bir-biriga parallel bo'lgan tor silindrlar to'plamidan tashkil topgan deb tushuniladi. Fiktiv grunt modelida esa, g'ovaklar bir xil diametrga ega bo'lgan shar ko'rinishidagi ko'p sonli zarrachalardan tashkil topgan deb tushuniladi. Amerikalik gidrogeolog Ch. Slixter soddalashgan filtratsiya naza-

riyasini yaratdi. Bunda g'ovak kanallardagi suyuqlikning harakati silindr naychalardagi suyuqlik oqib o'tishi bilan solishtiriladi.



1.2-rasm. Fiktiv grunt elementi.

Fiktiv grunt formulalarini tabiiy gruntga qo'llash uchun, real gruntga unga ekvivalent bo'lgan fiktiv gruntga almashtirish lozim bo'ladi. Bu holda fiktiv grunt gidravlik qarshiliklari, tabiiy grunt gidravlik qarshiliklari kabi bo'lishi kerak. Bunday fiktiv gruntning zarrachalari diametri d , effektiv diametr deyiladi. Effektiv diametrni aniqlash uchun juda ko'p usullar mavjud. Masalan, o'rtacha zarrachalarning og'irlik usuli bilan effektiv diametrni topish mumkin:

$$d_3 = \sqrt{\frac{\sum n_i \cdot d_i^3}{\sum n_i}},$$

bu yerda, d_i - i - fraksiyaning o'rtacha diametri; n_i - fraksiyadagi qumchalar soni.

1.3. Filtratsiya tezligi. Darsi qonuni

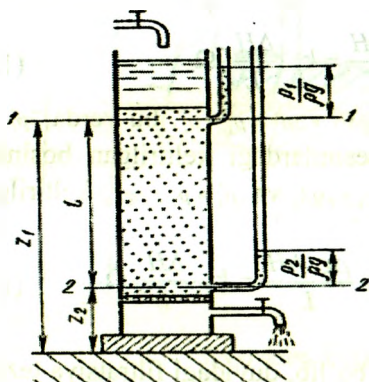
G. Darsi 1856-yilda suyuqliklarning g'ovak muhitidagi filtratsiya qonunini tajribalar asosida o'rgandi. O'zgarmas kesimli vertikal idishning ichi qum bilan to'lg'azilgan bo'lib, undan bosim farqlarining o'zgarmas qiymatlarida suv o'tkaziladi. Qum qatlami qalinliklari, ularning fraksion tuzilishi (zarracha kattalıkları) va bosim farqlari har xil tajribalarda turlicha bo'ladi (1.3 - rasm). G. Darsi tajriba sharoitlarida oqib o'tadigan suv sarfining bosim yo'qolishiga bog'liqligini ko'rsatdi, ya'ni

$$Q = k_f \cdot S \cdot (\Delta H / L) = k_f \cdot S \cdot I, \quad (1.3)$$

bu yerda, k_f – filtratsiya koeffitsiyenti, ya'ni suyuqlik xossasini (ρ, μ – suyuqlik dinamik qovushoqligi) va jinsning filtratsiya xossasini (o'tkazuvchanligini) hisobga oladi; S – filtratsiya yuzasi; ΔH – napor yo'qolishi; I – gidravlik nishablik.

Bernulli tenglamasiga ko'ra filtratsiya tezligi juda kichik bo'lgani sababli kinetiklik a'zolarini hisobga olmay, yo'qolgan bosimni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta H = \left(Z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} \right) - \left(Z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} \right)$$



1.3-rasm. Darsi qurilmasi.

Bunda $Z_1 - Z_2 = L$ bo'lgani uchun

$$\Delta H = \left(L + \frac{p_1}{\rho \cdot g} \right). \quad (1.4)$$

(1.3) tenglama Darsi qonunini ifodalaydi. Darsi qonuni suyuqlik filtratsiyasi sarfining filtratsiya yuzasiga, gidravlik nishablikka va filtratsiya koeffitsiyentiga to'g'ri proporsional ekanligini ko'rsatadi. (1.3) ifodani S – filtratsiya yuzasiga bo'lib, suyuqlik filtratsiya tez-

ligi uchun Darsi qonuniga ega bo'lamiz:

$$v = k_f \cdot I, \quad (1.5)$$

bu yerda, l – o'lchamsiz kattalik; k_f – o'lchamga ega bo'lgan filtratsiya koeffitsiyenti, m/s.

Filtratsiya koeffitsiyenti jinsning va suyuqlikning xossasiga bog'liq bo'lib, gidrotexnik inshootlarda, ya'ni faqat suv bilan bog'liq hisoblarda ishlatiladi. Neft va gaz ishida, ya'ni har xil suyuqliklar (suv, neft, kondensat, gaz) filtratsiyasi hisobida jins filtratsiya xossalarini alohida inobatga oladigan k o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini kiritish zarur ekanligi kelib chiqadi. O'tkazuvchanlik g'ovak jismlarning jismga qo'yilgan bosim gradiyenti ta'siri ostida o'zidan suyuqlik o'tkazish imkoniyatini xarakterlovchi xususiyatidir.

k o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti va k_f filtratsiya koeffitsiyenti quyidagicha bog'langan:

$$k = \frac{k_f \cdot \mu}{\rho \cdot g} \quad (1.6)$$

Yuqoridagi ifodadan k ning o'lchov birligi m^2 ekanligi kelib chiqadi. Real neft va gaz tashuvchi qatlamlar uchun $k \approx 10^{-12} \dots 10^{-14} \text{ m}^2$. Amaliyotda kvadrat mikrometr, ya'ni 10^{-12} m^2 qo'llaniladi.

(1.3) tenglamani neft-gaz hisobi uchun qulay ko'rinishga keltiramiz. Buning uchun (1.6) ifodadan « k_f » ni (1.3) tenglamaga qo'ysak, ya'ni

$$Q = \Omega \cdot \frac{k \cdot \rho \cdot g}{\mu} \cdot \frac{\Delta H}{L} = k_f \cdot \frac{\Delta H}{L} \cdot \Omega \quad (1.7)$$

ekanligi kelib chiqadi. Ammo $\rho g \Delta H = \Delta p^* = p_1^* - p_2^*$, bu yerda, p_1^* va p_2^* – mos ravishda 1-1 va 2-2 kesimlardagi keltirilgan bosimlar (taqqoslash tekisligiga nisbatan $p_1^* \approx p_1 + \rho g Z_1$ va $p_2^* \approx p_2 + \rho g Z_2$ keltirilgan bosimlar). Almashtirishlardan so'ng

$$Q = \Omega \cdot \frac{k \cdot \rho g}{\mu} \cdot \frac{\Delta H}{L} = \Omega \cdot \frac{k}{\mu} \cdot \frac{\rho g \cdot \Delta H}{L} = k_f \cdot \frac{\Delta H}{L} \cdot \Omega \quad (1.8)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Bu ifodani S filtratsiya yuzasiga bo'lib, quyidagi filtratsiya tezligi ifodasiga ega bo'lamiz:

$$v = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{\Delta p^*}{L} \quad (1.9)$$

Keltirilgan bosimlarni kiritish (1.8) va (1.9) formulalarni istalgan yo'nalishdagi (vertikal, qiya yoki gorizontal qatlam modeli uchun) filtratsiya oqimi uchun qo'llash mumkin.

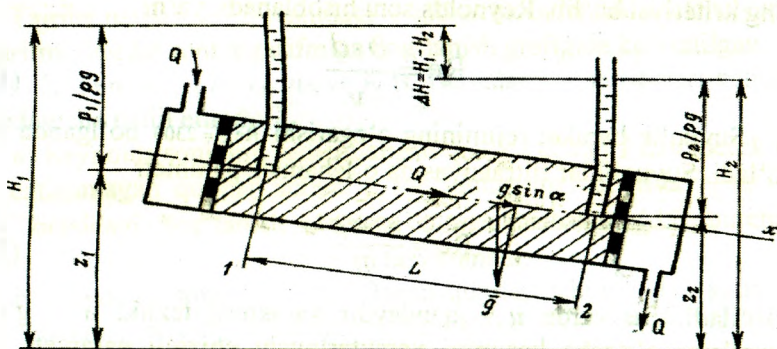
Darsi qonuni filtratsiyaning chiziqli qonuni deb ataladi va bu qonun saqlanishida Q sarf Δp bosimlar farqiga to'g'ri proporsional bo'ladi. Bu ko'rsatilgan shart neft va suv filtratsiyasining ko'p hollarida saqlanadi. Shuning uchun hisoblarda filtratsiyaning chiziqli qonuni keng ko'lamda qo'llaniladi.

k_f filtratsiya koeffitsiyenti yoki k o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti tekshiriladigan grunt namunasi to'ldiriladigan maxsus permeometr asbobi yordamida tajriba o'tkazilib aniqlanadi (1.4-rasm).

Filtratsiya oqimining Q umumiy sarfi o'zgarmas saqlab turiladi. 1-1 va 2-2 kesimlardagi g'ovak muhitga joylashtirilgan ikki

p'ezometrlar yordamida H_1 va H_2 bosimlar o'lchanadi. Taqqoslash tekisligidan kesimlar markazlarigacha bo'lgan balandliklar Z_1 va Z_2 , mos ravishda bosimlar esa P_1 va P_2 bo'ladi; kesimlar orasidagi silindr o'qi bo'yicha masofa L bo'ladi. (1.7) yoki (1.8) formulalardan

$$k_f = \frac{Q}{\Omega \cdot \left(\frac{\Delta H}{L}\right)} \quad \text{yoki} \quad k = \frac{Q\mu}{\Omega \cdot \rho \cdot g \cdot \left(\frac{\Delta H}{L}\right)}$$



1.4-rasm. Permeometr sxemasi.

ega bo'lamiz. Bu yerda bosim gradiyenti

$$\frac{\Delta H}{L} = \frac{Z_1 - Z_2}{L} + \frac{p_1 - p_2}{\rho g L} = \frac{p_1^* - p_2^*}{\rho g L}$$

ko'rinishda bo'ladi.

1.4. Darsi qonunining qo'llanish chegaralari. Filtratsiyaning chiziqli bo'lmagan qonunlari

Darsi qonuning qo'llanilish chegaralariga doir juda ko'p ilmiy tadqiqot ishlar qilingan. Ilmiy-tekshirish protsesslari natijasida Darsi qonunining buzilish sabablari ikki guruhga ajratiladi:

1) filtratsiyaning yuqori tezliklarida (Darsi qonuni qo'llanilishining yuqori chegarasi) inersiya kuchlarining paydo bo'lishi bilan Darsi qonunining buzilishi;

2) filtratsiyaning kichik tezliklarida sodir bo'ladigan suyuqliklarning nonyuton reologik xossalari hamda ularning g'ovak muhit qattiq skeleti bilan o'zaro ta'siri natijasida Darsi qonunining buzilishi (Darsi qonuni qo'llanishining pastki chegarasi).

Darsi qonunining qo'llanilishining yuqori chegarasi

Bizga ma'lumki, quvurlar gidravlikasida suyuqlik harakat rejimining kriteriysi bo'lib, Reynolds soni hisoblanadi, ya'ni

$$Re = \frac{v \cdot d}{\nu} \quad (1.10)$$

Suyuqlik harakat rejimining o'zgarishi $Re_{cr} = 2300$ bo'lganda sodir bo'ladi. Suyuqliklar filtratsiyasida o'lchamsiz parametr

$$Re = \frac{u \cdot a \rho}{\mu} \quad (1.11)$$

kiritiladi. Bu yerda u – qandaydir xarakterli tezlik; a – g'ovak kanallarni o'rtacha kesimini xarakterlovchi chiziqli parametr; ρ – suyuqlik zichligi; μ – dinamik qovushoqlik koeffitsiyenti.

Darsi qonuni saqlanmaydigan filtratsiya tezligiga filtratsiyaning v_{cr} kritik tezligi deyiladi.

Suyuqlik filtratsiyasi uchun Reynolds soni N.N. Pavlovskiy tomonidan kiritilgan

$$Re = \frac{v \cdot d_{ef}}{(0.75m + 0.23) \cdot \nu}, \quad (1.12)$$

ya'ni xarakterli tezlik deb, v filtratsiya tezligi qabul qilingan bo'lib, chiziqli parametr ushbu

$$a = \frac{d_{ef}}{0.75m + 0.23} \quad (1.13)$$

ko'rinishda ifodalangan.

N.N. Pavlovskiy bo'yicha Reynolds kritik qiymati

$$7.5 < Re_{cr} < 9 \quad (1.14)$$

intervalda joylashadi.

1933-yilda G.X. Fencher, J.A. Lyuis va K.B. Bernslar sementlanmagan va sementlangan qumlardagi neft, gaz, suv hamda havo harakatining tajriba natijalarini ko'rsatishadi. Bularda λ gidravlik

qarshilik va Reynolds soni o'rtasidagi bog'lanish ushbu ko'rinishda bo'ladi:

$$\lambda = \frac{d_e \cdot \Delta P}{2 \rho v^2 \Delta L} \quad (1.15)$$

va

$$Re = \frac{v \cdot d_e}{\nu} \quad (1.16)$$

qabul qilingan.

Tajriba natijalari 1.5-rasmdagi λ gidravlik qarshilik koeffitsiyenti logarifmining Re soni logarifmiga bog'lanish grafigida ko'rsatilgan.

G.X. Fencher, J.A. Lyuis va K.B. Bernslarning tajribalari natijasi quyidagicha tahlil etiladi:

a) Reynolds sonining sementlangan qumlar uchun 1 dan kichik va sementlanmagan qumlar uchun 4 dan kichik qiymatlarida $\lg Re$ va $\lg \lambda$ orasidagi bog'lanish absissa o'qiga nisbatan 135° burchak ostidagi qiya to'g'ri chiziqlar bilan tasvirlanadi;

b) Reynolds sonining sementlagan qumlar uchun 1 dan katta va sementlanmagan qumlar uchun 4 dan katta qiymatlarida $\lg \lambda$ va $\lg Re$ bog'lanish egri chiziqlar bilan tasvirlanadi.

1.5-rasm grafik to'g'ri chiziq qismining tenglamasini tuzamiz.

Bu uzunlik qismining burchak koeffitsiyenti $\lg 135^\circ = -1$ ekanligini hisobga olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\lg \lambda = B - \lg \cdot Re, \quad (1.17)$$

bu yerda, o'zgarmas B – kesim uzunligi. (1.17) tenglamaga (1.15) va (1.16) lardagi λ va Re qiymatini qo'yib, quyidagini hosil qilamiz

$$\lg \left(\frac{d_e \cdot \Delta p}{2 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot \Delta L} \cdot \frac{v \cdot d_e \cdot \rho}{\mu} \right) = B. \quad (1.18)$$

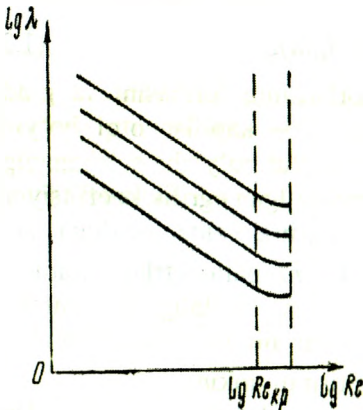
$$B = \lg \cdot C \text{ deb qarab,}$$

quyidagini topamiz:

$$v = \frac{d_e^2}{2C\mu} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta L}. \quad (1.19)$$

(1.19) formula Darsi qonunini ifodalaydi.

1.5-rasmdagi grafikning to'g'ri



1.5-rasm. λ gidravlik qarshilik koeffitsiyenti logarifmining Re soni logarifmiga bog'liqligi.

chiziqli qismi Darsi qonuniga bo'ysunadi. Ko'rinib turibdiki, egri chiziqli qismi Darsi qonuniga bo'ysunmaydi. Sementlanmagan qumlarda Reynolds kritik soni $Re_{cr} = 1$, sementlanmagan qumlarda esa $Re_{cr} = 4$.

(1.16) formulaning qulay emasligi shundan iboratki, Reynolds sonini aniqlashda d_e effektiv diametr aniq bo'lishi kerak. d_e qiymatni hisoblashning turli usullari har xil qiymatlarni beradi. Bulardan tashqari, ohaktoshlardagi va dolomitlardagi neftni harakatida d_e qiymatni aniqlash mumkin emas.

Birinчилardan bo'lib, V.N. Shelkachev neft va gaz ishlari hamda razvedkasi amaliyoti uchun Re Reynolds sonini aniqlash

$$Re = \frac{10\nu \cdot \sqrt{k} \cdot \rho}{m^{2.3} \mu} \quad (1.20)$$

formulasini taklif etdi. Bunda Reynolds kritik soni

$$1 < Re_{cr} \leq 12$$

intervalda yotadi.

Bulardan tashqari, Re sonini aniqlash uchun A. A. Krasnopolskiy, M.D. Millionshikov, Ye.M. Milskiy, A.I. Abduvagapov va boshqalar o'zlarining formulalarini taklif etadilar. Darsi qonuni qo'llanishining yuqori chegarasini aniqlashda bir qator mualliflarning Re parametrini aniqlovchi formulalarini quyidagi umumiy ko'rinishda jamlash mumkin:

$$Re = \frac{\nu \sqrt{k}}{\nu} f(\varepsilon, S_l, m), \quad (1.21)$$

bu yerda, ε – g'ovak kanal devorlarining formasini va g'adirbudirligini hisobga oluvchi parametr; S_l – kapillar o'qi bo'yicha filtratsiya oqimi egri chiziq uzunligining, o'qi bo'yicha o'lchanadigan teshiklar orasidagi masofa nisbatiga teng bo'lgan egrilik koeffitsiyenti.

Re_{cr} sonining qiymati juda katta oraliq intervalda yotishiga sabab, Re sonini aniqlash formulalarida k va m parametrlar kiradi. Bu parametrlar jismlarning mikrostrukturasi to'raligicha xarakterlamaydi. Tajribalarning ko'rsatishicha, har bir tog' jinsi uchun Re_{cr} qiymatining juda tor diapozonini ko'rsatish mumkin.

Reynolds sonining $Re > Re_{cr}$ qiymatlarida chiziqli Darsi qonunining buzilishi kuzatiladi. Reynolds sonining katta qiymatlari umumlashgan Darsi qonuni tajribalariga asoslanib, Dyupyui tomonidan bajarilgan. Bunda u ikki hadli filtratsiya qonunini

ko'rsatadi. Keyinchalik bu qonun F. Forxgeymer tomonidan taklif etilgan.

Filtratsiyaning Darsi qonunidan sekin chiziqli bo'lmagan filtratsiya qonuniga o'tishini va keyinchalik chiziqli bo'lmagan filtratsiya qonunini ikki hadli quyidagi formula yaxshi ifodalaydi:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu}{k} \cdot v + \beta \cdot \frac{\rho}{\sqrt{k}} \cdot v^2, \quad (1.22)$$

bu yerda, β – tajriba asosida aniqlanadigan g'ovak muhitning qo'shimcha o'zgarmas kattaligi. (1.22) tenglama o'ng qismining birinchi hadi suyuqlik qovushoqligi natijasida bosim yo'qolishini va ikkinchi hadi g'ovak kanallar egri chiziqiligi bilan bog'liq bo'lgan suyuqlik harakatiga qarshilik ko'rsatadigan inersion tashkil etuvchilarni hisobga oladi.

(1.22) formuladan ko'ramizki, kichik filtratsiya tezliklarida v^2 kvadrat tezlikni hisobga olmasak, bunda bosim gradiyenti faqat birinchi hadga bog'liq bo'ladi, ya'ni harakat inersiyasiz (Darsi qonuni bo'yicha) bo'ladi. Katta filtratsiya tezliklarida inersiya kuchlari hisobga olinadigan darajada bo'ladi va ba'zan qovushoqlik kuchlaridan ham katta bo'ladi. Formulaning birinchi hadini hisobga olmasak, A.A. Krasnopol'skiyning to'g'ri chiziqli filtratsiyasi kvadratik qonuniga ega bo'lamiz. Bu holda filtratsiya katta o'lchamli zarralar muhitida sodir bo'lishi kuzatiladi.

(1.22) ikki hadli filtratsiya qonuni fizikaviy mukammalroq o'rganilgan bo'lib, neft-gaz ishi amaliyotida uchraydigan hamma Reynolds sonlari uchun o'rinli bo'ladi.

Darsi qonuni buzilishi hollaridagi filtratsiya oqimining tajribalarida bir hadli ko'rinishdagi darajali formulalar (chiziqli bo'lmagan qonun) ishlatiladi:

$$v = C \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{L}\right)^{1/n}}, \quad (1.23)$$

bu yerda, C va n – tajriba yo'li bilan aniqlanadigan o'zgarmas sonlar, bunda $1 < n \leq 2$. $n=2$ bo'lganda (1.23) formula Krasnopol'skiy formulasiga aylanadi. Agar bosim gradiyenti kattaligini dp/dL desak,

$$v = C \left(\frac{dp}{dL}\right)^{1/n} \quad (1.24)$$

bo'ladi.



Kichik filtratsiya tezliklarida Darsi qonunining buzilishi

Kichik tezliklarda Darsi qonunining buzilishiga oid tajribalar 1950-yillardan boshlab o'tkazila boshlandi. Bu holat ko'pincha suvning loylardagi harakatida, suyuqliklarning qumlardagi filtratsiyalarida kuzatiladi.

Hamma tajribalar o'tkazilishida, kichik tezliklarda filtratsiyaning chiziqli bo'lmagan qonuni yaqqol kuzatiladi. Bu hodisa, kichik filtratsiya tezliklarida jinsning qattiq skeleti va filtratsiyalanadigan flyuidlarning o'zaro ta'sir kuchlari filtratsiya qarshiliklariga nisbatan, ancha ustunlikka ega bo'lishi bilan tushuntiriladi. Oqimning juda kichik tezliklarida qovushoqlik ishqalanishi hisobga olinmaydigan kichik bo'lgani uchun, fazalararo o'zaro ta'sir kuch oxirgi kattalik bo'lib qoladi hamda u tezlikka bog'liq bo'lmaydi va faqat kontaktdagi fazalar xususiyatlari bilan aniqlanadi. Bunday o'zaro ta'sir natijasida sirtqi - aktiv komponentlardan tarkib topgan neft g'ovak jismga kirishi natijasida qisman yoki to'liq g'ovaklarni yopib mustahkam kalloid aralashmalar (plyonkalar) hosil qiladi.

Harakat boshlanishi uchun, qandaydir bosim farqi qo'yilib, bu strukturani buzish kerak bo'ladi.

G'ovak muhit bilan kontaktlari bo'lmaganda anomal xususiyatlarni sodir etmaydigan ko'pgina suyuqliklar (neft, qatlam suvi) kichik filtratsiya tezliklarida g'ovak jins bilan o'zaro ta'siri natijasida nonyuton sistemasini hosil qilishi mumkin.

Filtratsiyaning boshlanishiga olib keladigan boshlang'ich bosim gradiyentining bo'lishi, gaz-suv bilan to'yingan g'ovak muhitdagi flyuidlar harakatida ham kuzatiladi. Ko'pincha g'ovak muhitda joylashgan loyli materiallar ko'p bo'lgan, aralashmasining suv bilan to'yingan qoldig'i yuqori bo'lgan hollarda ν ning keng intervallarda o'zgarishi o'rnatilgan.

Shu bilan bir qatorda yuqori molekular komponentlarga (smolalar, asfaltlar, parafinlar va h.k.) ega bo'lgan qatlam neftining nonyuton xususiyatlari tezliklar o'zgarishining keng diapozonida namoyon bo'lishi mumkin.

Shunga ko'ra, juda kichik oqim tezligidagi chiziqli bo'lmagan filtratsiya qonunining tabiati, boshqa zonadagi filtratsiya (Re katta sonlarida) katta tezliklardan boshqacha bo'ladi. Bu filtrlanadigan

flyuidlarida nonyuton xususiyatlarining paydo bo'lishi, shuningdek, boshqa fizik - kimyoviy effektlar sodir bo'lishi bilan bog'liq bo'ladi.

Nonyuton suyuqliklarning chiziqli bo'lmagan filtratsiya qonuni quyidagicha:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu}{k} v + \nu, \quad v > 0 \quad (1.25)$$

$$\frac{\Delta p}{L} \leq \nu, \quad v = 0$$

bu yerda, ν – chegaraviy (boshlang'ich) bosim gradiyenti bo'lib, buning ortishi natijasida suyuqlik harakati boshlanadi; gradiyentning kam qiymatlarida harakat bo'lmaydi.

1.5. Filtratsiya parametrlarini aniqlashning o'lchamlar nazariyasi usuli

Xalqaro SI birliklar sistemasida fizik kattaliklarning hamma formulalari birliklari L^{λ} , M^{χ} , T^{τ} darajali ko'rinishida bo'ladi, bu yerda, L , M , T – mos ravishda uzunlik, massa va vaqtning o'lchamlari; λ , χ , τ – daraja ko'rsatkichlari.

(1.23) formuladagi C parametrni aniqlashni misol tariqasida ko'rib chiqamiz. Quyidagi umumiy filtratsiya qonunini qaraymiz:

$$\frac{\Delta p}{\Delta L} = \frac{\mu}{k} v + \frac{\rho}{k_p} \cdot v^2, \quad (1.26)$$

bu yerda, k_p – naychaning torayish va kengayish sonini hisobga oladigan koeffitsiyent; k_p (1.26) formulaning kvadratik hadidagi o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti deb ataladi. Koeffitsiyent C uch parametrga bog'liq, ya'ni k , μ , ρ . O'lchamlar nazariyasiga asoslanib (1.23) funksional bog'liqlikni quyidagicha ko'rsatish mumkin:

$$v = a \cdot k^x \mu^y \rho^z \left(\frac{\Delta p}{\Delta L} \right)^{1/n}, \quad (1.27)$$

bu yerda, a – o'lchamsiz ko'paytma; x , y , z – aniqlanishi lozim bo'lgan daraja ko'rsatkichlar.

(1.27) formulaning har bir kattaligi o'lchamlarini aniqlaymiz:

$$[v] = L \cdot T^{-1}; \quad [k] = L^2; \quad [M] = L^{-1} T^{-1};$$

$$[\rho] = ML^{-3}; \left[\frac{\Delta p}{\Delta L} \right] MM^2T^{-2}$$

(1.27) formulaning ikki tomoni o'lichamlari tengligi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$LT^{-1} = L^{2x} M^y L^{-y} T^{-y} M^z L^{-3z} M^n L^n T^{-2n} \quad (1.28)$$

Oldin qandaydir harfning daraja ko'rsatkichlarini tenglashtirish, masalan L ni, noaniq x, y, z tenglamani hosil qilamiz; so'ngra keyingi harf daraja ko'rsatkichini tenglashtiramiz va nihoyat, uchinchi harfning daraja ko'rsatkichini tenglashtiramiz. Bulardan uch noma'lumli, uch chiziqli tenglamalar sistemasiga ega bo'lamiz:

$$\left. \begin{aligned} 1 &= 2x - y - 3z - \frac{2}{n} \\ -1 &= -y - \frac{2}{n} \\ 0 &= y + z + 1 \end{aligned} \right\} \quad (1.29)$$

(1.29) tenglamani yechib,

$$x = \frac{3-n}{2n}; \quad y = \frac{n-2}{n}; \quad z = \frac{1-n}{n} \quad (1.30)$$

ekanliklarini topamiz.

(1.27) tenglamadagi a o'lichamsiz ko'paytmani g'ovak muhitning ikki qismga bo'linish chegarasi shartidan aniqlaymiz. Qaraladigan suyuqlikning birinchisida, Darsi qonuni saqlanadi, ikkinchisida esa (1.27) formula bilan ifodalanadigan chiziqli bo'lmagan qonun bo'ladi. Bu chegaradagi filtratsiya tezligi v_{cr} kritik tezlik bo'lib, Re_{cr} soniga mos bo'ladi. v_{cr} tezlikni $Re = Re_{cr}$ deb, (1.21) formuladan aniqlash mumkin.

(1.21) formuladagi v_{cr} qiymatni (1.9) tenglamaga qo'yib $\frac{\Delta p}{\Delta L}$ qiymatini aniqlaymiz; bu qiymatni (1.27) tenglamaga qo'yamiz va (1.21) formula yordamida v_{cr} tezlikni chiqaramiz. Shunday yo'l bilan a ni topamiz:

$$a = \left[\frac{Re_{cr}}{f(\varepsilon, \tilde{N}_1, m)} \right]^{\frac{n-1}{n}} \quad (1.31)$$

(1.31) tenglamadagi a ni va (1.30) ifodadagi x, y, z larni (1.27) formulaga qo'yib quyidagini hosil qilamiz:

$$v = \left[\frac{\text{Re}_{gr}}{f(\varepsilon, \tilde{N}_1, m)} \right]^{\frac{n-1}{n}} \cdot k^{\frac{3-n}{2n}} \cdot \mu^{\frac{n-2}{2}} \cdot \rho^{\frac{1-n}{n}} \cdot \left(\frac{\Delta P}{\Delta L} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (1.32)$$

Shunday qilib, o'lchamlar nazariyasidan foydalanib C ko'paytmaning k, μ, ρ parametrlarga bog'lanishini topdik. $n=1$ bo'lganda, bu holat Darsi qonunini ko'rsatadi.

k va k_ρ koeffitsiyentlarning o'zaro bog'liqligini topamiz. Buning uchun (1.32) formulaga $n=2$ ni qo'yamiz. Hosil bo'lgan filtratsiya qonuni quyidagi bog'lanishga teng:

$$\frac{\Delta p_\rho}{\Delta L} = \frac{\rho}{k_\rho} \cdot v^2 \quad (1.33)$$

$n=2$ da (1.32) va (1.33) formulalarni tenglashtirib, k_ρ ni topamiz:

$$k_\rho = \frac{\text{Re}_{gr}}{f(\varepsilon, \tilde{N}_1, m)} \sqrt{k}, \quad (1.34)$$

bu yerda, \sqrt{k} o'lchamsiz bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Flyuidlar va ularning harakatini tushuntirib bering.
2. Filtratsiya deganda nimani tushunasiz?
3. G'ovak muhit deb nimaga aytiladi?
4. G'ovaklik koeffitsiyenti qanday aniqlanadi?
5. O'tkazuvchanlik koeffitsiyenti nima?
6. Filtratsiya tezligi qanday aniqlanadi?
7. Chiziqli Darsi qonunini tushuntirib bering.
8. Chiziqli bo'lmagan Darsi qonunini tushuntirib bering.
9. Reynolds soni va uning kritik qiymati qanday aniqlanadi.
10. O'lchamlar nazariyasi usulini tushuntiring.

Xulosa

«Yer osti gidravlikasi» fanining quyidagi masalalari qarab chiqilgan:

G'ovaklik. G'ovak jismning tuzilishi, xususiyatlari va tavsifi. G'ovaklikni aniqlash. Nisbiy yuza va uni aniqlash.

O'tkazuvchanlik. O'tkazuvchanlikka ta'sir etuvchi omillar. G'ovak materiallarning mexanik xossalari. Tog' jinslari tuzilishining mexanik o'zgarishi.

Filtratsiya tezligi. Darsi qonuni. Darsi qonunining qo'llanish chegaralari. Filtratsiya parametrlarini aniqlashning o'lchamlar nazariyasi usuli.

2. NEFT VA GAZ QATLAMLARDAGI FLYUIDLAR FILTRATSIYASINING DIFFERENSIAL TENGLAMASI

2.1. Filtratsiya oqimining uzluksizligi tenglamasi

Ko'pincha real sharoitlarda qatlam suyuqliklarining nobarqaror harakati hodisasini qarab chiqishga to'g'ri keladi. Bunda koordinata va vaqtga bog'liq holda, masalan, quyidagi parametrlar o'zgaradi:

ρ suyuqlik zichligi, p bosim, koordinata o'qlaridagi filtratsiya tezliklari vektorlarining v_x , v_y , v_z proektsiyalari, g'ovaklik koeffitsiyenti m . Bu x , y , z va t parametrlarining aniqlanish masalasi, qandaydir differensial tenglamalar sistemasini integrallashga olib keladi. Nobarqaror filtratsiya oqim masalalarini yechishda boshlang'ich va chegaraviy shartlarni bilish kerak.

Neft, gaz yoki ularning aralashmalari o'zgaruvchan parametrlarini va qatlam parametrlarini aniqlash uchun tenglamalar sistemasini bo'lib, deformatsiyalanadigan muhitdagi siqiluvchan suyuqlik yoki gazning umumiy differensial tenglamasi, ya'ni filtratsiya oqimining uzluksizligi tenglamasi hisoblanadi. Bu tenglama g'ovak yoki darzli muhitda ajratilgan elementar hajm o'zgarmas chegaralaridagi suyuqlik massasi balansini ifodalaydi.

Filtratsiya muhitida qo'zg'almas yon tomonlari d_x , d_y , d_z bo'lgan elementar parallelepipedni ajratamiz va yon yuzasi chegarasidan suyuqlik oqib o'tishini qaraymiz (2.1-rasm). Ajratilgan parallelepiped hajmini $V = dx dy dz$ deb belgilaymiz. Parallelepiped ichidagi g'ovak muhit hajmini quyidagicha yozish mumkin:

$$V_n = m \cdot V,$$

bu yerda, m – o'zgaruvchan g'ovaklik koeffitsiyenti.

Ikki xil usul bilan ajratilgan parallelepiped ichidagi suyuqlik massasining dt vaqt oralig'ida o'zgarishini aniqlaymiz.

Ajratilgan elementar parallelepiped g'ovaklarini to'ldiruvchi suyuqlik massasi M bo'lsin, u holda

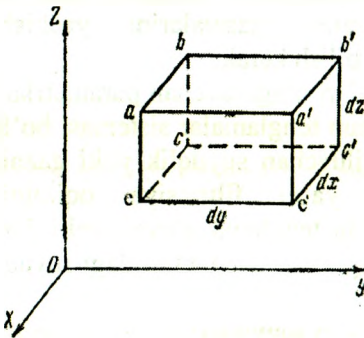
$$M = mV\rho \quad (2.1)$$

bo'ladi.

(2.1) ifodani differensiallab, dt vaqt oralig'ida M massasi o'zgarishini topamiz:

$$\frac{\partial M}{\partial t} dt = V \frac{\partial(m\rho)}{\partial t} v dt \quad (2.2)$$

Boshqa tarafdin, $aa'b'b$ parallelepiped yuzasi tomonidan suyuqlik kiradi, bunda massali filtratsiya tezlik ρv_x . dt vaqtda $dydz$ tomon yuzasidan $\rho v_x dydz dt$ massa oqib o'tadi. dx masofadagi $cc'e'e$ qarshi tomondan shu vaqtda $\rho v_x dydz dt + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) dx dy dz dt$ massa oqib chiqadi.



2.1-rasm.

dt vaqtda parallelepipedda yig'ilgan massa kiradigan va chiqadigan suyuqlik massalarining farqiga teng bo'ladi:

$$-\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) \cdot V dt$$

Xuddi shu tarzda oy va oz o'qlaridagi massa farqlari mos ravishda aniqlanadi

$$-\frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y) \cdot V \cdot dt,$$

$$-\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) \cdot V \cdot dt.$$

Oxirgi uch ifodalarni yig'indisi, dt vaqt oralig'ida parallelepiped hajmi bo'yicha g'ovak muhitda yig'ilgan suyuqlikning to'liq massasini ifodalaydi, ya'ni

$$-\left[\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} \right] V \cdot dt = -\text{div}(\vec{\rho v}) \cdot V \cdot dt, \quad (2.3)$$

bu yerda, $\text{div}(\vec{\rho v})$ – tenglama chap tomonidagi ifoda bo'lib,

massali filtratsiya tezligi vektori divergensiyasini aks ettiradi; $\vec{\rho v}$ – massali filtratsiya tezligi vektori.

(2.2) va (2.3) ifodalarni tenglashtirib, filtratsiya oqimining uzluksizligi tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$-\left[\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} \right] = -\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} \quad (2.4)$$

Siqilmaydigan suyuqliklarda $\rho = \text{const}$ bo'lgani uchun, (2.4) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\partial m}{\partial t} \quad (2.4a)$$

(2.4) tenglamaning chap tomonidagi differensial uch had, ba'zan quyidagicha belgilanadi:

$$\text{div}(\vec{\rho v}) = \nabla(\vec{\rho v}).$$

Bunda uzluksizlik tenglamasi qisqacha yoziladi, ya'ni

$$\nabla(\vec{\rho v}) = -\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} \quad (2.5)$$

∇ («nabla») belgi Gamilton operatori deb ataladi.

Quvur va ochiq o'zarlardagi suyuqlik harakati kabi, filtratsiya muhitidagi suyuqlik harakati ham barqaror (vaqtga bog'liq bo'lmagan) va nobarqaror (vaqtga bog'liq bo'lgan) bo'ladi. Barqaror filtratsiyada ρ suyuqlik zichligi, v filtratsiya tezligi va m g'ovaklik qaraladigan har bir g'ovak muhit nuqtasida o'zgarmas bo'ladi va vaqtga bog'liq emasligi kelib chiqadi.

Unda barqaror filtratsiya ushbu

$$\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} = 0$$

ko'rinishda bo'ladi va (2.4) uzluksizlik tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\left[\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} \right] = 0, \quad (2.6)$$

yoki

$$\nabla(\vec{\rho v}) = 0.$$

Agarda deformatsiyalanmaydigan qatlamda siqilmaydigan suyuqlik filtratsiyalanayotgan bo'lsa

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (2.6a)$$

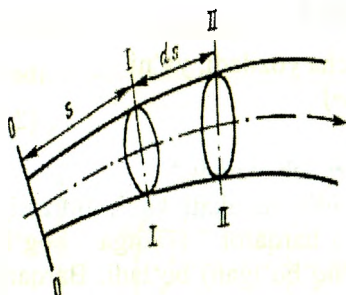
ifodaga ega bo'lamiz.

2.2. Harakatning differensial tenglamasi

Harakat qonuniyati sifatida Darsi qonunining chiziqli qonunini qabul qilib, g'ovak muhitdagi flyuidlar filtratsiyasini qaraymiz. Boshqa filtratsiya qonunlarini, masalan, Forxgeymer qonunini qo'llab, harakatning differensial tenglamasini chiqarish mumkin.

(2.8) yoki (2.9) ko'rinishdagi Darsi qonuni qatlam yoki o'zgarmas yuzali kesim namunasi uchun oxirgi ko'rinishda yozilgan. O'zgaruvchan kesim yuzali naycha uchun Darsi qonuni differensial ko'rinishda yoziladi.

Oqim naychasida ikki kesim ajratamiz (2.2 - rasm):



2.2-rasm. Oqim trubkasi.

birinchisi 0-0 boshlang'ich kesimdan S masofada. Flyuid harakati S koordinat o'sishi yo'nalishi tomon bo'l-sin. Kesimda S koordinata bilan $p^*(S, Z)$ keltirilgan bosimni belgilay-miz. $S+dS$ koordinatali kesimdagi bosim esa,

$$p^*(S+dS, t) = p^*(S, t) + \frac{\partial p^*}{\partial S} \cdot dS$$

bo'ladi.

(2.7) formuladan foydalanib,

$$v = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p^*(S, t) - p^*(S+dS, t)}{dS} = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p^*(S, t) - \left[p^*(S, t) + \frac{\partial p^*}{\partial S} \cdot dS \right]}{dS}$$

yoki

$$v = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial p^*}{\partial S} \quad (2.7)$$

formulaga ega bo'lamiz. (2.7) formulaning o'ng tomonidagi maxsus belgi, harakat yo'nalishini ko'rsatadi, ya'ni $\partial p^* / \partial S < 0$ keltirilgan bosim gradiyenti manfiy. Qaraladigan nuqta atrofidagi hamma yo'nalishlarda k o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti o'zgar-masligini xarakterlovchi izotrop muhit uchun (2.7) formula o'rinli bo'ladi. Qatlamning nuqtasidan nuqtasiga o'tishda o'tkazuvchanlik o'zgarishi mumkin, ya'ni $k = k(x, y, z)$ (izotrop bir jinsli bo'lmagan model).

(2.7) tenglamani x, y, z koordinatalar o'qi bo'yicha proeksiyalarini yozamiz.

Agar koordinata o'qi bo'yicha birlik vektorlarni $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ bilan belgilasak, unda filtratsiya tezligi vektorini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{v} = i v_x + j v_y + k v_z$$

(2.7) formulaning o'ng tomonidagi $\partial p^* / \partial s$ keltirilgan bosim, ya'ni $\partial p^* / \partial x, \partial p^* / \partial y, \partial p^* / \partial z$ tashkil etuvchilari bo'lgan vektorlar gradiyentini bildiradi:

$$\text{grad } P^* = \vec{i} \frac{\partial p^*}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial p^*}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial p^*}{\partial z}$$

U vaqtda

$$\vec{v} = -\frac{k}{\mu} \text{grad } p^*, \quad (2.8)$$

yoki koordinat o'qi proyeksiyalarida

$$\left. \begin{aligned} v_x &= -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p^*}{\partial x} \\ v_y &= -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p^*}{\partial y} \\ v_z &= -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p^*}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

Agar z o'q vertikal yuqoriga yo'nalgan bo'lsa, harakat differensial tenglamalari quyidagi ko'rinishni oladilar:

$$\left. \begin{aligned} v_x &= -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \\ v_y &= -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v_z &= -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

yoki ushbu

$$\vec{v} = -\frac{k}{\mu} \left(\text{grad} p - \vec{\rho} g \right) \quad (2.11)$$

Ko'pincha g'ovak materiallardagi suyuqlik harakatini o'rganishda, oqim harakatlarida intensiv filtratsiya oqimlari bo'lgan ba'zi qulay yo'nalishli oqimlar kuzatiladi, ya'ni oqim yo'nalishlariga bog'liq holda filtratsiya xarakteristikalari o'zgaradi. Oqim yo'nalishiga bog'liq, o'zgaruvchanlik koeffitsiyentga ega g'ovak muhitni anizotrop muhit deyiladi. Bir jinsli Nyuton suyuqliklar filtratsiyasi faqat jinsning geometrik xarakteristikalari bilan ko'rsatiladi. Bu holda filtratsiyaning chiziqli qonuni, Darsi qonuniga nisbatan mukammal ko'rinishga ega bo'lib, filtratsiya tezligi va bosim gradiyenti vektorlari yo'nalishlari bo'yicha mos kelmasligi ko'rinadi.

2.3. Flyuid va g'ovak muhit parametrlarining bosimga bog'liqligi

Keltirib chiqarilgan (2.4) va (2.10) differensial tenglamalar ichida flyuid zichligi ρ , g'ovaklik koeffitsiyenti m , o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti k va flyud qovushoqligi μ bor. Keyingi hisoblarda bu koeffitsiyentlarning bosimga bog'liqligini bilish kerak bo'ladi. Izotermik protsessda bunday bog'lanish suyuqlik, gaz yoki ularning aralashmalari va qatlam holatini ifodalaydi.

Holat tenglamasini quyidagi ko'rinishda ko'rsatamiz:

$$\frac{\rho(p) k(p)}{\mu(p)} = \zeta(p), \quad (2.12)$$

bu yerda,

$$\zeta(p) = \frac{k\rho}{\mu} dp.$$

Agar suyuqlik (yoki gaz) bir fazali va o'tkazuvchanligi bo'yicha qatlam bir jinsli bo'lsa, k ko'paytma o'zgarmas bo'ladi. Ko'pgina masalalarni yechishda μ dinamik qovushoqlik koeffitsiyentini o'zgarmas deb qaraladi. Bu holda (2.12) suyuqlik zichligi va bosimini bog'lovchi ifoda bo'ladi:

$$\rho = \zeta(p) \quad (2.13)$$

(2.12) tenglamani ba'zi bir xususiy hollar uchun qo'llanishini qaraymiz.

1. G'ovak muhitda siqilmaydigan yoki bir jinsli flyuid harakatlanayotgan bo'lsin. Bunda zichlik o'zgarimas bo'ladi va (2.11) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\rho = \text{const} \quad (2.14)$$

2. Bir jinsli tomchili suyuqlik siqiluvchan va uning hajm o'zgarishi Guk qonuniga asosan sodir bo'ladi deb qaraymiz. Bunda suyuqlik siqilishini hisobga olish kerak bo'ladi. Tomchili suyuqlikni elastik deb qarab, uning siqilish qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\beta_c = -\frac{1}{V_c} \cdot \frac{dV_c}{dp}, \quad (2.15)$$

bu yerda, V_c – suyuqlik hajmi; manfiy ishora bosim kamayishi bilan suyuqlik hajmi oshishini ko'rsatadi; dV_c – bosim dp o'zgarganda hajm o'zgarishi; β_c – ko'pincha qaraladigan suyuqlik (bosim va haroratga bog'lik emas) uchun o'zgarimas deb hisoblanadigan hajmiy siqilish koeffitsiyenti. Neft uchun hajmiy siqilish koeffitsiyenti $\beta_n = (7...30) \cdot 10^{-1} \text{ } \bar{\text{a}}^{-1}$, qatlam suvlari uchun esa $\beta_s = (2,7...5) \cdot 10^{-1} \text{ } \Pi\text{a}^{-1}$.

$$V_c = \frac{M}{\rho}, \quad dV_c = -\frac{Md\rho}{\rho^2}$$

ifodalarni hisobga olib,

$$\beta_c = \frac{Md\rho / \rho^2}{(M/\rho) d\rho} = \frac{d\rho}{\rho d\rho} \quad (2.16)$$

ifodani hosil qilamiz.

Bunda M – V_c hajmdagi suyuqlikning massasi. Yuqoridagi ifodani

$$\frac{d\rho}{\rho} = \beta_c d\rho \quad (2.17)$$

ko'rinishda yozamiz.

(2.16) va (2.17) ifodalar siqiluvchan tomchili suyuqliklarning holat tenglamasi bo'ladi. (2.17) tenglamani p_o va ρ_o qiymatdan p va ρ qiymatigacha integrallab

$$\rho = \rho_{at} e^{\beta_c(p-p_o)} = \rho_o e^{\frac{p-p_o}{k_c}} \quad (2.18)$$

ifodani hosil qilamiz. Bunda ρ_{at} – P_{at} atmosfera bosimidagi zichlik, $1 \text{ kg/s} \cdot \text{sm}^3$; $k_c = 1/\beta_c$ – suyuqlikning elastik moduli.

$\beta_c(P-P_0) \ll 1$ (masalan, suv uchun $\beta_v = 4,5 \cdot 10^5 \text{ sm}^2/\text{kgs}$). Agar $P - P_0 = 100 \text{ kgs/sm}^2$ bo'lsa, $\beta_s = (P - P_0) = 4,5 \cdot 10^3$ bo'ladi. U holda $e^{\beta_c(P-P_0)}$ qatorga yoyib va hadning birinchi ikki a'zolari bilan cheklanib, quyidagini yozish mumkin:

$$\rho \approx \rho_0 [1 + \beta_c (p - p_0)] \quad (2.19)$$

Siqiluvchan suyuqlik uchun Leybenzon funksiyasining aniq qiymati

$$p = \int \rho dp + c = \int \rho_0 e^{\beta_c(P-P_0)} dp + c = \frac{\rho}{\beta_c} + c \quad (2.20)$$

bo'ladi.

Leybenzon funksiyasining taxminiy qiymati

$$\wp = \int \rho_0 [1 + \beta_c (p - p_0)] dp + c, \quad (2.21)$$

ko'pincha $\beta_c(p - p_0) \ll 1$ bo'lgani uchun,

$$\wp \approx \rho_0 p + c \quad (2.22)$$

deb qabul qilish mumkin.

3. Gaz holat tenglamasining tuzilishini tushuntiramiz.

Agar gaz ideal bo'lsa, izotermik protsessda quyidagi ko'rinishdagi Boyl - Mariot qonuni o'rinni bo'ladi:

$$\frac{\rho}{\rho_{at}} = \frac{p}{p_{at}} \quad (2.23)$$

Bu tenglik ideal gaz holat tenglamasini ifodalaydi.

Real gazlar uchun Klayperon - Mendeleyev tenglamasidan foydalaniladi. Bu tenglamaga gazlarning siqilish va kengayishlarini hisobga oladigan z siqilish koeffitsiyenti kiritiladi:

$$\frac{p}{\rho_g} = zRT, \quad (2.24)$$

bu yerda, R – gaz doimiysi; T – absolyut harorat. Bir mol gaz uchun $R = 8,32 \cdot 10^3 \text{ j/grad}\cdot\text{kmol}$. Siqilish koeffitsiyenti z gaz tarkibiga bog'liq bo'ladi. Masalan, metan uchun z qiymati har xil haroratlarda va bosimlarda 2.3-rasmda ko'rsatilgan.

Real gazning izotermik filtratsiyasida zichlikning bosimga bog'lanishi

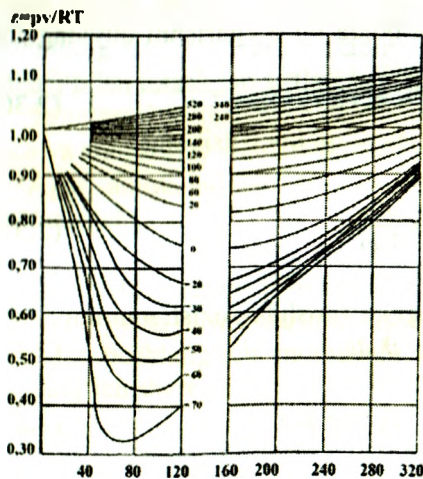
$$\rho = \rho_{at} z(p_{at}) p / p_{at} z(p) \quad (2.25)$$

ko'rinishni oladi.

Tajribalar ko'rsatishicha, neft va gaz qovushoqlik koeffitsiyenti bosim oshishi bilan orta boradi. Bosimning (1000 MPa qiymatlarigacha) sezilarli o'zgarish qiymatlarida neft qatlamlari va tabiiy gazlar qovushoqligining bosimga bog'liqligini eksponensial deb qabul qilish mumkin:

$$\mu = \mu_i \bar{a}^{-\bar{a}_\mu (p_i - p)} \quad (2.26)$$

Bosimning kichik o'zgarishlarida bu bog'lanish chiziqli xarakterga (2.26)



2.3-rasm.

$$\mu = \mu_i [1 - \bar{a}_\mu (p_i - p)] \quad (2.27)$$

ega bo'ladi. Bunda μ_i – p_i bosimdagi qovushoqlik; \bar{a}_μ – neft va gaz tarkibiga bog'liq bo'lgan tajriba orqali aniqlanadigan koeffitsiyent.

Qatlam bosimi o'zgarishiga bog'liq holda o'zgaradigan g'ovak muhit hajmining tenglamasi bilan tanishamiz. Qatlam bosimi va mahsuldor qatlamda yotgan jins skeletidagi bosimlarning o'zaro bog'lanishini oldindan ko'rib chiqamiz.

Mahsuldor qatlam yuqori qismida joylashgan tog' jinslari massasi p_{tog} tog' bosimni hosil qiladi va buni ishlov protsessining ko'p hollarida o'zgarimas deb qaraladi.

Tog' bosim quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$D_{tog} = \rho_{tog} \cdot gH, \quad (2.28)$$

bu yerda, ρ_{tog} – tog' jinslarining o'rtacha zichligi; H – yuqorida yotgan jinsning balandligi.

Neft tashuvchi qatlam skeletini quyidagicha yozish mumkin:

$$p_{sk} = p_{tog} - p, \quad (2.29)$$

bu yerda, p – qatlam bosimi.

p qatlam bosimining kamayishi bilan p_{sk} jins skeletiga ta'sir etadigan bosim ortadi, qatlam g'ovak muhiti hajmi esa kamayadi.

Jinsning zarra sirtlariga ta'sir qiladigan gidrostatik kuchlardan tashqari, g'ovak muhit hajmiga jins deformatsiyasi ham sezilarli ta'sir etadi. Kontaktdagi jins deformatsiyalari – qayta tiklanadigan protsessdir. Qayta tiklanmaydigan deformatsiya protsesslariga g'ovak muhit hajmi o'zgarishiga olib boruvchi jins zarralarining jips joylashishini va sementlovchi moddalarining deformatsiyalarini ko'rsatish mumkin.

Qatlamni bir jinsli izotrop elastik muhit hamda u Guk qonuniga bo'ysunadi deb hisoblaymiz.

V qatlam hajmi ichidan ajratib olingan g'ovak muhit hajm o'zgarishini dV_f deb belgilasak, u holda bu o'zgarishni quyidagicha aniqlash mumkin:

$$dV_f = \beta_f V dp, \quad (2.30)$$

bu yerda, β_f – qatlam hajmiy elastikligi koeffitsiyenti.

(2.30) formuladan β_f aniqlanadi

$$\beta_f = \frac{dV_f}{V dp}. \quad (2.31)$$

(2.31) siqilish qonunini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$dm = \beta_f dp \quad (2.32)$$

yoki oxirgi ko'rinishda

$$m = m_o + \beta_f (p - p_o) \quad (2.33)$$

Tajriba natijalariga ko'ra $\beta_f = (0,3...2) \cdot 10^{-10} Pa^{-1}$ bo'ladi.

Bosimni hisobiga olinadigan darajada o'zgarishidagi g'ovaklik o'zgarishi ushbu

$$m = m_o e^{-a_m (p_o - p)} \quad (2.34)$$

tenglama bilan yoziladi.

Tajribalar qatlam bosimi o'zgarishi bilan o'tkazuvchanlik ham o'zgarishini ko'rsatadi. Bosim o'zgarishining qiymatlarida o'tkazuvchanlik bilan bosim orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi:

bosim o'zgarishining kichik qiymatlarida chiziqli

$$k = k_o [1 - ak(p_o - p)], \quad (2.35)$$

bosim o'zgarishining katta qiymatlari esa eksponensial

$$k = k_o e^{-ak(p_o - p)}. \quad (2.36)$$

bo'ladi.

Yoriq qatlamlarda bosimga bog'liq holda o'tkazuvchanlik g'ovak muhitdagiga nisbatan ancha intensivroq o'zgaradi. Shu sababli, yoriq qatlamlar hisobida $k(p)$ bog'liqlikni hisobga olish zarur.

2.4. Boshlang'ich va chegaraviy shartlar

Mahsuldor qatlamni yoki undan ajratib olingan bir bo'lakni, qandaydir sirtlar bilan chegaralangan muhit oblasti deb qarash mumkin. Flyuidlar uchun uning, masalan, yuqori va pastki chegaralarini o'tkazmaydigan deb qarash mumkin. Chegaraviy sirt bo'lib, yana qatlamning iste'mol kontur (tabiiy suv havzalari, kundalik yorug'lik sirtlari) bilan tutashgan sirtlari ham hisoblanadi.

Tenglamalar sistemasi yechimini topish uchun bunga boshlang'ich va chegaraviy shartlar kiritish kerak.

Agar aniqlanadigan funksiya qatlam bosimi bo'lsa, u holda boshlang'ich shart

$$t=0 \text{ da } p=p_0(x,y,z) \quad (2.37)$$

ko'rinishga ega bo'lishi mumkin, ya'ni boshlang'ich momentda qatlam bo'yicha bosim taqsimlanishi berilgan bo'ladi.

Agar boshlang'ich momentda qatlam harakatlanmasa, u holda boshlang'ich shart

$$t=0 \text{ da } p=p_k=const \quad (2.38)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Chegaraviy shartlar qatlamning chegaralarida beriladi.

Chegaraviy shartlar soni koordinatalar bo'yicha differensial tenglamalar soniga teng bo'lishi kerak.

Quyidagi chegaraviy shartlar bo'lishi mumkin.

1. G ning tashqi chegarasida:

1) o'zgarmas bosim

$$p(G, t)=p_k=const, \quad (2.39)$$

ya'ni chegara iste'mol konturi bo'lib hisoblanadi.

2) Chegaradan o'tadigan doimiy oqib o'tish

$$\partial \rho / \partial n = const, \quad (2.40)$$

bu yerda, n – G chegaraga normal yo'nalgan.

3) Chegaradan o'tadigan o'zgaruvchan oqim

$$\partial \rho / \partial n = f_1(t); \quad (2.41)$$

4) Yopiq tashqi chegara

$$\partial \rho / \partial n = 0 \quad (2.42)$$

5) Qatlam cheksizligida

$$\lim_{x \rightarrow \infty, y \rightarrow \infty} p(x, y, t) = p_k = \text{const} \quad (2.43)$$

II. Ichki chegarasida:

6) Quduq tubidagi o'zgarma bosimda.

$$p(r_c, t) = p_c = \text{const}, \quad (2.44)$$

bu yerda, r_c – quduq radiusi.

7) O'zgarma debit. Bu shartni Darsi qonuni bajarilganda quyidagi ko'rinishda

$$Q = V_r \cdot \omega = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} \cdot 2\pi r_c h = \text{const},$$

yoki

$$r = r_c \quad \text{ä} \quad r \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{Q \cdot \mu}{2\pi k h} \quad (2.45)$$

yozish mumkin. Bu yerda $2\pi r_c h$ – quduqning yon sirti yuzasi; h – qatlam qalinligi.

8) Quduq tubida bosim o'zgaruvchan bo'lganda

$$r = r_c \quad \text{ä} \quad p(r_c, t) = f_2(t). \quad (2.46)$$

9) O'zgaruvchan debit

$$r = r_c \quad \text{ä} \quad r \frac{\partial p}{\partial r} = f_3(t). \quad (2.47)$$

10) Quduq ajratilganda

$$r = r_c \quad \text{ä} \quad r \frac{\partial p}{\partial r} = 0. \quad (2.48)$$

Nazorat savollari

1. Barqaror va nobarqaror filtratsiya oqimlarini tushuntiring.
2. Uzluksiz tenglamasini yozing.
3. Harakatning differensial tenglamasini yozing.
4. Holat tenglamasini yozing.
5. Suyuqlik elastikligini tushuntiring.
6. Hajm elastik koeffitsiyenti qanday aniqlanadi?
7. Boyl-Mariott qonunini tushuntirib bering.
8. Mendeleyev- Klayperon tenglamasini yozib ko'rsating.
9. Qatlam bosimi o'zgarishi bilan o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti o'zgaradimi?
10. Boshlang'ich va chegaraviy shartlarni ko'rsating.

Xulosa

Filtratsiya oqimining fizik mohiyati tavsiflanib, uzluksizlik va harakat tenglamalari keltirib chiqarilgan.

Keltirib chiqarilgan differensial tenglamalardagi flyuid zichligi ρ , g'ovaklik koeffitsiyenti m , o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti k va flyud qovushoqligi μ larning hisoblarda bosimga bog'liqligini bilish kerak bo'ladi. Shu sababli, flyuid va g'ovak muhit parametrlarining bosimga bog'liqligi ko'rsatib o'tilgan.

Tenglamalar sistemasi yechimini topish uchun boshlang'ich va chegaraviy shartlarni kiritish kerak. Qatlamdagi filtratsiya jarayoni bilan bog'liq masalalar yechimidagi boshlang'ich va chegaraviy shartlar xususida to'xtalib o'tilgan.

3. SIQILMAYDIGAN SUYUQLIKNING G'OVAK MUHITDAGI BARQAROR HARAKATI

3.1. Darsi qonuni bo'yicha siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi

Uzluksizlik tenglamasi, harakat tenglamasi va holat tenglamasi hamda g'ovak muhit tenglamalari asosida, Darsi qonuniga ko'ra siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasining differensial tenglamasini keltirib chiqaramiz.

Qaraladigan hol uchun g'ovak muhit deformatsiyasini hisobga olmasak, ($\rho = const, m = const$) (2.6a) uzluksizlik tenglamasi:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

bo'ladi.

Bizga ma'lumki, Darsi qonuniga ko'ra suyuqlik barqaror harakati

$$v_x = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \quad v_y = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \quad v_z = -\frac{k}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g \right). \quad (3.2)$$

tenglamalar bilan ifodalandi.

(3.2) tenglamadan

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}; \quad \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial y^2}; \quad \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \quad (3.3)$$

hosilalarni aniqlaymiz va ularni (3.1) uzluksizlik tenglamasiga qo'yib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$-\frac{k}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) = 0,$$

bundan esa

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0 \quad (3.4)$$

$$\nabla^2 p = 0 \quad \text{yoki} \quad \text{div grad } p = 0 \quad (3.5)$$

(3.4) tenglama Darsi qonuni bo'yicha deformatsiyalanmaydigan g'ovak muhitdagi siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi bo'lib hisoblanadi va Laplas tenglamasi nomi bilan yuritiladi.

Filtratsiya nazariyasida filtratsiya potensial $f(x,y,z)$ funksiyasini kiritish qulay bo'ladi va u filtratsiya potensial tezligi deb atalib, quyidagicha aniqlanadi:

$$F = \frac{k}{\mu} \cdot (p + \rho g z). \quad (3.6)$$

Agar bu (3.6) funksiyani (3.2) harakat tenglamasiga qo'ysak, u holda bularni

$$v_x = -\frac{\partial F}{\partial x}, \quad v_y = -\frac{\partial F}{\partial y}, \quad v_z = -\frac{\partial F}{\partial z} \quad (3.7)$$

ko'rinishlarda yozish mumkin.

(3.7) tenglamani koordinatalar bo'yicha differensiallab va filtratsiya tezligi hosilalari qiymatlarini (3.1) uzluksizlik tenglamasiga qo'yib

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0 \quad (3.8)$$

ifodaga ega bo'lamiz, ya'ni F filtratsiya potensial tezligi, p bosim kabi Laplas qonunini qanoatlantiradi. Laplas tenglamasini qanoatlantiruvchi $r(x,y,z)$ va $f(x,y,z)$ tenglamalar uzluksiz hisoblanib, garmonik deyiladi.

Chiziqli bir jinsli differensial tenglamasining yechimi kabi, Laplas tenglamasining yechimi ham quyidagi tenglamalarni o'ziga mujassam etadi:

1) xususiy yechimlarning yig'indisi shu tenglamaning yechimi bo'ladi;

2) ixtiyoriy o'zgarmasdagi xususiy hosilalari yechimlari shu tenglamaning yechimi bo'ladi;

3) masalan, p_1, p_2, \dots, p_n (3.4) tenglamaning yechimlari bo'lib hisoblansa, u holda funksiya

$$p = \sum_{i=1}^n C_i p_i$$

bo'ladi. Bunda C_i – konstanta, (3.4) tenglamani ham qanoatlantiradi.

Yuqorida ko'rsatilgan xususiyatlar superpozitsiya prinsipiga olib kelib, Laplas tenglamasidan yer osti gidrodinamikasining turli masalalarining yechimida keng foydalaniladi.

3.2. Bir jinsli qatlamdagi siqilmaydigan suyuqlikning bir o'lchamli filtratsiya oqimlari

Filtratsiya tezligi va bosim faqat bir koordinataning (oqim chizig'i bo'yicha o'lchanadigan) funksiyasi bo'lsa, bunday suyuqlikning filtratsiya oqimi bir o'lchamli bo'ladi. Bir o'lchamli oqimlarga quyidagilar kiradi:

1. To'g'ri chizikli parallel filtratsiya oqimi.
2. Tekis radial filtratsiya oqimi.
3. Radial-sferik filtratsiya oqimi.

Bu filtratsiya oqimlarini ko'rib chiqamiz:

1. Qatlamning qaysidir oblastidagi filtratsiya tezligi vektorlari hamma nuqtalarda o'zaro parallel deb faraz qilaylik. U holda qatlamning bu oblastida bir o'lchamli oqim ko'rinishiga ega bo'lamiz va u to'g'ri chizikli parallel filtratsiya oqimi deyiladi.

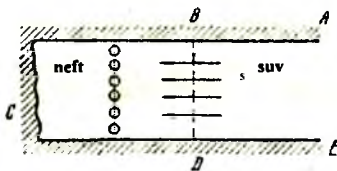
To'g'ri chizikli parallel oqim quyidagi joylarda sodir bo'lishini ko'rib chiqamiz.

To'g'ri chizikli parallel oqimlar uchun bir necha misollar keltiramiz: qatlam planda «polosa» ko'rinishida bo'lsin deylik (3.1, a-rasm).

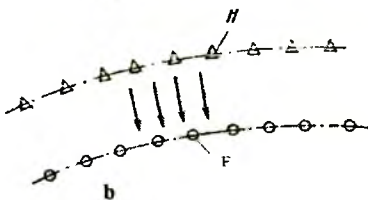
Uzunlik bo'yicha qatlam quvvati o'zgaruvchanligi sababli, hamma joyda bir xil deb hisoblash mumkin. $ABCDE$ qatlam kontur chegarasi o'tkazuvchan emas, qatlam tepa va past qismi ham o'tkazuvchan emas. Chiqarish quduqlar batareyasi neft tashuvchi BD boshlang'ich konturga parallel joylashgan.

Amalda suyuqlik oqimi quduq batareyasidan qandaydir masofada uzoqlashganda to'g'ri chizikli parallel bo'ladi.

Yana bir misolni qaraymiz. Haydaydigan H va chiqarish F quduq batareyalari orasining qandaydir uchastkasida oqimni to'g'ri chizikli parallel deb hisoblash mumkin. Qatlam nisbiy quvvati uning tepa va pastki qismlari oralig'ida o'zgarmaydi (3.1, b -



a



b

3.1-rasm.

rasm). Qatlamdagi to'g'ri chiziqli parallel oqimchali suyuqlik harakatining masalalarini yechishda qatlamni sxematik ravishda ifodalaydigan balandligi b bo'lgan parallelepiped modeli ko'rinishida tasavvur qilish qulay bo'ladi (3.2 - rasm). Uning $AA'D'D$ tomoni qatlam bilan iste'mol oblast chegarasi bo'lib, $BB'C'C$ tomon esa oqim sirti bo'lib xizmat qiladi. Oqim sirti qatlamini, qatlamdan suyuqlik oqib chiqib ketadigan a uzunlikdagi to'g'ri chiziqli galereyani chegaralaydi deb tasavvur qilish mumkin. $AA'D'D$ va $DD'C'C$ tomonlar suyuqlik uchun o'tkazuvchan emas. $A'B'C'D'$ tomon qatlamning va $ABCD$ tomon pastki qismlarining o'tkazuvchan emasligini tasvirlaydi. Suyuqlik filtratsiyasi b qatlam qalinligi bo'yicha bo'ladi. Rasmda uzlukli chiziqli ko'rsatkichlari bilan filtratsiya tezlik vektorlari ko'rsatilgan.

2. Uzunligi chegaralanmagan gorizontal qatlamni qarab chiqamiz. Bu qatlamning A tepa va C pastki tomonlari o'tkazuvchan emas (3.3-rasm). Bu qatlam yagona gidrodinamik mukammal quduqqa ega. Mukammal gidrodinamik quduq deb, qatlamni butun quvvati (qalinligi) bo'yicha ochadigan quduqlarga aytiladi va u suyuqlik uchun to'liq ochilgan yon tomon sirlari orqali mahsuldor qatlam bilan tutashadi.

Qatlam tepa va ostki qismlari bir - biriga parallel bo'ladi.

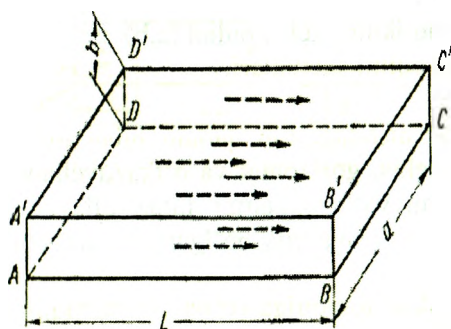
3.3,a - rasmda EDF quduqni o'rab olgan qatlam zonasi tasvirlangan. DF devorning hamma qismidan ajratilgan qatlam zonasi va quduq DF qismi orasida suyuqlik almashinish sodir bo'lishi

mumkin. EDF quduq foydalaniladigan bo'lsa, ajratilgan qatlam zonasining B sirtlarining hamma tomonlaridan suyuqlik oqib kiradi.

Ichki zonada suyuqlik yig'iluvchi radial oqim (3.3,b-rasm) hosil bo'ladi. Suyuqlik tushish joyi bo'lib DF quduqning ochiq yon tomonlari hisoblanadi.

Agar EDF - suyuqlik haydaydigan quduq bo'lsa,

ajratilgan qatlam zonasidagi suyuqlik iste'mol manbai bo'lib, DF



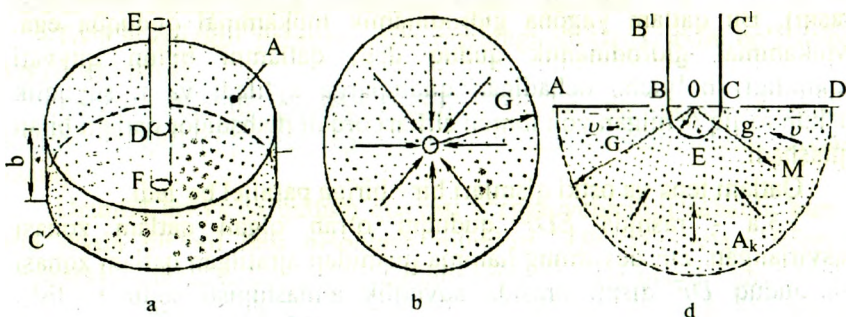
3.2-rasm. Suyuqlikning to'g'ri chiziqli parallel oqimi sxemasi.

devor qudug'i xizmat qiladi. Suyuqlik tushish joyi bo'lib, ajratilgan zonaning B sirti hisoblanadi. Bunda oqim radial tarqaluvchi bo'ladi.

Suyuqlik harakati qatlamning butun qalinligi (ostki qismidan tepa qismigacha) chegarasida bo'lgandagi shartda qaraladigan bo'lsa, unda suyuqlikning bu harakatini tekis radial deb atash mumkin.

4. Agar filtratsiya tezliklari vektorlari fazoda radial bir nuqtada kesishadigan (bir nuqtadan yoyiladigan) to'g'ri chiziqlar bo'yicha yo'nalgan bo'lsa, bunday filtratsiya oqimlariga radial-sferik oqimlar deyiladi. (3.3, d-rasm).

Markaziy simmetriyaga asosan, filtratsiya bosimi va tezligi, bu holda faqat markazdan hisoblanadigan bir r koordinataga bog'liq bo'ladi. Sferik-radial oqim sharoitlarida teng bosimli sirtlar (izobara) va teng tezlikli sirtlar (izotaxa) bo'lib, ularning sferik sirtlari hisoblanadi.



3.3-rasm. Qatlamdagi suyuqlikning tekis radial (a,b) va radial sferik (d) oqimi sxemalari.

Quduq BEC yarim sferali ko'rinishdagi tub qatlam bilan tutashadi. Tepa qismi $ABCD$ bo'lgan, tekis, gorizontallikka ega bo'lmagan chegarasiz quvvatli qatlamni faraz qilaylik. Bunda quduq BEC yarim sferali ko'rinishga ega bo'lgan tub qatlam bilan tutashadi (3.3, d-rasm).

Qatlamda quduq tubiga yoki teskari tomoniga yo'nalgan suyuqlik oqimi sferik - radial bo'lib hisoblanadi.

Yuqorida keltirilgan, bir o'lchamli oqimlarning uch ko'rinishi neft va gaz sohasi amaliyoti bilan bog'liq bir qancha masalalarni yechishda katta ahamiyatga ega. Bu oqim ko'rinishlarini qarab chiqamiz.

To'g'ri chizikli parallel oqim

Iste'mol konturiga mos tushadigan h qalinlikka va B engacha bo'lgan gorizontal qatlam I-I kesimida p_k o'zgarmas bosim saqlab turilibdi, iste'mol konturidan L_k masofadagi II-II kesimda esa p_g (bu yerda, qazib chiqarish galereyasi joylashgan) o'zgarmas bosim saqlab turilibdi deylik (3.4 - rasm).

Oqim chizig'i bo'yicha Ox koordinata o'qini yo'naltiramiz. Oy o'qini esa iste'mol konturi bo'yicha yo'naltiramiz. Ox o'q bo'yicha suyuqlikning harakatini qaraymiz. Bunda (3.4) Laplas tenglamasi ushbu

$$d^2 p / dx^2 = 0 \quad (3.9)$$

ko'rinishda bo'ladi

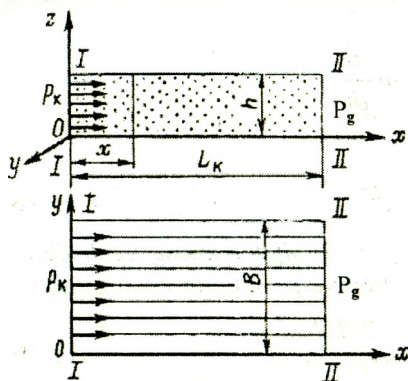
Istalgan nuqtadagi oqim bosimini aniqlash uchun (3.9) tenglamani quyidagi chegaraviy shartlarda ikki marta integrallaymiz:

$$\begin{aligned} x=0 \quad da \quad p &= p_k \\ x=L_k \quad da \quad p &= p_g \end{aligned} \quad (3.10)$$

(3.9) tenglamani ikki marta integrallash natijasida ketma - ket

$$\frac{dp}{dx} = C_1 \quad yoki \quad dp = C_1 dx$$

$$p = C_1 x + C_2 \quad (3.11)$$



ifodalarga ega bo'lamiz. Bunda C_1 va C_2 - ixtiyoriy o'zgarmaslar.

(3.11) tenglamaga (3.10) chegaraviy shartlarni qo'yib,

$$C_2 = p_k;$$

$$C_1 = -\frac{p_k - p_g}{L_k} \quad (3.12)$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Qatlamda bosim taqsimlanishi qonunini, C_1 va C_2 o'zgarmas qiymatlarni (3.11) ga qo'yib .

3.4-rasm. Filtratsiyaning to'g'ri chizikli parallel oqimidagi vertikal va gorizontal kesimlar.

$$p = p_k - \frac{p_k - p_g}{L_k} x \quad (3.13)$$

ifodani topamiz.

(3.13) ifodadan bosim gradiyenti

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{p_k - p_g}{L} \quad (3.14)$$

ifodasiga ega bo'lamiz.

(3.12) tenglamadan qaraladigan hol uchun kelib chiqadigan harakat tenglamasi ushbu

$$v = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (3.15)$$

ko'rinishni oladi.

(3.14) ni (3.15) ifodaga qo'yib, filtratsiya tezligini topamiz:

$$v = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{L_k} \quad (3.16)$$

Oqimdagi suyuqlik sarfi:

$$Q = v \cdot \omega = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{L_k} \cdot Bh, \quad (3.17)$$

bu yerda, $\omega = B \cdot h$ – oqim ko'ndalang kesimi yuzasi.

$t=f(x)$ suyuqlik zarrachasi harakat qonunini v filtratsiya tezligi va u suyuqlik zarrachasi o'rtacha tezligi bilan o'zaro bog'lanish munosabatidan topamiz.

$$v = mu = m \frac{dx}{dt},$$

bunda

$$dt = \frac{m}{v} \cdot dx \quad (3.18)$$

(3.16) ifodani (3.18) ifodaga quyib, $0 \gg$ dan t gacha va 0 dan x gacha integrallab, suyuqlik zarrachasi harakati qonunini hosil qilamiz:

$$t = \frac{m}{\frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{L_k}} x = \frac{m\mu \cdot L_k}{k(p_k - p_g)} x \quad (3.19)$$

Buni (3.17) dan foydalanib, quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$t = \frac{m}{\nu} x = \frac{m \cdot B \cdot h}{Q} x \quad (3.20)$$

G'ovak muhit hajmi bo'yicha qatlam o'rtacha bosimini

$$\tilde{p} = \frac{1}{V_{g'ov}} \cdot \int_{V_{g'ov}} p dV_{g'ov} \quad (3.21)$$

ifodadan aniqlaymiz.

Bizning hol uchun

$$V_F = m \cdot BhL_k, \quad dV_F = mBhdx \quad (3.22)$$

V_F , dV_F qiymatlarni, (3.13) da p ni (3.21) ga quyib va integrallab

$$\begin{aligned} \tilde{p} &= \frac{1}{mBhL_k} \cdot \int_0^{L_k} \left(p_k - \frac{p_k - p_g}{L_k} x \right) m \cdot Bh dx = \frac{1}{L_k} \cdot \int_0^{L_k} \left(p_k - \frac{p_k - p_g}{L_k} x \right) dx = \\ &= \frac{1}{L_k} \left(p_k L_k - \frac{p_k - p_g}{L_k} \cdot \frac{L_k^2}{2} \right) = \frac{p_k + p_g}{2} \end{aligned} \quad (3.23)$$

formulani hosil qilamiz.

Shunday qilib, bir jinsli siqilmaydigan suyuqlik barqaror to'g'ri chiziqli parallel oqim xarakteristikalari (3.13), (3.14), (3.16), (3.17), (3.19) va (3.23) ifodalar bilan aniqlanadi.

Tekis radial oqim

Yuqorida aytib o'tganimizdek, tekis radial harakatda filtratsiya tezligi vektorlari radius bo'yicha quduq o'qiga yo'nalgan bo'lib, filtratsiya bosim va tezligi faqat «r» koordinataga bog'liq bo'ladi.

«h» qalinlik (quvvati) va « R_k » radiusi bo'lgan chegaralangan gorizontal silindrik qatlam markazida joylashtirilgan « r_s » radiusli mukammal quduqqa kiradigan (yoki quduqdan chiqadigan) tekis radial oqimni ko'rib chiqamiz. (3.5- rasm). Agar iste'mol konturiga mos keladigan qatlamning tashqi chegarasida « P_k » o'zgarmas bosim saqlab turilsa, quduq tubida esa « P_c » o'zgarmas bosim bo'lsa, g'ovakligi va o'tkazuvchanligi bo'yicha qatlam bir jinsli, filtratsiya Darsi qonunga asosan sodir bo'lsa, u holda quduqning debit hajmi Dyupyui formulasidan aniqlanadi.

$$Q = \frac{2\pi \cdot k \cdot h}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \quad (3.24)$$

Bosim taqsimlanish qonuni istalgan quyidagi formulalardan aniqlanadi:

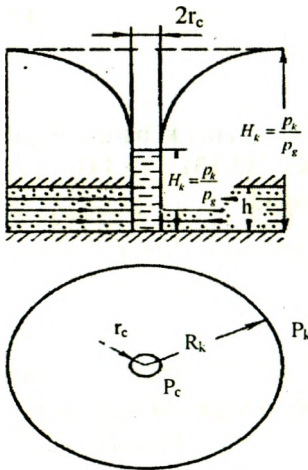
$$p = p_k - \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}}, \quad (3.25)$$

yoki

$$p = p_k - \frac{Q\mu}{2\pi \cdot k \cdot h} \cdot \ln \frac{R_k}{r}, \quad (3.26)$$

yoki

$$p = p_c + \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \cdot \ln \frac{r}{r_c} \quad (3.27)$$



3.5-rasm.

siyaga bog'liqligi) Darsi qonuni saqlangandagi oqimning quduq tomon oqishida (quduq debitining $\Delta p = p_k - p_c$ depressiyaga bog'liqligi) to'g'ri chiziqni aks ettirib, $Q = K \cdot \Delta P$ tenglamadan aniqlanadi.

Mahsuldorlik koeffitsiyenti

$$K = \frac{2\pi kh}{\mu \cdot \ln \frac{R_k}{r_c}} \quad (3.28)$$

son jihatidan depressiyadagi debitga teng, ya'ni birga.

Agar $t=0$ da zarracha koordinatasi $r=r_0$ nuqtada joylashgan bo'lsa, unda oqim chizig'i uzunligi bo'yicha zarrachaning saqlanish qonuni quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$t = \frac{\pi h \mu}{Q} (r_0^2 - r^2) \quad (3.29)$$

yoki

$$t = \frac{m \mu \ln \frac{R_k}{r_c} (r_0^2 - r^2)}{2k(p_k - p_c)} \quad (3.29 a)$$

G'ovak muhit hajmi bo'yicha qatlam bosimning o'rtacha qiymati

$$\bar{p} = \frac{1}{V_{g'ov}} \int p dV_{g'ov} \quad (3.30)$$

bo'ladi, bu yerda, $V_{g'ov}$ - g'ovak muhit hajmi,

$$V_{g'ov} = \pi (R_k^2 - r_c^2) h \cdot m,$$

$$dV_{g'ov} = 2\pi h m r dr$$

« p » uchun (3.5) ifodaga qo'yib, integrallab va « r_c^2 » li hamma a'zolari hisobga olmasdan,

$$\bar{p} = p_k - \frac{p_k - p_c}{2 \ln \frac{R_k}{r_c}} \quad (3.31)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Mukammal quduqqa oqib kirishidagi Darsi qonunining buzilishida bosim taqsimlanish qonuni

$$-\frac{dp}{ds} = \frac{dp}{dr} = \frac{\mu}{k} v + b v^2 \quad (3.32)$$

Filtratsiya tezligi

$$v = Q / 2\pi h$$

ifodasini (3.32) ifodaga qo'yib va o'zgaruvchilarga ajratib

$$dp = \frac{Q\mu}{2\pi k h} \cdot \frac{dr}{r} + \frac{Q^2 b}{(2\pi h)^2} \cdot \frac{dr}{r^2} \quad (3.33)$$

tenglamani hosil qilamiz:

« p » ni « p_c » dan « p_k » gacha va « r » ni « r_s » dan « R_k » gacha integrallab

$$p_k - p_c = \frac{Q\mu}{2\pi kh} \cdot \ln \frac{R_k}{r_c} + \frac{Q^2 b}{(2\pi h)^2} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{R_k} \right) \quad (3.34)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Bu kvadrat tenglamani yechib, « Q » quduq debitini topamiz. (3.33) tenglamani « p » bo'yicha « p » dan « p_k » gacha va « r » dan « R_k » gacha integrallab, bosim taqsimlanishi qonunini topamiz:

$$p = p_k - \frac{Q\mu}{2\pi kh} \ln \frac{R_k}{r_c} - \frac{Q^2 b}{(2\pi h)^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_k} \right) \quad (3.35)$$

(3.34) ifodadan ko'rinadiki, Darsi qonunining buzilishida indikator chiziq parabola ko'rinishida bo'ladi.

Agar filtratsiya Krasnopolskiy qonuniga ko'ra bo'lsa, unda debit quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$Q = 2\pi h \sqrt{\frac{r_c}{b} \Delta p} \quad (3.36)$$

Radial - sferik oqim

Katta quvvatli gorizontal o'tkazmaydigan bir jinsli qatlamni to'liq ochmagan mukammal gidrodinamik kichik diametrli quduqqa oqib kiradigan suyuqlikning radial - sferik oqimini qaraymiz (3.6-rasm).



3.6-rasm.

Agar radiusi « r_s » bo'lgan yarimsfera ko'rinishidagi quduq tubida « p_c^* » keltirilgan o'z-garmas bosim, quduqdan ancha uzoq masofada « p_k » radiusli yarimsferik sirtan esa « p_k^* » o'z-garmas bosimlar ushlab turiladi va bir jinsli qatlamda filtratsiya Darsi qonuni bo'yicha sodir bo'lsa, u holda quduqning debit hajmi

quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$Q = \frac{2\pi r_c k (p_k^* - p_c^*)}{\mu} \quad (3.37)$$

Kesimning istalgan nuqtasidagi keltirilgan bosim ushbu

$$p^* = p_k^* - \frac{p_k^* - p_c^*}{\frac{1}{r_c} - \frac{1}{r_k}} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_k} \right) \quad (3.38)$$

formuladan aniqlanadi, oqim chizig'i bo'ylab « r_s » koordinatali nuqtadan « r » koordinatali nuqttagacha bo'lgan zarracha harakatining qonuni quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$t = \frac{2\pi m}{3Q} (r_o^3 - r^3) \quad (3.39)$$

3.3. Bir jinsli bo'lmagan qatlamlarda siqilmaydigan suyuqlik filtratsiya oqimlarini tadqiqot qilish

Tabiiy sharoitlarning juda kam hollarida tarkibida neft-gaz bo'lgan qatlamlar bir jinsli bo'ladi. Agar g'ovak muhit filtratsiya xarakteristikalari (o'tkazuvchanlik va g'ovaklik) turli doira muhitlarida har xil bo'lsa, bunday g'ovak muhit bir jinsli bo'lmagan g'ovak muhit deyiladi.

Ammo qatlam bo'yicha o'tkazuvchanlikning o'zgarishi xaotik (tartibsiz) xarakterga ega bo'lib, anchagina qatlam doiralarini bir jinsli o'rtacha o'tkazuvchan deb hisoblash mumkin. Bunday qatlamlardagi oqimlarning filtratsiya xarakteristikalari yuqori aniqlikka ega bo'lgan oqim xarakteristikalariga javob beradi.

Ko'pincha filtratsiya xarakteristikalari bir-biridan keskin farq qiladigan anchagina doiralarini qatlamlar uchraydi. Bu qavatlarini makro bir jinsli bo'lmagan qatlamlar deyilib, ularning parametrlari filtratsiya oqimlari xarakteristikalariga ancha ta'sir etadi.

Qatlamda, ya'ni neft va gaz kollektorlarida, quyidagi makro bir jinsli bo'lmagan asosiy ko'rinishlar ajratiladi.

1. Vertikal bir jinsli bo'lmagan qatlam. Bunda bir necha qatlam vertikal qalinliklari bo'yicha o'rtacha o'tkazuvchanliklari o'zgarmas, lekin har qaysi qatlam o'zgaruvchanligi qo'shni qatlam o'tkazuvchanligidan farq qiladigan bo'ladi. Bunday qatlamlar qalinligi bo'yicha bir jinsli bo'lmagan qatlamlar deyiladi.

Har xil o'tkazuvchanlikka ega qatlamlar oralig'i egrilik chegaralarining kichikligidan tekisligi kelib chiqadi. Shunday qilib, qatlamli g'ovak muhit modelidagi o'tkazuvchanlik faqat qatlam qalinligi bo'yicha o'zgaradi va vertikal koordinataning bo'lakli o'zgarmas funksiyasi bo'ladi deb taxmin qilinadi. Bunda qavatlar o'tkazmas chegaralar bilan ajratilgan (gidravlik izolatsiya qilingan qatlamlar holati) yoki har xil o'tkazuvchan qatlam oralig'ida oqadigan

oqimchalarda qavatlarining gidrodinamik to'yinish holati hisobga olinadi deb qarash mumkin.

Birinchi holatda filtratsiya xarakteristikalari hisobi bir o'lchamli oqim modeli bo'yicha bo'lishi mumkin. Ikkinchi holatda qavatlar orasidagi oqib o'tkaziladigan oqimchalar hisobi ikki o'lchamli filtratsiya masalalarini yechishni talab etadi.

2. Zonal doirali bir jinsli bo'lmagan qatlam. Bu yuza bo'yicha turli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan bir necha zonal doiralardan iborat. Bir zonaning chegarasida o'rtacha o'tkazuvchanlik bir xil, ammo ikki zona chegarasida keskin o'zgaradi. Bu yerda qatlam yuzasi bo'yicha bir jinsli bo'lmaganlik o'rin egallaydi.

Bir jinsli bo'lmagan filtratsiya koordinatasining nuqtalari ma'lum $k(x, y, z)$ o'tkazuvchanlikning uzluksiz funksiyasi bo'lib hisoblanadi.

Shu bir jinsli bo'lmagan qatlamlardagi Darsi qonuniga bo'ysunuvchi siqilmaydigan suyuqlikning bir o'lchamli oqimlarni qarab chiqamiz.

3. Gorizantal bir jinsli bo'lmagan qatlam. Gorizantal bir jinsli bo'lmagan qatlamning o'zgarmas qalinligi « h » va eni « B » bo'lsin. Gorizantal qatlamlari qalinliklari $h_1, h_2, \dots, h_n, \dots, h_b, h_m$ o'tkazuvchanliklari $k_1, k_2, \dots, k_b, \dots, k_m$ va g'ovakliklari $m_1, m_2, \dots, m_b, \dots, m_m$ bo'lsin. (3.7 - rasm). Qatlam siqilmaydigan suyuqlik bilan to'yingan. Agar qatlamning to'yingan qatlamida « p » o'zgarmas bosim ushlab turilsa, uning boshqa tomoniga to'yinganlik konturi chegarasidan « L_k » masofadagi galereyada « p_r » bosim ham o'zgarmas bo'ladi hamda har qaysi qavatlar orasida oqib o'tish bo'lmagani sababli, suyuqlikning barqaror to'g'ri chiziqli parallel oqimi kuzatiladi.

Har qaysi qatlamda oqimcha chizig'i uzunligi bo'yicha bosim taqsimlanishi chiziqli bo'ladi va u

$$p = p_k - \frac{p_k - p_g}{L_x} x$$

tenglama bilan ifodalanadi. « p_k » va « p_g » chegaraviy bosimlar hamma qatlamlarda bir xil bo'ladi va bosim taqsimlanishi qavatlarining o'tkazuvchanligiga bog'liq emas. Bundan ko'rinadiki, « x » koordinataning qiymatida har bir qavatda bosim bir xil bo'ladi.

Bosim gradiyenti ham har qaysi qavatda bir xil

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{p_k - p_g}{L_k}$$

bo'ladi.

i -qavatda suyuqlikning filtratsiyasi tezligi o'ziga tegishli bo'lib, qavatning « k_i » o'tkazuvchanligiga proporsional bo'ladi, ya'ni:

$$v_i = \frac{k_i}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{L_k}, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.40)$$

Umumiy « Q » suyuqlik oqimi debiti « Q_i » alohida qavatlar debitlarining yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$Q = \sum_{i=1}^n Q_i = \sum_{i=1}^n \frac{k_i}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{L_k} B h_i = \frac{B(p_k - p_g)}{\mu \cdot L_k} \sum_{i=1}^n k_i h_i \quad (3.41)$$

Har bir qavatdagi suyuqlik zarrachalari harakati (3.20) formulaga muvofiq o'zining qonuni bo'yicha aniqlanadi:

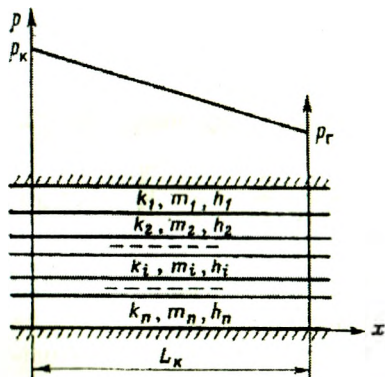
$$t_i = \frac{m_i}{v_i} x = \frac{m_i B h_i}{Q_i} x = \frac{m_i \mu \cdot L_k}{m_i (p_k - p_g)} x, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.42)$$

Qatlamlardagi suyuqlik oqimini xuddi shunday « h » qalinligi, « B » eni va « L_k » uzunlikka ega bo'lgan bir jinsli qatlam bilan almashtiriladi, ya'ni

$$\begin{aligned} Q &= \frac{B(p_k - p_g)}{\mu \cdot L_k} \cdot \sum_{i=1}^n k_i h_i = \\ &= \frac{k_{o,r}}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{L_k} \cdot B \cdot h \end{aligned} \quad (3.43)$$

Bunda

$$k_{o,r} = \sum_{i=1}^n k_i h_i = k_i h_i / h \quad (3.44)$$



3.7-rasm. Qavatli bir jinsli bo'lmagan qatlamda siqilmaydigan suyuqlikning to'g'ri chizikli parallel oqimidagi bosim taqsimlanishi egri chizig'i.

Zonal - bir jinsli bo'lmagan qatlam

« h » qalinligi o'zgarmas va « B » eni o'zgarmas bo'lgan gorizontal qatlam har xil o'tkazuvchanliklari $k_1, k_2, \dots, k_i, \dots, k_n$, g'ovakliklari $m_1, m_2, \dots, m_i, \dots, m_n$ va uzunliklari $l_1, l_2, \dots, l_i, \dots, l_n$ bo'lgan « n » ta zonadan tashkil topgan bo'lsin. Qatlam chegaralarida « p_k » va « p_g » ($p_k > p_g$) (3.8-rasm) bosimlar o'zgarmasligi saqlanib turiladi.

Qatlam zonalarining har qaysi chegarasi OX oqim filtratsiya yo'nalishiga perpendikular bo'ladi. Qatlamda siqilmaydigan suyuqlikning barqaror to'g'ri chiziqli parallel harakati sodir bo'ladi.

Har qaysi zonada bosim taqsimlanishi to'g'ri chiziqli bo'ladi va u quyidagi ifoda orqali aniqlanadi:

$$p_i(x) = p_{i-1} - \frac{p_{i-1} - p_i}{l_i} x, \quad 0 \leq x \leq l_i \quad (3.45)$$

bu yerda, p_{i-1}, p_i – zonaning mos ravishda boshidagi va oxiridagi bosimlari, «x» koordinata esa shu zonaning chegarasida qabul qilinadi.

Har bir zona chegaralarida bosim gradiyenti o'zgarmas, lekin har xil zonalarda har xil bo'ladi:

$$\frac{dp_i}{dx} = -\frac{p_{i-1} - p_i}{l_i} \quad (3.46)$$

Siqilmaydigan suyuqlikning uzluksizligi tenglamasidan kelib chiqadigan oqim debiti, oqimning istalgan ko'ndalang

kesimida o'zgarmas bo'ladi:

(3.47) tengliklar uchun proporsiyani qo'llab quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$Q = \frac{k_1}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_i}{l_i} \cdot B \cdot h = \dots = \frac{k_i}{\mu} \cdot \frac{p_{i-1} - p_i}{l_i} \cdot B \cdot h = \dots = \frac{k_n}{\mu} \cdot \frac{p_{n-1} - p_i}{l_n} \cdot B \cdot h \quad (3.47)$$

$$Q = \frac{Bh}{\mu} \cdot \frac{p_{i-1} - p_i}{\frac{l_i}{k_i}} = \frac{Bh \sum_{i=1}^n (p_{i-1} - p_i)}{\mu \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{k_i}} = \frac{Bh}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_i}{\sum_{i=1}^n \frac{l_i}{k_i}} \quad (3.48)$$

Filtratsiya tezligi ham oqim debiti kabi oqimning istalgan kesimida o'zgarmas bo'ladi:

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{Bh}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_i}{\sum_{i=1}^n \frac{l_i}{k_i}} / (Bh) = \frac{p_k - p_i}{\mu \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{k_i}} \quad (3.49)$$

Bunda shu narsani nazarda tutish kerakki, suyuqlik zarrachalarining qatlam har xil zonalaridagi harakatida haqiqiy o'rtacha tezliklar har xil bo'lib, ular bu qatlam zonalarining g'ovaklik qiymatlariga teskari proporsional bo'ladi, ya'ni g'ovaklik qiymati katta zonalarda suyuqlikning o'rtacha tezligi kichik bo'ladi.

Bunday bir jinsli bo'lmagan qatlamdagi « k_{ov} » o'tkazuvchanlikning o'rtacha qiymatini bir jinsli bo'lmagan va bir jinsli qatlamga ekvivalent bo'lgan debitlar tengligidan aniqlash mumkin.

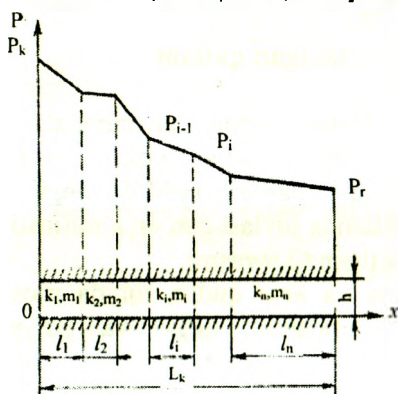
$$Q = \frac{Bh}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_r}{\sum_{i=1}^n \frac{l_i}{k_i}} = \frac{k_{o'r}}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_r}{L_k} Bh, \quad (3.50)$$

bundan

$$k_{o'r} = \frac{L_k}{\sum_{i=1}^n \frac{l_i}{k_i}} \quad (3.51)$$

(3.45) formulaga kiruvchi turli o'tkazuvchanlikka ajratilgan zonalar chegaralaridagi « P_i » bosimni bu zonalardagi filtratsiya tezliklari tengligi shartidan aniqlash mumkin:

$$v = \frac{k_1}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_r}{l_1} = \frac{k_2}{\mu} \cdot \frac{P_1 - P_2}{l_2} = \dots = \frac{k_n}{\mu} \cdot \frac{P_{n-1} - P_n}{l_n}, \quad P_n = P_r \quad (3.52)$$



3.8-rasm. Zonal bo'lmagan

qatlamdagi bir jinsli suyuqlikning to'g'ri chiziqli parallel oqimida bosim taqsimlanishi egri chizig'i.

ko'rinishda bo'ladi:

$$P_1(x) = P_k - \frac{(P_k - P_r)k_2}{l_1k_1 + l_2k_2} x, \quad 0 \leq x \leq l_1 \quad (3.55)$$

$$P_2(x) = P_r + \frac{(P_k - P_r)k_1}{l_1k_2 + l_2k_1} (L_k - x), \quad l_1 \leq x \leq L_k. \quad (3.56)$$

Agar o'tkazuvchanligi oqim chizig'i bo'yicha uzluksiz o'zgaradigan ($K = f(h)$) qatlamda siqilmaydigan suyuqlikning barqaror to'g'ri chiziqli harakati sodir bo'lsa, unda bunday filtratsiya oqimining debiti

Masalan, agar bir jinsli bo'lmagan qatlam ikki zonadan ($n=2$) tarkib topgan bo'lsa, unda bu zonalar chegarasidagi « P_1 » bosimni quyidagi tenglikdan topamiz:

$$v = \frac{k_1}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_1}{l_1} = \frac{k_2}{\mu} \cdot \frac{P_1 - P_r}{l_2} \quad (3.53)$$

bundan esa

$$P_1 = \frac{P_k \frac{l_2}{k_2} + P_r \frac{l_1}{k_1}}{\frac{l_1}{k_1} + \frac{l_2}{k_2}} \quad (3.54)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Bosimning bu qiymatlarini (3.45) ifodadagi zonalar chegarasiga qo'ysak, bu zonalardagi bosim taqsimlanishlari quyidagi

$$Q = -\frac{k(x)}{\mu} \cdot \frac{dP}{dx} Bh \quad (3.57)$$

bo'ladi. (3.57) tenglamani o'zgaruvchilarga ajratib va integrallab,

$$P_k - P_r = \frac{Q\mu}{Bh} \int \frac{dx}{k(x)} \quad (3.58)$$

ko'rinishga olib kelamiz.

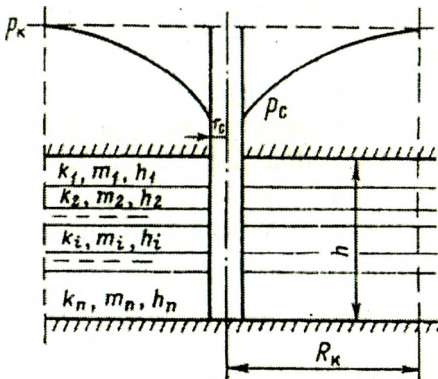
Agar « k » o'tkazuvchanlikning « x » koordinataga funksional bog'liqligi ma'lum bo'lsa, u holda hamma oqim xarakteristikalarini aniqlash mumkin bo'ladi.

BIR JINSLI BO'LMAGAN QATLAMLARDA BARQAROR SIQILMAYDIGAN SUYUQLIKNING TEKIS RADIAL OQIMI

Vertikal qavatli bir jinsli bo'lmagan qatlam

Bir jinsli bo'lmagan qatlamda Darsi qonuni chegarasidagi siqilmaydigan suyuqlikning barqaror tekis radial oqimi, turli kollektorlik xususiyatlariga ega « n » qavatlardan tashkil topgan, qavatli bir jinsli bo'lmagan vertikal qatlamda joylashgan « r_c » radiusli gidrodinamik mukammal quduqqa yo'nalgan (3.9-rasm).

Bunda « P_k » iste'mol konturida va « r_c » quduq tubida mos ravishda « P_k » va « P_c » o'zgarmas bosimlar saqlab turiladi. O'tkazuvchanlikka proporsional bo'lgan filtratsiya tezligi har bir qavatda o'zining qiymatiga ega:



3.9-rasm. Qavatli bir jinsli bo'lmagan qatlamda siqilmaydigan suyuqlikning tekis radial oqimida bosim taqsimlanishi.

$$v_i = \frac{k_i}{\mu} \frac{P_k - P_r}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \frac{1}{r}, \quad i=1,2,\dots,n \quad (3.59)$$

« Q » oqim debiti alohida olingan qavatlar debitlarining yig'indisidan tashkil topgan, ya'ni har bir qavatni uning « h_i » o'zgarmas qalinligi va « k_i » o'tkazuvchanligida harakat te-

kis radial bo'lad va har biridagi bosim taqsimlanishi qonuni ushbu

$$P = P_k - \frac{P_k - P_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r} \quad (3.60)$$

tenglama bilan ifodalanadi.

Hamma qavatlar uchun bosim taqsimlanishi logarifmik egri chizig'i umumiy bo'lad. Hamma qavatlar uchun ham bosim gradiyenti bir xil va

$$\frac{dp}{dr} = \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r} \quad (3.61)$$

ifodaga teng bo'lad.

$$Q = \sum_{i=1}^n Q_i = \sum_{i=1}^n \frac{2\pi R_i h_i}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} = \frac{2\pi}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \sum_{i=1}^n k_i h_i \quad (3.62)$$

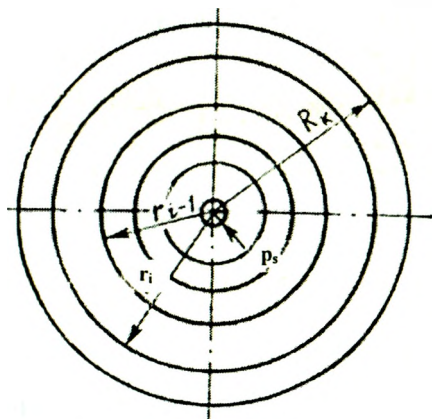
bunda

$$K_{\omega r} = \sum_{i=1}^n k_i h_i / h$$

bu esa to'g'ri chizikli parallel oqim formulasiga mos tushadi.

Zonal bir jinsli bo'lmagan qatlam

« h » o'zgarmas qalinligidagi gorizontal qatlam har xil o'tkazuvchanliklarga « k_i » va g'ovakliklarga « m_i » ega bo'lgan « n » ta halqasimon zonalardan iborat bo'lsin. Bunda har bir zona chegaralari silindr yon sirti formasiga ega bo'lad (3.10- rasm).



3.10-rasm. Zonal bir jinsli bo'lmagan qatlamning gorizontal kesimi.

« R_k » qatlam iste'mol konturi bo'lib hisoblanadigan « n » – zonaning tashqi chegarasida « P_k », « p_c » (mukammal quduq tubida) qatlam ichki chegarasida esa « r_s » o'zgarmas bosimlar saqlanadi. Qatlamda Darsi qonuni bo'yicha siqilmaydigan suyuqlikning barqaror

tekis radial oqimi o'rinli bo'ladi (3.11-rasm).

Har bir i - zonadagi bosim taqsimlanishi logarifmik qonunga bo'ysunadi:

$$P_i(r) = P_i - \frac{P_i - P_{i-1}}{\ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} \ln \frac{r_i}{r}, \quad r_{i-1} \leq r \leq r_i, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.63)$$

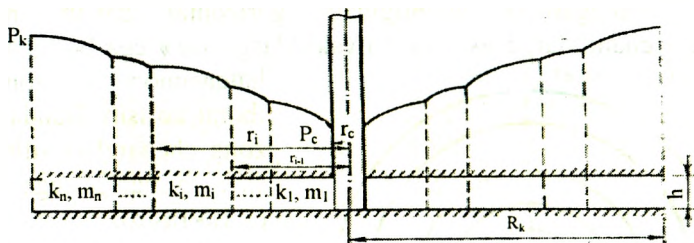
bu yerda, $r_i(r)$ - « i » - zonaning « r » koordinatali istalgan nuqtasidagi bosimi; r_o, r_{i-1} - zonaning ($r_o=r_c, r_n=R_k$) tashqi va ichki radiuslari; P_o, P_{i-1} -« i » zonaning tashqi va ichki chegaralaridagi bosimlari. « i » - zonadagi bosim gradiyenti giperbola qonuniga ko'ra « r » koordinata bo'yicha o'zgaradi:

$$\frac{dP_i}{dr} = \frac{P_i - P_{i-1}}{\ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} \cdot \frac{1}{r}, \quad r_{i-1} \leq r \leq r_i, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.64)$$

Siqilmaydigan suyuqlikning barqaror harakati ta'siri kuchi ostida istalgan silindrik sirtan o'tadigan oqim debiti quyidagicha bo'ladi:

$$Q = \frac{2\pi k_i h}{\mu} \frac{P_{i-2} - P_{i-1}}{\ln \frac{r_{i-2}}{r_{i-1}}} = \dots = \frac{2\pi k_c h}{\mu} \frac{P_i - P_{i-1}}{\ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} = \dots = \frac{2\pi k_n h}{\mu} \frac{P_k - P_{n-1}}{\ln \frac{R_k}{r_{n-1}}} \quad (3.65)$$

Yig'indilar proporsiyasi xossasini qo'llab, (3.65) tenglamadan quyidagiga ega bo'lamiz:



3.11-rasm. Zonal bir jinsli bo'lmagan qatlamlariga siqilmaydigan suyuqlikning tekis radial oqimida oqim chizig'i bo'yicha bosim taqsimlanishi sxemasi ko'rsatilgan.

$$Q = \frac{2\pi k h}{\mu} \frac{\sum_{i=1}^n (P_i - P_{i-1})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i} \ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} = \frac{2\pi h}{\mu} \frac{P_k - P_c}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i} \ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} \quad (3.66)$$

Oqim istalgan nuqtasining filtratsiya tezligi debitning mos keladigan filtratsiya sirtidagi nisbati bilan aniqlanadi:

$$v = \frac{Q}{\omega(r)} = \frac{Q}{2\pi r h} \cdot \frac{P_k - P_c}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i} \ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} / (2\pi r h) = \frac{P_k - P_c}{\mu \sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i} \ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} \cdot \frac{1}{r} \quad (3.67)$$

Zonal bir jinsli bo'lmagan qatlamdagi o'tkazuvchanlikning o'rtacha qiymatini bir jinsli bo'lmagan va bir jinsli qatlamlar analogik oqimlarining tengliklaridan aniqlanadi:

$$Q = \frac{2\pi h}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_c}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i} \ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} = \frac{2\pi k_{or} h}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \quad (3.68)$$

Bundan

$$k_{or} = \frac{\ln \frac{R_k}{r_c}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i} \ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} \quad (3.69)$$

Neft konlarini ishlatish amaliyotida turli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki zonali debitlarga duch kelinadi. Bu masala, misol uchun quyidagi hollarda paydo bo'ladi: quduq tubi osti zonasini torpedalashtirishda yoki kislotla bilan ishlov berishda, graviyli filtrni o'rnatishda, tub osti zonasini loyqalashtirishda (glinizatsiya) yoki parafinizatsiyalashda, bu zonadan mayda fraksiyalari jinslarni olib chiqishda va h.k.

Qatlam turli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki zonadan iborat bo'lsa, bu zonalardagi bosim taqsimlanishlari $p_1(r_1)$ va $p_2(r_2)$ larni (3.63) tenglamadan aniqlash mumkin. Bunda bu zonalar chegarasidagi « p_1 » bosimni shu chegaradagi filtratsiya tezliklari tenglamasi yordamida oldindan topiladi:

$$v_1 = \frac{k_1}{\mu} \cdot \frac{P_1 - P_c}{\ln \frac{r_1}{r_c}} \cdot \frac{1}{r_1} = \frac{k_2}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_1}{\ln \frac{R_k}{r_1}} \cdot \frac{1}{r_1} \quad (3.70)$$

Bunda

$$P_1 = \frac{P_k \cdot \frac{1}{k_1} \cdot \ln \frac{r_1}{r_c} + P_c \cdot \frac{1}{k_2} \cdot \ln \frac{R_k}{r_1}}{\frac{1}{k_1} \ln \frac{r_1}{r_c} + \frac{1}{k_2} \ln \frac{R_k}{r_1}} \quad (3.71)$$

(3.71) ifodadagi « P_1 » bosim qiymatini (3.63) tenglamaga qo'yib, mos ravishda birinchi va ikkinchi zonalar uchun

$$P_1(r) = P_c + \frac{P_k - P_c}{k_1 \left(\frac{1}{k_1} \ln \frac{r_1}{r_c} + \frac{1}{k_2} \ln \frac{R_k}{r_1} \right)} \ln \frac{r}{r_c}, \quad r_c \leq r \leq r_1 \quad (3.72)$$

$$P_2(r) = P_k - \frac{P_k - P_c}{k_2 \left(\frac{1}{k_1} \ln \frac{r_1}{r_c} + \frac{1}{k_2} \ln \frac{R_k}{r_1} \right)} \ln \frac{R_k}{r}, \quad r_1 \leq r \leq R_k \quad (3.73)$$

tenglamalarga ega bo'lamiz.

Bunday ikki zonali qatlamdagi quduq debiti (3.66) tenglamadan aniqlanadi:

$$Q = \frac{2\pi h}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_c}{\frac{1}{k_1} \ln \frac{r_1}{r_c} + \frac{1}{k_2} \ln \frac{R_k}{r_1}} = \frac{2\pi k_2 h}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_c}{\ln \frac{R_k}{r_1} + \frac{k_2}{k_1} \cdot \ln \frac{r_1}{r_c}} \quad (3.74)$$

3.4. Filtratsiyaning chiziqli bo'lmagan qonunlarida siqilmaydigan suyuqlikning bir o'lchamli filtratsiya oqimi

Siqilmaydigan suyuqlikning katta filtratsiya tezliklarida (inersiya tashkil etuvchilar gidravlik qarshiliklardan katta bo'ladi) chiziqli Darsi qonuni bajarilmaydi. Inersiya effektlarini hisobga olishda ushbu ikki hadli (1.22)

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{k} v + \beta \frac{\rho}{\sqrt{k}} v^2 \quad (3.75)$$

va darajali (1.24)

$$v = c \left(\frac{\Delta P}{L} \right)^{1/n} \quad (3.76)$$

ifodalardan foydalanamiz.

Siqilmaydigan suyuqlikning chiziqli bo'lmagan filtratsiya qonunidagi barqaror to'g'ri chiziqli parallel filtratsiya oqimi

Filtratsiya sxemasi (3.4) rasmda ko'rsatilgan. Bunda Darsi qonuni o'rniga (3.76) filtratsiyaning chiziqli bo'lmagan darajali ifodasidan foydalanamiz:

$$v = c \left(-\frac{dp}{dx} \right)^{1/n} = \frac{Q}{Bh}, \quad 1 \leq n \leq 2, \quad (3.77)$$

bu yerda, «C» va «n» – ma'lum bo'lgan o'zgarmaslar.

O'zgarmas «Q» debitni aniqlash uchun (3.77) tenglamaning o'zgaruvchilarini ajratib va mos chegaralari bo'yicha integrallab quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\int_{P_k}^{P_g} dp = - \left(\frac{Q}{cBh} \right)^{n h_k} \int_0^x dx,$$

bundan esa

$$Q = c \cdot \left(\frac{P_k - P_g}{L_k} \right)^{1/n} Bh \quad (3.78)$$

(3.77) tenglamani boshqa chegaralarda integrallab bosim taqsimlanishini topamiz:

$$\int_{P_k}^P dp = - \left(\frac{Q}{CBh} \right)^{n x} \int_0^x dx$$

$$P = P_k - \left(\frac{Q}{CBh} \right)^n x \quad (3.79)$$

(3.78) tenglamadagi «Q» debitni (3.79) tenglamaga qo'yib

$$P = P_k - \frac{P_k - P_g}{L_k} x \quad (3.80)$$

ifodani hosil qilamiz. Bundan ko'rinadiki, (3.77) tenglamaga ko'ra bosim taqsimlanishi (3.13) filtratsiyaning chiziqli bo'lmagan qonuni bo'yicha bosim taqsimlanishiga mos bo'ladi.

Filtratsiya tezligi quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$v = -C \left(\frac{dP}{dx} \right)^{1/n} = C \left(\frac{P_k - P_g}{L_k} \right)^{1/n} \quad (3.81)$$

(3.82) formuladan ko'rinadiki, hamma filtratsiya oqimlarida filtratsiya tezligi o'zgarmas bo'ladi, ya'ni suyuqlik zarralari traektoriya bo'yicha tekis harakatlanadi.

Chiziqli bo'lmagan filtratsiya qonunidagi siqilmaydigan suyuqlikning barqaror tekis radial oqimi

Tekis radial harakat sharoitlarida filtratsiyaning darajali qonuni quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$v = \frac{Q}{\omega} C \left(\frac{dP}{dr} \right)^{1/n}, \quad \omega = 2\pi r h. \quad (3.82)$$

Quduq debitini aniqlash uchun (3.83) tenglamani integrallaymiz:

$$Q = \omega C \left(\frac{dP}{dr} \right)^{1/n} = 2\pi r h C \left(\frac{dP}{dr} \right)^{1/n};$$

$$\int_{P_c}^{P_k} dp = \left(\frac{Q}{2\pi h c} \right)^n \int_{r_c}^{R_k} \frac{dr}{r^n};$$

$$P_k - P_c = \left(\frac{Q}{2\pi h c} \right)^n \frac{1}{1-n} \left(\frac{1}{R_k^{n-1}} - \frac{1}{r_c^{n-1}} \right);$$

bundan

$$Q = 2\pi h c \left[\frac{(n-1)(P_k - P_c)}{\left(\frac{1}{r_c} \right)^{n-1} - \left(\frac{1}{R_k} \right)^{n-1}} \right]^{\frac{1}{n}}$$

$n=2$ chegaraviy holatda (Krasnopolskiy qonuni) (3.84) tenglamadan

$$Q = 2\pi h c \sqrt{\frac{P_k - P_c}{\frac{1}{r_c} - \frac{1}{R_k}}} \quad (3.83)$$

ifodaga ega bo'lamiz. $\frac{1}{r_c}$ kattalikka nisbatan $1/R_k$ kichik bo'lgani uchun hisobga olmay ushbu

$$Q = 2\pi h c \sqrt{r_c (P_k - P_c)} \quad (3.84)$$

tenglamani hosil qilamiz.

(3.83) tenglamani boshqa chegaralarda integrallab, oqimdagi bosim taqsimlanishini aniqlaymiz:

$$\int_{P_k}^P dp = \left(\frac{Q}{2\pi h c} \right)^n \int_{R_k}^r \frac{dr}{r^n};$$

$$P = P_k - \left(\frac{Q}{2\pi h c} \right)^n \cdot \frac{1}{1-n} \left(\frac{1}{r^{n-1}} - \frac{1}{R_k^{n-1}} \right) = P_k - \frac{P_k - P_c}{\frac{1}{r_c^{n-1}} - \frac{1}{R_k^{n-1}}} \cdot \left(\frac{1}{r^{n-1}} - \frac{1}{R_k^{n-1}} \right) \quad (3.85)$$

Krasnopolskiy qonuni ($n=2$) holatida (3.86) tenglamadan

$$P = P_k - \frac{P_k - P_c}{\frac{1}{r_c} - \frac{1}{R_k}} \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_k} \right) \quad (3.86)$$

ekanligini topamiz.

Bu yerda shuni aytib o'tish kerakki, Krasnopolskiy qonuni bo'yicha qaraladigan tekis radial oqimdagi bosim taqsimlanishi filtratsiyaning chiziqli qonuni bo'yicha radial - sferik oqimdagi bosim taqsimlanishi kabi ko'rinishni oladi. Buni (3.86) va (3.87) tenglamalarni solishtirish natijasida ko'ramiz.

(3.83) va (3.84) formulalardan bosim gradiyentini topamiz:

$$\frac{dp}{dr} = \left(\frac{Q}{2\pi hc} \right)^n = \frac{(n-1)(P_k - P_c)}{\frac{1}{r_c^{n-1}} - \frac{1}{R_k^{n-1}}} \cdot \frac{1}{r^n} \quad (3.87)$$

Krasnopolskiyning filtratsiya qonuni (n=2) uchun

$$\frac{dp}{dr} = \frac{P_k - P_c}{\frac{1}{r_c} - \frac{1}{R_k}} \cdot \frac{1}{r^2} \quad (3.88)$$

(3.88) formula ushbu keltirilgan bosim gradiyenti

$$\frac{dp^*}{dr} = \frac{P_k^* - P_c^*}{\frac{1}{r_c} - \frac{1}{R_k}} \cdot \frac{1}{r^2}$$

Darsi qonuni bo'yicha radial - sferik oqim formulasiga mos tushadi.

Filtratsiya tezligi (3.83) formuladan (3.88) ni hisobga olib aniqlanadi:

$$v = C \left[\frac{(n-1)(P_k - P_c)}{\frac{1}{r_c^{n-1}} - \frac{1}{R_k^{n-1}}} \right]^{1/n} \cdot \frac{1}{r}$$

Chiziqli bo'lmagan filtratsiya qonunida suyuqlikning tekisliklar oqimi harakati xuddi chiziqli filtratsiya qonunidagi tekis radial oqim harakati kabi bo'ladi.

Nazorat savollari:

1. Siqilmaydigan suyuqliklarning g'ovak muhitidagi barqaror filtratsiyasining differensial tenglamsini tushuntiring.
2. Laplas tenglamasini tushuntirib bering.

3. Bir o'lchamli oqimlar nima?
4. To'g'ri chizikli parallel filtratsiya oqimini tushuntirib bering.
5. Tekis radial filtratsiya oqimini tushuntirib bering.
6. Radial- sferik filtratsiya oqimini tushuntirib bering.
7. Bir jinsli qatlamda siqilmaydigan suyuqlikning to'g'ri chizikli parallel oqimini tushuntirib bering.
8. Zonal bir jinsli bo'lmagan qatlam nima?
9. Bir jinsli qatlamda siqilmaydigan suyuqlikning tekis radial oqimi.
10. Qavatli bir jinsli qatlam nima?

Xulosa

Uzluksizlik tenglamasi, harakat tenglamasi va holat tenglamasi hamda g'ovak muhit tenglamalari asosida, Darsi qonuniga ko'ra siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasining differensial (Laplas) tenglamasi keltirib chiqarilgan. Shuningdek, filtratsiya potensial tezligi to'g'risida tushuncha berilgan.

Bir jinsli qatlamdagi siqilmaydigan suyuqlikning bir o'lchamli filtratsiya (to'g'ri chiziqli parallel filtratsiya oqimi, tekis radial filtratsiya oqimi va radial-sferik filtratsiya) oqimlarining sodir bo'lish jarayonlari ko'rsatib o'tilgan.

Bir jinsli bo'lmagan qatlamlardagi siqilmaydigan suyuqlikning bir o'lchamli filtratsiya (to'g'ri chiziqli parallel filtratsiya oqimi, tekis radial filtratsiya oqimi va radial-sferik filtratsiya) oqimlarining paydo bo'lish jarayonlari va ularning bir jinsli qatlamdagi filtratsiya oqimlaridan farqlari tushuntirilgan.

4. QUDUQLAR INTENFERENSIYASI. MUKAMMAL VA NOMUKAMMAL QUDUQLAR. NAPORSIZ FILTRATSIYA

Umumiy holda filtratsiya tezligi va bosimi qatlam nuqtasi-ning uch koordinatariga bog'liq bo'ladi. Agar filtratsiya bosimi va tezligi faqat ikki koordinataga bog'liq bo'lsa, unda har bir tekislikda (uchinchi o'qqa perependikular) tezlik va bosim maydonlari bir xil bo'ladi. Bu holda filtratsiya oqimi tekis deb ataladi. Bir va bir nechta gidrodinamik mukammal quduqlarning bir jinsli o'zgarmas qalinlikka ega gorizontal qatlamdagi idishlarida tekis filtratsiya oqimi o'rinli bo'ladi. Aynan shu oqimlarni qarab chiqamiz.

4.1. Quduqlar interferensiyasi

Nuqtali oqib kirish deb suyuqlikni singdiradigan tekislik nuqtasiga aytiladi. Oqib kirishni birlik quvvatli qatlamlardagi cheksiz kichik radiusga ega bo'lgan mukammal gidrodinamik foydalanish qudug'i deb qarash mumkin. Nuqtali manba deb suyuqlikni chiqaradigan tekislik nuqtasiga (chiqarish qudug'i) aytiladi. Suyuqlikning oqib chiqishini va oqib kirishini diametrli quduqlar bilan almashtirib, biz amalda hech qanday xatoga yo'l qo'ymaymiz va shuning uchun kelgusida oqim kiradigan quduq va oqim chiqadigan quduq deb ataymiz. Chegarasiz qatlamdagi oqim kiradigan quduq ishida filtratsiya tekis radial bo'ladi va quduq markazidan «r» masofadagi nuqta bosimi quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$p = \frac{q\mu}{2\pi k} \ln r + c \quad (4.1)$$

Bu yerda, $q = Q/h$ – qatlam birlik quvvatiga to'g'ri keladigan oqim kiradigan quduq debiti; C – integrallash o'zgarmas soni.

«F» filtratsiya potensial tezligi deb

$$F = \frac{k\rho}{\mu}$$

ifodaga aytamiz. Bosimdan potentsialga o'tib, quduq markazidan «r» masofada joylashgan nuqta potentsial qiymatini hosil qilamiz:

$$F = \frac{q\mu}{2\pi k} \ln r + c \quad (4.2)$$

(4.2) formuladan teng potentsial (ekvipotentsial) bo'lib, $r = \text{const}$ bo'lgan doira hisoblanadi.

Nuqtali oqib kirish potentsialini topamiz. Bunday oqib kirish oldidagi harakat sferik-radial bo'ladi. Shuningdek, filtratsiya tezligi

$$v = \frac{Q}{2\pi r^2} = \frac{df}{dr}$$

bo'ladi. Bundan esa

$$dF = \frac{Q}{4\pi} \frac{dr}{r^2}$$

va oqib kirish potentsiali

$$F = \frac{Q}{4\pi r} + C \quad (4.3)$$

bo'ladi.

Nuqtali oqib chiqish potentsiali uchun (4.2) formuladagi debit ishorasi qarama-qarshisiga almashtiriladi.

(4.3) formuladan, nuqtali oqib kirish potentsiali kenglikka, $r=0$ bo'lganida cheksizlikka aylanishi, $r \rightarrow \infty$ bo'lganida esa oxir bo'lib qolishi (C ga teng bo'lib) ko'rinadi.

Kenglikka nuqta oqib kirish modelidan keyinchalik gidrodinamik nomukammal quduqlarga suyuqlikning oqib kirishi masalalari yechimida foydalaniladi.

Oqib kirish va oqib chiqish usuli juda ko'p bo'lib, nafaqat filtratsiya masalalarini yechimida, balki suyuqlikning oqimining har xil jismlardan oqib o'tishi bilan bog'liq masalalarda ham keng foydalaniladi. Bu usul issiqlik o'tkazuvchanlik, elektr va magnetizm nazariyalarida ham keng tatbiq etiladi.

Qatlamdagi barqaror suyuqlik oqimi potentsiali va bosim taqsimlanishini ifodalovchi, Laplas tenglamasi xossasiga asosan, yer osti gidravlikasida superpozitsiya usuli deb ataladigan (qo'shish usuli) qiyin gidrodinamik masalalarni yechish usuli ishlab chiqilgan.

Superpozitsiya usulining matematik ma'nosi shundan iboratki, agar $f_1(x_1, y_1, z_1)$, $f_2(x, y, z)$, ... $f_n(x, y, z)$ potentsialli hamda bularning har qaysisi Laplas tenglamasini qanoatlantiradigan bir qancha filtratsion oqimlar bo'lsa, ya'ni

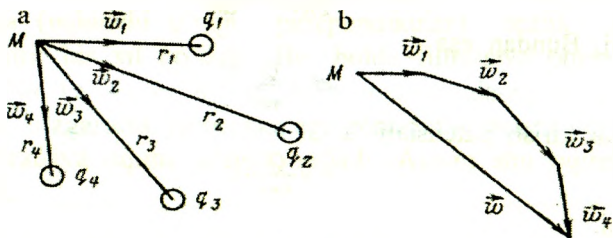
$$\frac{\partial^2 F_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_i}{\partial z^2} = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

unda

$$F = \sum_{i=1}^n C_i F_i$$

(bu yerda C_i -ixtiyoriy o'zgarmas) yig'indi ham Laplas tenglamasini qanoatlantiradi.

Chegaralanmagan tekislikda n oqib turuvchi va oqib chiquvchilar bo'lsin (4.1-rasm). Bular har qaysisining M nuqtasidagi potentsiali



4.1-rasm.

(4.3) formula bo'yicha aniqlanadi:

$$F_1 = \frac{q_1}{2\pi} \ln r_1 + C_1; \quad F_2 = \frac{q_2}{2\pi} \ln r_2 + C_2; \quad F_n = \frac{q_n}{2\pi} \ln r_n + C_n;$$

bu yerda r_1, r_2, \dots, r_n – birinchi, ikkinchi, ..., n – oqib kirishlardan M_1 nuqttagacha bo'lgan masofa; C_1, C_2, \dots, C_n – o'zgarmaslar.

F_1, F_2, \dots, F_n funksiyalarning har biri Laplas tenglamasini qanoatlantiradi.

Potentsiallar yig'indisi

$$F = F_1 + F_2 + \dots + F_n = \frac{q_1}{2\pi} \ln r_1 + \frac{q_2}{2\pi} \ln r_2 + \frac{q_3}{2\pi} \ln r_3 + \dots + C = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^n q_i \ln r_i + C$$

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n \quad (4.4)$$

F_1, F_2, \dots, F_n funksiyalarning har biri Laplas tenglamasini qanoatlantiradi. Bu fizik nuqtayi nazardan shuni anglatadiki, qatlamning istalgan M nuqtasidagi potentsial yig'indi, har qaysi alohida quduqlar bajargan ishlarining algebraik yig'indisiga teng. Bunda filtratsiya tezliklari geometrik jamlanadi (4.1-b rasm). Buni superpozitsiya prinsipi yoki oqimlar yig'indisi deyiladi.

M nuqtadagi \vec{v} filtratsiya tezligi vektori (4.1-b rasm).

$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 + \dots + \vec{v}_n \quad (4.5)$$

bu yerda

$$v_1 = \frac{q_1}{2\pi r_1}; \quad v_2 = \frac{q_2}{2\pi r_2}; \quad \dots \quad v_n = \frac{q_n}{2\pi r_n}; \quad (4.5) \text{ Superpozitsiya usuli prinsipi}$$

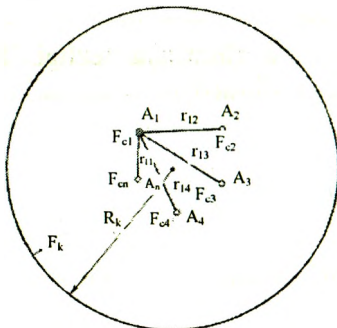
faqat cheksiz qatlamlarda qo'llanib qolmay, balki u yoki bu ko'rinishdagi o'tkazmaydigan chegaralar yoki iste'mol konturga ega qatlamlarda ham qo'llash mumkin. Bu hollarda chegaralardagi shartlarni bajarish uchun qatlam chegarasidan tashqarisida fiktiv oqim kiradigan yoki oqim chiqadigan quduqlarni kiritish kerak.

Fiktiv quduqlar real quduqlar bilan birgalikda chegaralardagi kerakli shartlarni ta'minlaydilar. Bunda masala chegaralanmagan qatlamda real va fiktiv quduqlarning birgalikdagi ishlashiga olib kelinadi. Bu usul oqim kirishini va oqim chiqishini aks ettirish deyiladi.

Bu yerda neft va gaz konlari ishlanishi nazariyasining amaliy qo'llanishga ega bo'lgan ba'zi masalalarida superpozitsiya hamda oqim kirishini va oqim chiqishini aks ettirish usullaridan foydalanilishini qarab chiqamiz.

Suyuqlikning uzoqlashgan iste'mol konturiga ega bo'lgan qatlamdan quduqlar guruhiga kirishi

h qalinlikdagi gorizintal qatlamda radiuslari r_{ci} bo'lgan A_1, A_2, \dots, A_n quduqlar guruhi joylashgan bo'lsin. Bu quduqlar F_{ci} har xil tubli $i = 1, 2, \dots, n$ (4.2-rasm).



4.2-rasm. Uzoqlashgan iste'mol konturiligi qatlamdagi quduqlar guruhi sxemasi.

i -inchi va j -inchi quduqlar markazlari orasidagi masofa ma'lum ($r_{ij} = r_{ji}$). Hamma quduqlardan iste'mol konturigacha bo'lgan masofalarni bir xil va R_k ga teng deb hisoblash mumkin.

Iste'mol konturidagi F_k potensial ma'lum deb hisoblanadi. Bu M nuqtadagi (4.3) formula yordamida aniqlanadi. Quduqlarning ketma-ket har birining tubida M nuqtani joylashtirdik

deb, faraz qilib ulardan quduq tublari uchun potensial ifodaga ega bo‘lamiz:

$$\begin{aligned}
 F_{c1} &= \frac{1}{2\pi} (q_1 \ell n r_{c1} + q_2 \ell n r_{c2} + \dots + q_n \ell n r_{cn}) + C; \\
 F_{c2} &= \frac{1}{2\pi} (q_2 \ell n r_{21} + q_2 \ell n r_{22} + \dots + q_n \ell n r_{2n}) + C; \\
 &\dots\dots\dots \\
 F_{cn} &= \frac{1}{2\pi} (q_1 \ell n r_{n1} + q_2 \ell n r_{n2} + \dots + q_n \ell n r_{nn}) + C;
 \end{aligned}
 \tag{4.6}$$

Bunda, harakatlanadigan i-quduq devoridagi nuqtadan ixtiyoriy boshqa j-quduq markazigacha bo‘lgan masofa, bu quduqlar markazlarining orasidagi masofaga teng, shunday ekan $r_{ci} = r_{ij} (i \neq j)$

(4.6) sistema n tenglamalardan tashkil topgan va tarkibida $n+1$ noma‘lum (n quduq debitlari va C integral doimiysi) bor.

Qo‘shimcha tenglamani, M nuqtali iste‘mol konturiga joylashtirib, ega bo‘lamiz.

$$F_k \approx \frac{1}{2\pi} (q_1 \ell n R_k + q_2 \ell n R_k + q_n \ell n R_n) + C;
 \tag{4.7}$$

Debit yoki potenciallarni aniqlashdagi tenglamalar sistema-sining oxirgi ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$\begin{aligned}
 F_k - F_{c1} &= \frac{1}{2\pi} \left(q_1 \ell n \frac{R_k}{\gamma_{11}} + q_2 \ell n \frac{R_k}{\gamma_{12}} + \dots + q_n \ell n \frac{R_k}{\gamma_{1n}} \right); \\
 F_k - F_{c2} &= \frac{1}{2\pi} \left(q_1 \ell n \frac{R_k}{\gamma_{21}} + q_2 \ell n \frac{R_k}{\gamma_{22}} + \dots + q_n \ell n \frac{R_k}{\gamma_{2n}} \right); \\
 &\dots\dots\dots \\
 F_k - F_{cn} &= \frac{1}{2\pi} \left(q_1 \ell n \frac{R_k}{\gamma_{n1}} + q_2 \ell n \frac{R_k}{\gamma_{n2}} + \dots + q_n \ell n \frac{R_k}{\gamma_{nn}} \right);
 \end{aligned}$$

Qatlamning istalgan M nuqtasidagi \vec{v} filtratsiya tezligi, har qaysi quduq bajargan ishi natijasidagi filtratsiya tezliklarining geometrik yig‘indisi kabi aniqlanadi:

$$\vec{v} = \sum_{i=1}^n \vec{v}_i, \quad \vec{v}_i = \left| \vec{v}_i \right| = \frac{q_i}{2\pi r_i}
 \tag{4.8}$$

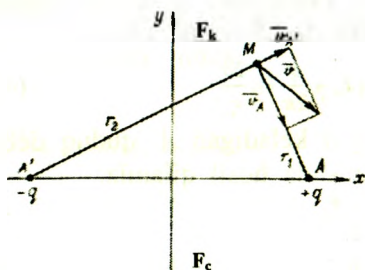
\vec{v}_i M nuqtadan qaraladigan oqim kiradigan quduq radiusi bo‘yicha yo‘nalgan.

Yuqoridagi tenglamalar sistemasi murakkab bo‘lganligi uchun, ularni kompyuterlar yordamida yechish mumkin.

Suyuqlikning to'g'ri chiziqli iste'mol konturiga ega bo'lgan qatlamdagi quduqqa kirishi

Potensial F_k ga teng bo'lgan, to'g'ri chiziqli iste'mol konturiga ega bo'lgan, yarim cheksiz qatlamda, bitta tub potentsiali F_c bo'lgan A chiqaruvchi quduq ishlayotgan bo'lsin.

Qatlam ixtiyoriy nuqtasidagi quduqning q debiti va filtratsiya tezligini potensialini aniqlash kerak bo'lsin.



4.3-rasm. To'g'ri chiziqli iste'mol konturiga ega bo'lgan quduqqa suyuqlikning kirishi sxemasi.



4.4-rasm. Har xil iste'mol konturli qatlam sxemasi.

Agar qatlam chegaralangan yoki markazida quduq joylashgan iste'mol konturi aylana shaklda bo'lganda edi, unda qatlamning ixtiyoriy nuqtasidagi potensialning (4.2) formuladan aniqlanar edi. Bunda to'g'ri chiziqli iste'mol konturidagi potensial doimiyligi sharti bajarilmaydi, chunki A quduqdan iste'mol konturning har xil nuqtalarigacha bo'lgan r masofa bir xil emas.

Masalani yechish uchun oqim kirishi va chiqishini aks ettirish usullaridan foydalanamiz (4.3-rasm). A oqim kirish qudug'ini iste'mol konturiga nisbatan aks ettiramiz va A' tasvirlanadigan quduq debitini qarama-qarshi belgi bilan yozamiz, ya'ni buni oqim chiqaradigan quduq deb qaraymiz. Endi cheksiz qatlamdagi A oqim kiradigan quduq debiti ($+q$) va A oqim chiqadigan debiti ($-q$) quduqlarning birgalikdagi ishlashini qarab chiqamiz. A quduqdan

r_1 va A' quduqdan r_2 masofada joylashgan ixtiyoriy M nuqtadagi potensial quyidagicha bo'ladi:

$$F_m = \frac{+q}{2\pi} \ell \ln r_1 + \frac{-q}{2\pi} \ell \ln r_2 + C = \frac{q}{2\pi} \ell \ln \frac{r_1}{r_2} + C \quad (4.9)$$

$r_1 = r_2$ ni (4.9) ga qo'yib iste'mol konturidagi potensialni ifodalash mumkin. Natijada

$$F = C = F_v \quad (4.10)$$

ya'ni haqiqatan ham iste'mol konturidagi potensial o'zgarmas bo'ladi.

Unda (4.10) ni nazarga olib, (4.9) dan A quduq tubidagi ($r_1 = r_2$; $r_2 = 2a$) potensialni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$F'_c = \frac{q}{2\pi} \ell \ln \frac{r_c}{2a} + F_v = F_v - \frac{q}{2\pi} \ell \ln \frac{2a}{r_c} \quad (4.11)$$

Qatlam birlik qalinligiga to'g'ri keladigan A quduq debiti ifodasini (4.11) dan quyidagi ko'rinishda hosil qilamiz:

$$q = \frac{2\pi(F_v - F'_c)}{\ell \ln \frac{2a}{r_c}} \quad (4.12)$$

Agar iste'mol kontur a radiusli aylana bo'lganda edi, unda quduq debiti

$$q = \frac{2\pi(F_v - F'_c)}{\ell \ln \frac{a}{r_c}}$$

ifodaga (Dyupyui formulasiga) teng bo'ladi.

Real sharoitlarda MN iste'mol konturi shakli (4.4-rasm) ko'pincha noma'lum, lekin u aylana bilan to'g'ri chiziq orasiga kiritilgan bo'ladi. Bu sharoitlarda quduq debitining

$$\frac{2\pi(F_v - F'_c)}{\ell \ln \frac{a}{r_c}} \geq q \geq \frac{2\pi(F_v - F'_c)}{\ell \ln \frac{2a}{r_c}}$$

chegaralarda bo'lishi kelib chiqadi.

(4.10) ni nazarga tutib, ixtiyoriy M nuqtadagi potensialni aniqlash uchun (4.9) formuladan foydalanamiz:

$$F_M = \frac{q}{2\pi} \ell \ln \frac{r_1}{r_2} + F_v \quad (4.13)$$

Qatlamning v filtratsiya tezligi A real oqim kirish qudug'i va A' fiktiv oqim chiqishi quduqlarining bajargan ishlari natijasidagi filtratsiya tezliklarining geometrik yig'indisiga teng:

$$\vec{v} = \vec{v}_A + \vec{v}_A$$

bu yerda, $v_A = q/(2\pi r_1)$ tezlik A quduq tomon yoʻnalgan; $v_{A'} = q/(2\pi r_2)$ tezlik A' quduq tomon yoʻnalgan.

$r_1=r_2$ boʻlgan isteʼmol konturida filtratsiya tezligi isteʼmol konturiga perpendikular.

(4.13) formuladan, ekvipotensiallar tenglamasi

$$r_1 / r_2 = const \quad \text{yoki} \quad r_1^2 / r_2^2 = c^2; \quad (4.14)$$

koʻrinishga ega boʻlishi kelib chiqadi.

Agar $M(x,y)$ nuqta koordinatalari orqali r_1^2 va r_2^2 larni hamda quduqlar markazlari koordinatalarini $A(a,0)$ va $A'(-a,0)$ orqali ifodalasak, unda

$$r_1^2 = (x-a)^2 + y^2$$

va

$$r_2^2 = (x+a)^2 + y^2$$

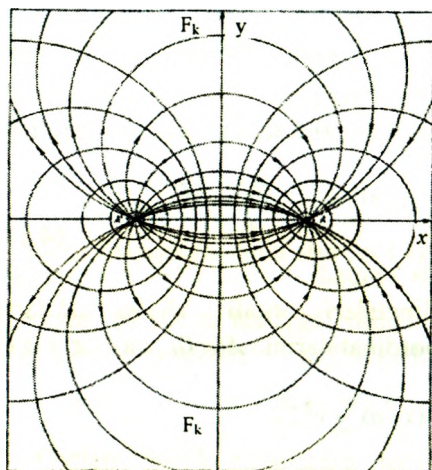
ifodalarga ega boʻlamiz. Bundan (4.14) tenglama markazi x oʻqida boʻlgan aylana tenglamasini ifodalaydi. C^2 oʻzgarmas qiy-matlarini almashtirib, x oʻqining har xil nuqtalarida yotadigan radius va markazlarga ega aylanalarni ekvipotensiallar guruhini hosil qilamiz. Isteʼmol kontur cheksiz katta radiusli aylananing ekvipotensial boʻlib hisoblanadi.

Oqim chiziqlari guruhi, toʻgʻri chizikli isteʼmol konturida yotuvchi, ikkala quduq markazlaridan oʻtadigan aylanalarni tasvirlaydi (4.5-rasm). Bunda ekvipotensiallar (izobarlar) har doim oqim chiziqlariga ortogonal.

Suyuqlikning toʻgʻri chizikli oʻtkazmaydigan chegara yaqinida joylashtirilgan quduqqa oqib kirishi

Bunday masala chiqaruvchi quduqning tashlash yonida yoki mahsuldor qatlam tiqiladigan chegaralar oldida paydo boʻlishi mumkin. Bu holda real oqim kiradigan quduqni oʻtkazmaydigan chegaraga nisbatan aks ettiriladi va tasvirlangan quduq debiti ishorasiga real quduq ishorasi yoziladi.

Ikki teng debitli quduqqa suyuqlikning oqib kirishiga qarab, oʻtkazmaydigan chegaradagi filtratsiya tezligi chegara boʻyicha yoʻnalganligi oʻrnatildi, yaʼni chegara oqim chizigʻi boʻlib hisoblanadi va filtratsiya u orqali boʻlmaydi.



4.5-rasm. To'g'ri chiziqli iste'mol konturga ega bo'lgan qatlam qudug'idagi suyuqlik oqimining oqim chiziqlari va izobarlari guruhlari.

tekis qatlamda F_k potensial ushlab turilgan bo'lsin. Doira markazidan δ masofada F_c o'zgarmas potentsiali A oqim kiradigan quduq joylashgan (4.6-rasm).

A oqim kiruvchi quduqni, OA uzunlik davomida yotadigan va A quduqdan a masofada joylashgan fiktiv A' oqim chiquvchi quduq bilan aks ettiramiz. Bu a masofani R_k radius aylanasida potentsiallar o'zgarmasligi shartidan aniqlaymiz. Buning uchun iste'mol konturini AA' to'g'ri chiziq kesgan M_1 va M_2 nuqtalaridagi potentsiallarni ifodalaymiz.

Superpozitsiya prinsipiga ko'ra, bu nuqtadagi potentsiallar quyidagi ifodalarga ega bo'ladi:

$$F_{M_1} = F_1 = \frac{q}{2\pi} \ln(R_k - \delta) - \frac{q}{2\pi} \ln[a - (R_k - \delta)] + C = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{R_k - \delta}{[a - (R_k - \delta)]} + C \quad (4.15)$$

$$F_{M_2} = F_2 = \frac{q}{2\pi} \ln(R_k + \delta) - \frac{q}{2\pi} \ln[a + (R_k + \delta)] + C = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{R_k + \delta}{[a + (R_k + \delta)]} + C \quad (4.16)$$

(4.16) va (4.17) tenglamalar o'ng tomonlarining tengligidan A va A' quduqlar orasidagi masofani topamiz:

$$\frac{R_k - \delta}{a - (R_k - \delta)} = \frac{R_k + \delta}{a + (R_k + \delta)}$$

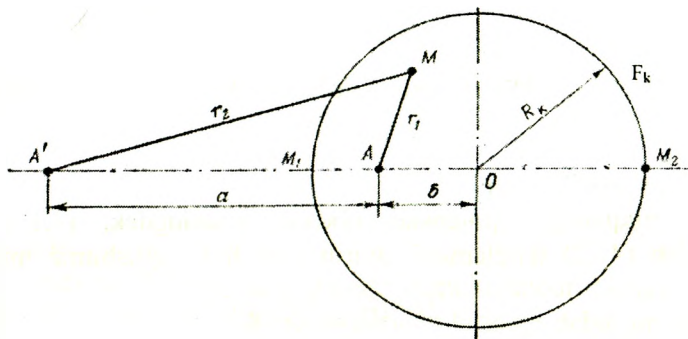
Bu holda quduq debiti (4.6) va (4.7) tenglamalardan iste'mol konturidan uzoqlashgan qatlamda $u = g$ uchun aniqlanadi:

$$q = \frac{2\pi(F_k - F_c)}{\ln \frac{R_k^2}{r_0 2a}}$$

bu yerda $2a$ -real va aks etilgan quduqlar orasidagi masofa

Suyuqlikning doiraviy qatlamda eksentrik joylashgan quduqqa oqib kirishi

R_k radiusli doiraviy iste'mol konturiga ega bo'lgan, h o'zgarmas



4.6-rasm. Doiraviy qatlamda eksentrik joylashgan quduqqa suyuqlikning oqib kirish sxemasi.

bundan

$$a = (R_k^2 - \delta^2) / \delta. \quad (4.17)$$

A quduq debitini aniqlash uchun, uning tubidagi potensial ifodasini yozamiz:

$$F_A = F_c = \frac{q}{2\pi} \ln r_c - \frac{q}{2\pi} \ln a + C = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{r_c}{a} + C \quad (4.18)$$

(4.18) dan (4.15) ni ayirib,

$$F_k - F_c = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{(R_k - \delta)a}{[a - (R_k - \delta)] \cdot r_c} \quad (4.19)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

(4.17) ni (4.19) ga qo'yib,

$$F_k - F_c = \frac{q}{2\pi} \ln \left[\frac{(R_k - \delta) \left(\frac{R_k^2 - \delta^2}{\delta} \right)}{\left[\frac{R_k^2 - \delta^2}{\delta} (R_k - \delta) \right] \cdot r_c} \right] = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{R_k^2 - \delta^2}{R_k r_c} - \frac{q}{2\pi} \ln \left[\frac{R_k}{r_c} \left(1 - \frac{\delta^2}{R_k^2} \right) \right] \quad (4.20)$$

(4.20) formuladan doiraviy qatlamda eksentrik joylashgan A quduq debitini aniqlaymiz:

$$q = \frac{2\pi(F_k - F_c)}{\ln \left[\frac{R_k}{r_c} \left(1 - \frac{\delta^2}{R_k^2} \right) \right]} \quad (4.21)$$

$\delta = 0$ eksentrisitstda (4.21) formula Dyupyui formulasiga aylanadi.

A quduqdan r_1 va A' quduqdan r_2 masofada qatlamda joylashgan ixtiyoriy M nuqtadagi potensialni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$F_M = \frac{q}{2\pi} \ln r_1 - \frac{q}{2\pi} \ln r_2 + C = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{r_1}{r_2} + C \quad (4.22)$$

(4.22) dan (4.18) ifodani ayirib va (4.17) ni nazarda tutib,

$$F_M = F_c + \frac{q}{2\pi} \left(\frac{r_1}{r_2} \cdot \frac{R_k^2 - \delta^2}{r_c^2 \delta} \right) \quad (4.23)$$

ifodani hosil qilamiz.

M nuqtadagi potensial ifodani, shuningdek, (4.15) yoki (4.16) dan (4.22) tenglamani ayirib ham hosil qilishimiz mumkin:

$$F_M = F_k - \frac{q}{2\pi} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{\delta}{R_k} \right) \quad (4.24)$$

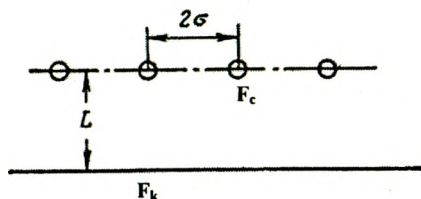
Ko'rinib turibdiki, (4.23) va (4.24) formulalar bir xil.

Suyuqlikning cheksiz zanjirlarga va halqali batareya quduqlariga oqib kirishi

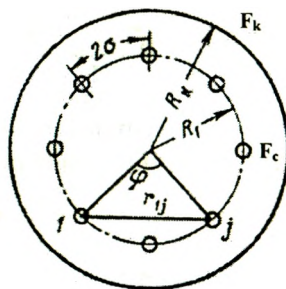
Quduqlardagi interferensiya (o'zaro harakat) hodisasi bir guruh quduqlarni ishga tushirish, to'xtatish ta'sirida yoki ish rejimini o'zgartirganda, boshqa guruh quduqlardagi debitlar va tub bosimlar o'zgarishi natijasida sodir bo'ladi. To'g'ri chiziqli iste'mol konturidan L masofada joylashgan cheksiz zanjirdagi har bir quduq debiti (4.7-rasm).

$$Q = \frac{2\pi(F_k - F_c)}{\ln 2sh \frac{\pi L}{\sigma} + \ln \frac{\sigma}{\pi \cdot r_c}} = \frac{2\pi kh(p_c - p_c)}{\mu \left(\ln sh \frac{\pi L}{\sigma} + \ln \frac{\sigma}{\pi \cdot r_c} \right)} \quad (4.25)$$

formula bilan ifodalanadi. Bunda σ – quduqlar orasidagi yarim masofa.



4.7-rasm.



4.8-rasm.

Agar $L \geq \sigma$ bo'lsa, unda taxminan

$$\epsilon n 2sh \frac{\pi L}{\sigma} = \epsilon n \left(e^{\frac{\pi L}{\sigma}} - e^{-\frac{\pi L}{\sigma}} \right) \approx \frac{\pi \cdot L}{\sigma} \quad (4.26)$$

deb qabul qilish mumkin va

$$Q = \frac{2\pi kh(p_k - p_c)}{\mu \left(\frac{\pi \cdot L}{\sigma} + \epsilon n \frac{\sigma}{\pi \cdot r_c} \right)} \quad (4.27)$$

bo'ladi.

R_k radiusli doiraviy qatlamidagi n quduqlardan tashkil topgan halqali (4.8-rasm) batareya quduqlaridan biridagi debit quyidagicha bo'ladi:

$$Q = \frac{2\pi kh(F_1 - F_2)}{\epsilon n \left[\frac{R_k^2}{nr_1 R_1^{n-1}} \left(1 - \frac{R_1^{2n}}{R_k^{2n}} \right) \right]} = \frac{2\pi kh(p_k - p_c)}{\mu \cdot \epsilon n \left[\frac{R_k^2}{nr_1 R_1^{n-1}} \left(1 - \frac{R_1^{2n}}{R_k^{2n}} \right) \right]} \quad (4.28)$$

bu yerda, R_1 – batareya radiusi; r_2 – quduq radiusi.

Agar quduq bateriyalar soni besh-oltita yoki undan ham ko'p bo'lsa, unda $\left((R_1/R_k)^{2n} \ll 1 \right)$ va bu ifodani birdan kichik bo'lgani uchun hisobga olmasa ham bo'ladi; agar bundan tashqari $\frac{R_1}{nr_1} = \frac{\sigma}{\pi r_c}$ ga

almashtirsak, unda quyidagi formulani hosil qilamiz:

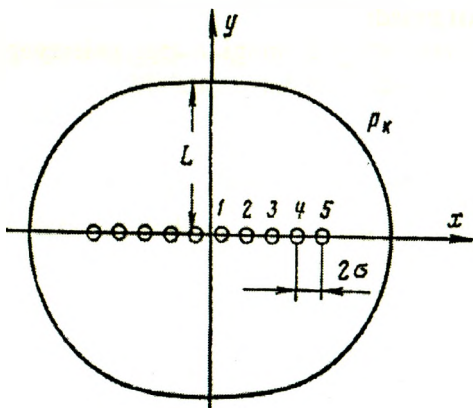
$$Q = \frac{2\pi kh(p_k - p_c)}{\mu \left(n \cdot \frac{R_k}{R_1} + \frac{\sigma}{\pi r_c} \right)} \quad (4.29)$$

Agar elliptik ko'rinishdagi qatlamlarning biridan teng uzoqlikdagi n quduqlar (4.9-rasm) ishlayotgan bo'lsin, u holda quduqlardan birining debiti

V.T. Mironenko taklif etgan formuladan aniqlanishi mumkin:

$$Q = \frac{2\pi kh(p_k - p_c)sh\beta \cdot ch\frac{\beta x}{\sigma}}{\mu sh(n\beta) \left(Arsh \frac{L}{n\sigma} + \frac{1}{n} \epsilon n \frac{\sigma}{\pi \cdot r_c} \right)} \quad (4.30)$$

bu yerda, β ushbu tenglamadan



4.9 - rasm.

$$\operatorname{ch}(2\beta) = 1 + \frac{\ell n \cdot n}{(n-1)k n \frac{\sigma}{r_c}} \quad (4.31)$$

topiladi. Bunda x – quduq markazi koordinatasi; L – ellipsning kichik yarim koordinatasi.

4.2. Ekvivalent qarshiliklar usuli

Ko‘p qatorli batareyalar yoki zanjirli quduqlar nisbiy usullaridan biri bo‘lib, Y.P. Borisovning ekvivalent filtratsiya qarshiliklar usuli hisoblanadi.

n quduqlardan iborat zanjirning debit yig‘indisi

$$Q = \frac{2\pi k h n (P_k - P_c)}{\mu \left(\frac{\pi \cdot L}{\sigma} + \ell n \frac{\sigma}{\pi \cdot r_c} \right)} = \frac{P_k - P_c}{\frac{\mu \cdot L}{k h 2 \sigma n} + \frac{\mu}{2 \pi h n} \ell n \frac{\sigma}{\pi \cdot r_c}} \quad (4.32)$$

ifodaga teng bo‘ladi.

Elektrodinamik analogiya usulini qo‘llaymiz. Bunda hajmiy sarf analogi bo‘lib tok kuchi, bosimlar farqi analogi bo‘lib esa elektr potentsiallar farqi (yuqoridagi tenglama maxrajidagi ifoda) hisoblanadi va uni filtratsiya qarshiliklari deb atash mumkin. U quyidagi filtratsiya qarshiliklar yig‘indisidan tashkil topadi:

a) Iste‘mol konturidan L masofadagi uzunligi $B = 2\sigma n$ galereyaga keladigan oqimga qarshilik ko‘rsatuvchi filtratsiya qarshilik

$$\rho = \frac{\mu \cdot L}{k h \cdot 2 \sigma n} = \frac{\mu \cdot L}{k h B}; \quad (4.33)$$

b) $\frac{\sigma}{\pi}$ radiusli zonadagi quduqlarga suyuqlik oqimining (tekis radial filtratsiya) kirishida sodir bo‘ladigan qarshilikni ifodalovchi ichki filtratsiya qarshilik

$$\rho' = \frac{\mu}{2 \pi k \ell n} \ell n \frac{\sigma}{\pi \cdot r_c}. \quad (4.34)$$

(4.32) formula quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$Q = \frac{P_k - P_c}{\rho + \rho'}. \quad (4.35)$$

Oxirgi tenglamaga mos keladigan elektr sxema tok kuchi Q potentsiallar farqi, ρ va ρ' qarshiliklarga ega bo‘lgan ikkita ketma-ket ulangan o‘tkazgichlardan iboratligini ko‘rsatadi (4.10 - rasm).

Agar qatlamda tub bosimlari $p_{c_1}, p_{c_2}, p_{c_3}$ va mos ravishda debitlar yig‘indilari Q_1', Q_2', Q_3' hamda radiuslari $r_{c_1}, r_{c_2}, r_{c_3}$ bo‘lgan zanjirli uch n_1, n_2, n_3 quduqlar bo‘lsa, u holda ekvivalent filtratsiya qarshiliklar

sxemasi tarmoqli bo'ladi (4.11-rasm). Bunda iste'mol konturdan tushadigan suyuqlikning umumiy miqdori keyingi o'rinlarda quyidagicha bo'linadi: Q_1 debit birinchi zanjirda saqlab qolinadi va qolgan suyuqlik harakatni davom ettiradi, keyin esa Q_2 debit ikkinchi zanjirda saqlab qolinadi va h.k.

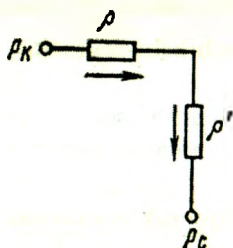
Bu holatda tashqi filtratsiya qarshiliklari

$$\rho_1 = \frac{\mu \cdot L_1}{khB}; \quad \rho_2 = \frac{\mu \cdot L_2}{khB}; \quad \rho_3 = \frac{\mu \cdot L_3}{khB}; \quad (4.36)$$

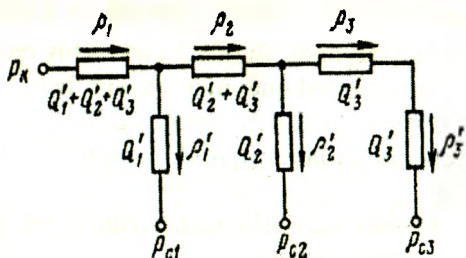
bo'ladi. Bunda L – iste'mol konturidan quduqning birinchi zanjirigacha bo'lgan masofa; L_2 – quduqning birinchi va ikkinchi zanjirlari orasidagi masofa; L_3 – ikkinchi va uchinchi zanjirlar orasidagi masofa.

Ichki qarshiliklar quyidagi formulalar bilan aniqlanadi:

$$\begin{aligned} \rho_1' &= \frac{\mu}{2\pi khn_1} \ln \frac{\sigma_1}{\pi \cdot r_n}, \\ \rho_2' &= \frac{\mu}{2\pi khn_2} \ln \frac{\sigma_1}{\pi \cdot r_n}, \\ \rho_3' &= \frac{\mu}{2\pi khn_3} \ln \frac{\sigma_1}{\pi \cdot r_n} \end{aligned} \quad (4.36/)$$



4.10-rasm.



4.11-rasm.

Sxema hisobi Om va Kirxgof qonunlari bo'yicha bajariladi, bunda noma'lumlar (Q_1', Q_2', Q_3' yoki p_{c1}, p_{c2}, p_{c3}) soni bo'yicha algebraik chiziqli tenglamalar tuziladi. Aylanali batareya quduqlari debitlarining yig'indisi (4.16) formuladan aniqlanadi. Bunda tashqi qarshilik

$$\rho = \frac{\mu}{2\pi kh} \ln \frac{R_k}{R_n}, \quad (4.37)$$

formuladan, ichki qarshiliklar esa (4.15) formuladan aniqlanadi.

Bu hol uchun ham ekvivalent filtratsiya qarshiliklar sxemasi, to'g'ri chiziqli zanjir singari bo'ladi.

Bir necha aylanma batareya (masalan, uch) sxemasi 4.11-rasmda tasvirlangan. Bunda tashqi filtratsion qarshiliklar quyidagi formulalardan hisoblanadi:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \frac{\mu}{2\pi kh} \varepsilon n \frac{R_1}{R_1}, \\ \rho_2 &= \frac{\mu}{2\pi kh} \varepsilon n \frac{R_2}{R_2}, \\ \rho_3 &= \frac{\mu}{2\pi kh} \varepsilon n \frac{R_3}{R_3}, \end{aligned} \quad (4.38)$$

bu yerda: R_1, R_2, R_3 – batareyalar radiusi. Ichki qarshiliklar (4.18) formula yordamida aniqlanadi.

4.3. Suyuqliklarning nomukammal quduqlarga oqib kirishi

Agar quduq mahsuldor qatlamni qalinligi bo'yicha to'liq ochsa va quduq tubi ochiq, ya'ni tubning hamma ochilgan sirti filtrlovchi bo'lib hisoblansa, bunday quduq gidrodinamik mukammal quduq deyiladi.

Agar ochiq tubli quduq qatlamni « h » qalinligi bo'yicha to'liq ochmasdan, faqat qandaydir « b » chuqurlik bo'yicha ochsa, bunday quduqni qatlam ochilishi darajasi bo'yicha gidrodinamik nomukammal quduq deyiladi. Bunda $\bar{h} = b/h$ nisbiy qatlam ochilishi deyiladi.

Nomukammal quduqlar 3 xil bo'ladi:

1) Qatlam ochilishi darajasiga ko'ra gidrodinamik nomukammal quduq – bu qatlamni qalinligi bo'yicha to'liq ochmagan ochiq tubli quduq;

2) Qatlam ochilishi xarakteriga ko'ra gidrodinamik nomukammal quduq – bu qatlamni to'liq ochgan, lekin qatlam bilan kolonna quvurlariga o'rnatilgan teshiklar orqali aloqa qiladigan quduq.

3) Ham qatlam ochilish darajasiga ko'ra, ham ochilish xarakteristikasiga ko'ra gidrodinamik nomukammal quduq.

Ochilish darajasiga ko'ra nomukammal bo'lgan quduq debitini M.Masket formulasidan qatlam radiusi $R_k \geq \frac{1}{2}h$ bo'lganda aniqlash mumkin:

$$Q = \frac{2\pi kh}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_c}{\zeta}, \quad (4.39)$$

bu yerda,

$$\zeta = \frac{1}{2h} \left[2\varepsilon n \frac{4h}{r_c} - \varphi(\bar{h}) \right] - \varepsilon n \frac{4h}{R_k}; \quad (4.40)$$

$\bar{h} = b/h$ – nisbiy qatlam ochilishi.

$\varphi(\bar{h})$ funksiya quyidagi analitik ifodaga ega bo'ladi:

$$\varphi(\bar{h}) = \ell n \frac{\Gamma(0.875 \cdot \bar{h}) \cdot \Gamma(0.125 \cdot \bar{h})}{\Gamma(1 - 0.875 \cdot \bar{h}) \cdot \Gamma(1 - 0.125 \cdot \bar{h})} \quad (4.41)$$

bu yerda, Γ – Eylar integrali yoki matematikada jadvallarda keltirilgan gamma funksiya; $\varphi(\bar{h})$ 4.12-rasmda grafik tarzda tasvirlangan.

Chegarasiz qalinlikda qatlam qudug'i uchun debitni N.K. Girinskiy formulasi

$$Q = \frac{2\pi k \sigma}{\mu} \cdot \frac{P_k - P_c}{\ell n \frac{1.6\sigma}{r_c}} \quad (4.42)$$

bilan topish mumkin.

Ham qatlam ochilishi darajasiga ko'ra, ham ochilish xarakteristikasiga ko'ra, 4.12-rasm gidrodinamik nomukammal quduq debitini quyidagi formuladan hisoblash mumkin:

$$Q = \frac{2\pi k h (P_k - P_c)}{\mu \left(\ell n \frac{R_k}{r_c} + C_1 + C_2 \right)} \quad (4.43)$$

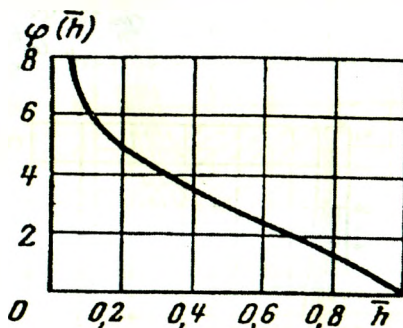
bu yerda, C_1 – qo'shimcha filtratsiya qarshiliklarini aniqlovchi o'lchovsiz kattalik bo'lib, bu qatlam ochilishi darajasiga ko'ra nomukammal quduq sharoitini hisobga oladi; C_2 – qo'shimcha filtratsiya qarshiliklarini aniqlovchi koeffitsiyent bo'lib, bu qatlam

ochilish xarakteriga ko'ra nomukammal quduq sharoitini hisobga oladi.

C_1 va C_2 koeffitsiyentlari V.I. Shurovning ikki xil nomukammal quduqlarga, elektrolitik modelda, suyuqlik oqimining tushishi tadqiqotlariga asosan ko'rilgan grafikdan topiladi. 4.13 - rasmda C_1 kattalik $a = h/\mathcal{D}_c$ va $\bar{h} = b/h$ parametrlariga bog'liq holda ko'rsatilgan.

4.14, 4.15, 4.16 - rasmlarda « C_2 » ning quyidagi uch parametrlariga bog'liqligi ko'rsatilgan:

$$n \cdot \mathcal{D}_c \quad \ell = \ell' / \mathcal{D}_c, \quad \alpha = d_0 / \mathcal{D}_c,$$



4.12-rasm.

bu yerda, n – bir metrdaagi perforatsion teshiklar; \mathcal{D}_c – quduq diametri, m; ℓ' – o'qning jinsga kirish chuqurligi; d – teshik diametri.

Egri chiziqlar bilan $\alpha = d_0 / \mathcal{D}_c$ parametr qiymatlarining mosliklari quyidagilardan ko'rinadi:

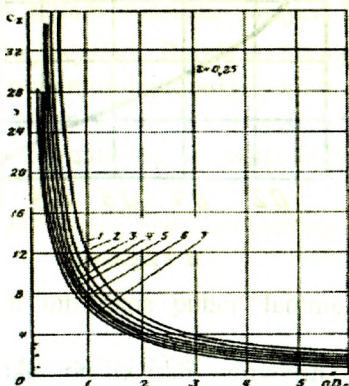
Egri chiziq noveri	1	2	3	4	5	6	7
α	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07	0.08	0.06

(4.43) formulaga keltirilgan quduq radiusini

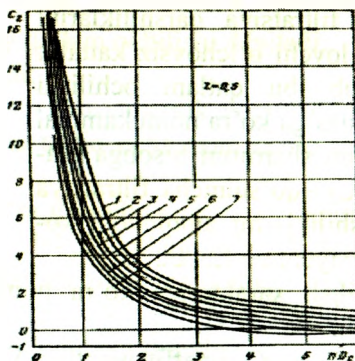
$$r_c^1 = r_c \cdot e^{-(C_1 + C_2)} = r_c e^{-C}, \quad (4.44)$$

qo'yib (shunday mukammal quduqni radiusini qo'yish kerakki, bunda bu quduq debiti nolmukammal quduq debitiga teng bo'lishi kerak), quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$Q = \frac{2\pi kh(p_k - p_c)}{\mu \cdot \ln \frac{R_k}{r_c^1}}. \quad (4.45)$$



4.13-rasm.



4.14-rasm.

Ba'zan gidrodinamik nomukammal quduqlarni quduqlarning nomukammallik koeffitsiyenti yordamida hisobga olinadi:

$$\delta = \frac{Q}{Q_{muk}}, \quad (4.46)$$

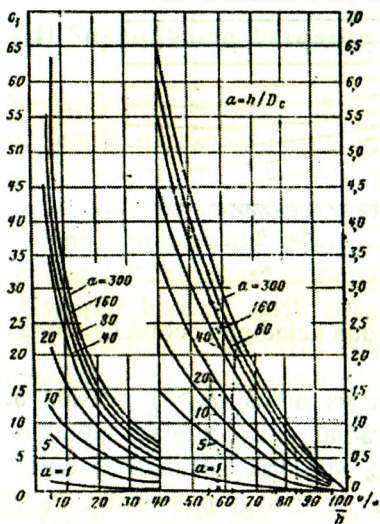
bu yerda, Q – nomukammal quduq debiti; Q_{muk} – mukammal quduq debiti.

« δ » va $C=C_1+C_2$ kattaliklar o‘zaro quyidagicha bog‘lanadi:

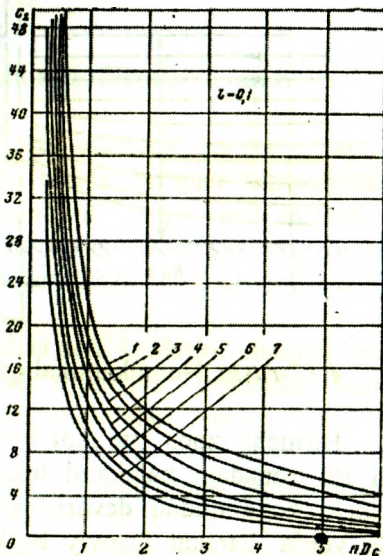
$$\delta = \frac{\ln \frac{R_x}{r_c}}{\ln \frac{R_x}{r_c} + C} \quad (4.47)$$

yoki

$$C = \left(\frac{1}{\delta} - 1 \right) \ln \frac{R_x}{r_c} \quad (4.48)$$



4.15-rasm.



4.16-rasm.

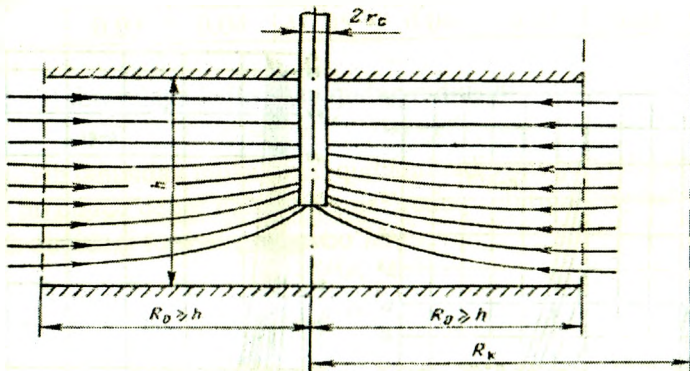
Ba‘zan \bar{r}_c keltirilgan quduq to‘g‘risidagi tushunchani kiritish qulay bo‘ladi, ya‘ni bunday radiusli mukammal quduq debiti, qarladigan nomukammal quduq debitiga teng:

$$\bar{r}_c = r_c \cdot e^{-1}$$

Unda (4.43) formulani quyidagi ko‘rinishda almashtirish mumkin:

$$Q = \frac{2\pi kh(p_k - p_c)}{\mu \ln \frac{R_k}{r_c}}$$

U.A.Charniy, agar b qatlam ochilishi kattaligi kam ($b \ll h$) bo'lsa, ochilish darajasiga ko'ra nomukammal quduq debitini aniqlashning quyidagi usulini taklif etadi. Harakat oblasti shartli ravishda ikki zonaga bo'lindi (4.17-rasm).



4.17-rasm. Nomukammal quduqqa keladigan ochim chiziqlari.

Birinchi zona iste'mol kontur va radius ($R_0 \geq h$) orasida bo'ladi. Bu zonadagi harakatni tekis radial deb hisoblash mumkin. Ikkinchi zona quduq devori va R_0 silindrik sirt orasida bo'ladi va bu yerda harakat fazoviy bo'ladi. $r=R_0$ dagi potensialni F_0 orqali belgilaymiz. Unda $R_0 \leq r \leq R_k$ zona uchun Dyupyui formulasini

$$Q = \frac{2\pi kh(F_c - F_0)}{\mu \ln \frac{R_k}{R_0}} \quad (4.49)$$

yozish mumkin.

$r_c \leq r \leq R_0$ zonada, ya'ni yarim sfera r_c va R_0 radiuslari orasidagi harakatni taxminan radial-sferik deb qarab,

$$Q = \frac{2\pi(F_0 - F_c)}{\frac{1}{r_c} - \frac{1}{R_0}} \approx 2\pi r_c(F_0 - F_c) \quad (4.50)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Yig'indilar proporsiyalari qoidasi bo'yicha (4.49) va (4.50) formulalardan, quduq debitining formulasi

$$Q = \frac{2\pi(F_k - F_c)}{\frac{1}{h} \ln \frac{R_k}{R_0} + \frac{1}{r_c}} \quad (4.51)$$

hosil qilinadi.

$R_0 = 1,5h$ deb qabul qilinib, qatlamni kichik chuqurlik bo'yicha ochgan nomukammal quduq debitining oxirgi formulasiga ega bo'lamiz:

$$Q = \frac{2\pi(F_k - F_c)}{\frac{1}{h} \ln \frac{R_k}{1,5h} + \frac{1}{r_c}}$$

4.4. Suyuqlikning barqaror naporsiz filtratsiya oqimlari

Suyuqlikning naporsiz harakati deb, shunday harakatga aytiladiki, bunda o'zgarmas bosim ta'siri ostida bo'lgan filtratsiyalanadigan suyuqlikning erkin sirti, p'ezometrik sirtga mos tushadi.

Suyuqlikning harakatsiz holatida uning erkin sirti gorizontol harakatlanish protsessida esa oqim yo'nalishi bo'yicha pasayib, egri chiziq ko'rinishiga ega bo'ladi.

Naporsiz harakat qazib chiqarishda neft konlarini shaxtali va karyerli ishlanishida uchraydi. Naporsiz filtratsiya masalalari juda katta nazariy qiziqish uyg'otadi. Ularning masalalari naporli harakat masalalariga qaraganda ancha murakkabroq. Masalani aniq yechishning asosiy qiyinchiligi shundan iboratki, grunt oqimi bilan band bo'lgan oblast formasi noma'lum bo'ladi.

Naporli filtratsiyada oqim oblasti formasi ma'lum, chunki qatlamning o'tkazmaydigan pastki va yuqori qismlari ko'rsatilgan bo'ladi.

Darsi qonuniga ko'ra, Dyupyui-Vorxgeymer gidravlik nazariyasi nomlanishi bilan ma'lum bo'lgan, suyuqlikning barqaror naporsiz harakatining taqribiy nazariyasini qarab chiqamiz

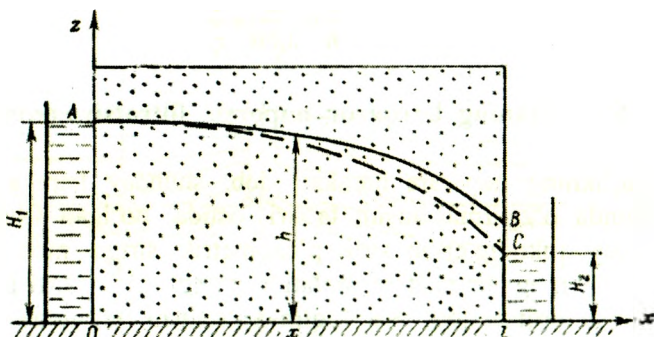
To'g'ri burchakli peremichka (plotina) orqali sodir bo'ladigan filtratsiyani qaraymiz (4.18-rasm).

Suyuqlikning H_1 balandligi yuqori bef, H_2 esa pastki bef deyiladi. Plotina hajmi orqali filtratsiyalanadigan suyuqlik erkin sirti depression (p'ezometrik) sirt (ABC egri chiziq) deyiladi. O'ng tomonda erkin sirt har doim pastki befdan yuqoriga chiqadi.

Gidravlik naporsiz harakat nazariyasi quyidagi cheklanishlarga asoslanadi:

– oqim istalgan ko'ndalang kesimida filtratsiya tezligining gorizontal komponentlari teng taqsimlangan;

– bosim vertikal bo'yicha gidrostatik qonunga ko'ra taqsimlangan, ya'ni napor



4.18-rasm. Filtratsiya oqimi sxemasi.

$$H = z + \frac{P}{\rho g} = H(x, y) \quad (4.52)$$

formula bilan aniqlanadi.

Demak, har qaysi vertikal bo'yicha napor o'zgarmas deb qaraladi.

Erkin sirdagi bosimni atmosfera bosimi deb hisoblab, (4.52) dan napor oqim chuqurligiga teng

$$H = h$$

bo'lishini hosil qilamiz.

Filtratsiya tezligining gorizontal komponenti vertikal bo'yicha o'zgarmas

$$U = -C \frac{dh}{dx},$$

bu yerda, $C = k\rho g / \mu$ – filtratsiya koeffitsiyenti.

Filtratsiya tezligining vertikal komponenti nolga teng.

Suyuqlikning oqim birlik eni bo'yicha q sarfi, ya'ni balandligi h va birlik enga ega to'rtburchak orqali o'tadigan sarf

$$q = U \cdot h \cdot l = -Ch \frac{dh}{dx} \quad (4.53)$$

teng bo'ladi.

(4.53) formuladan erkin sirt tenglamasini topamiz. O'zgaruvchilarni bo'lib va integrallab,

$$q \cdot x = -\frac{C \cdot h^2}{2} + const$$

ifodani hosil qilamiz.

Bunda integral o'zgarmasi const $x=0$ da $h=H$, chegaraviy shartdan topiladi va $\frac{1}{2}C \cdot H_1^2$ ga teng.

Unda erkin sirt tenglamasi

$$q \cdot x = C(H_1^2 - h^2)/2 \quad (4.54)$$

ko'rinishni oladi.

Bundan ixtiyoriy x kesimdagi h oqim chuqurligini topish oson. Avval suyuqlikning q sarfini topamiz. (4.54) ga $x=l$ da $h=H$ ikkinchi chegaraviy shartni qo'yib,

$$q = \frac{C}{2\ell}(H_1^2 - H_2^2) \quad (4.55)$$

ega bo'lamiz va B enlik plotina orqali o'tadigan Q suyuqlik sarfi

$$Q = \frac{BC}{2\ell}(H_1^2 - H_2^2) = \frac{Bk\rho g(H_1^2 - H_2^2)}{2\mu\ell} \quad (4.56)$$

bo'ladi.

Depression sirt (AC p'ezometrik chiziqni) formasini (4.54) formula bo'yich topamiz;

Bunga (4.55) ifodani qo'yib,

$$h = \sqrt{H_1^2 - \frac{H_1^2 - H_2^2}{\ell} \cdot x} \quad (4.57)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Shunday qilib, naporsiz harakat gidravlika nazariyasiga asosan, AC p'ezometrik chiziq parabola bo'lib hisoblanib, oqimning real tasvirini aks ettirmaydi.

Bu quyidagi farazlardan ma'lum. $H_2=0$ da (4.57) formuladan pastki befga chiqishda ($x=l$ da) $h=0$ bo'ladi, bundan esa $U=q/h$ cheksiz filtratsiya tezligi bo'lmasligi kelib chiqadi. Haqiqatan ham $h_{x=l} \geq H_2$ bo'lishi kerak, ya'ni p'ezometrik egri chiziq ABC ko'rinishdagi egri chiziq bo'lishi kerak.

Mukammal quduqqa oqib kiradigan barqaror naporsiz suyuqlik oqimini ko'rib chiqamiz (4.19-rasm).

R_k masofada sizot suvlar sathi o'zgarmas va H_k ga teng hamda quduqqa H_2 o'zgarmas sath o'rnatilgan bo'lsin. Quduq o'qidan r masofada filtratsiya tezligi

$$v_r = -C \frac{dh}{dx},$$

silindr yon sirlari orqali esa suyuqlik sarfi

$$Q = |v_r| \cdot 2\pi r h = C \frac{dh}{dx} 2\pi r h \quad (4.58)$$

bo'ladi.

(4.58) ni o'zgaruvchilarga bo'lib va integrallab,

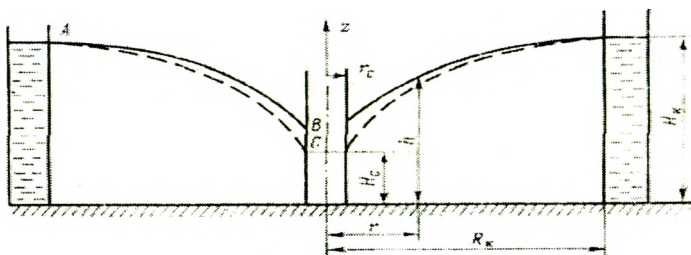
$$Q \ln r = \pi C h^2 + \text{const}$$

ifodani hosil qilamiz. Bunda (*const*) integral doimiysi $r=R_k$ dagi, $h=H_k$ iste'mol konturining chegaraviy shartlaridan topiladi.

Unda

$$Q \ln \frac{R_k}{r} = \pi C (H_k^2 - h^2) \quad (4.59)$$

4.19-rasm. Barqaror naporsiz suyuqlik oqimining mukammal quduqqa oqib kirishi sxemasi.



ifodaga ega bo'lamiz. Suyuqlik debitini $h=H_c$ ikkinchi shartni (quduq tubida) qo'yib, $r=r_c$ da

$$Q = \frac{\pi C (H_k^2 - H_c^2)}{\ln \frac{R_k}{r_c}} = \frac{\pi k \rho g (H_k^2 - H_c^2)}{\mu \ln \frac{R_k}{r_c}} \quad (4.60)$$

topiladi.

(4.59) tenglamani h ga nisbatan yechib, AC depressiya egri chiziq tenglamasini

$$h = \sqrt{H_k^2 - \frac{Q \ell n R_k}{\pi C}} = \sqrt{H_k^2 - \frac{H_k^2 - H_c^2}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} \cdot \ell n \frac{R_k}{r_c}} \quad (4.61)$$

topamiz.

(4.56) va (4.60) Dyupyui formulalari deyiladi.

Agar qatlamdagi suyuqlikning harakati filtratsiyaning chiziq-li bo'lmagan qonuniga ko'ra bo'lsa

$$v = C \left(-\frac{dh}{dx} \right)^{1/n}, \quad 1 \leq n \leq 2,$$

bo'lib, unda debit formulalari quyidagi ko'rinishni oladilar:

1) peremichka orqali filtratsiyada

$$Q = B \left[\frac{H_2^{n+1} - H_1^{n+1}}{(n+1)\ell} \right] \cdot C;$$

2) mukammal quduqqa oqib kirishda

$$Q = 2\pi C \left(\frac{n-1}{n+1} \cdot \frac{H_k^{n+1} - H_c^{n+1}}{\frac{1}{r_c^{n-1}} - \frac{1}{R_k^{n-1}}} \right).$$

4.5. Filtratsiyaning tekis masalasini kompleks o'zgaruvchi funksiyalar nazariyasining usullari bilan yechish

Tekislikda siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasi masalalarini, kompleks o'zgaruvchi funksiyalar nazariyasining usullari bilan yechish mumkin. Shuni ta'kidlash lozimki, bu usul bilan ba'zi guruh masalalarni boshqa usullarga qaraganda sodda va to'liq yechish mumkin.

Kompleks o'zgaruvchi funksiya nazariyasining asosiy tushunchasi haqida to'xtalib o'tamiz. ($F(z)$) kompleks o'zgaruvchilari $z=x+iy$

$$F(z) = M + iN \quad (4.62)$$

ifoda bilan yoziladi. Bunda M va N - x va y ikki haqiqiy o'zgaruvchilarning funksiyalari; $M=M(x,y)$, $N=N(x,y)$; i - faraz qilinadigan birlik.

$F=M+iN$ funksiya z kompleks o'zgaruvchining funksiyasi bo'lishi uchun, Koshi-Riman tengligining bajarilishi kerakligi zaruriy va yetarli shart bo'lib hisoblanadi, ya'ni

$$\frac{\partial M}{\partial x} = \frac{\partial N}{\partial y}; \quad \frac{\partial M}{\partial y} = -\frac{\partial N}{\partial x} \quad (4.63)$$

(4.63) shartning bajarilishida $F(z)$ funksiya z bo'yicha hosilaga ega bo'ladi, ya'ni dF/dz hosila, dz kichik bo'lak qaysi yo'nalishda olinishidan qat'i nazar, bir xil qiymatga ega bo'ladi. Bundan tashqari, $M(x,y)$ va $N(x,y)$ funksiyalar Laplas tenglamasini qanoatlantiradi, ya'ni garmonik funksiyalar

$$\frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial y^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} = 0 \quad (4.64)$$

bo'lib hisoblanadi.

Siyilmaydigan suyuqlikning tekis barqaror oqimini qarab chiqamiz. Filtratsiyaning tezlik komponentlarini $F(x,y)$ filtratsiya tezligi potentsiallari orqali yozamiz:

$$v_x = -\frac{\partial F}{\partial x}; \quad v_y = -\frac{\partial F}{\partial y} \quad (4.65)$$

Qaraladigan holdagi

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0 \quad (4.66)$$

uzluksizlik tenglamasidan, birinchidan, F potentsial

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = 0 \quad (4.67)$$

Laplas tenglamasini qanoatlantiradi va ikkinchidan $\psi(x,y)$ oqim funksiyasi

$$v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4.68)$$

bo'ladi.

(4.65) va (4.68) tengliklarni solishtirib, F va ψ funksiyalar (4.63) Koshi-Riman shartlarini qanoatlantirishini ko'ramiz:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad \frac{\partial F}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4.69)$$

Bu, $F = F + i\psi$ oqim xarakteristik funksiyasi yoki kompleksli potentsial, $z = x + iy$ kompleks o'zgaruvchining analitik funksiyasi bo'lib hisoblanishini bildiradi.

Oqim chizig'i bo'yicha ψ oqim funksiyasi o'zgarmas qiymatining saqlashini ko'rsatamiz. z oqim tekisligida z oqim chizig'ini va uning yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan dx va dy komponentli $d\vec{s} = dx + idy$ elementlar vektorni olamiz. v filtratsiya tezligi oqim chizig'iga urinma bo'yicha yo'nalgani uchun, $dx/v_x = dy/v_y$ yoki

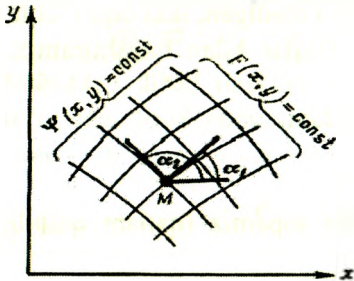
$$v_x dx - v_y dy = 0 \quad (4.70)$$

bo'ladi.

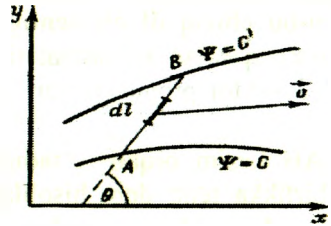
(4.70) tenglama oqim chizig'ining differensial tenglamasi ekanligini ko'rsatadi. Unga (4.68) filtratsiya tezligi komponentlarining ifodasini qo'yib

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} dx + \frac{\partial \psi}{\partial y} dy = d\psi = 0 \quad (4.71)$$

tenglamani hosil qilamiz, ya'ni oqim chizig'i bo'yicha $\psi = \text{const}$. Konstanta qiymatini o'zgartirib, oqim chiziqlarining guruhiga ega bo'linadi; xuddi shu kabi $F(x,y) = \text{const}$ deb qarab, konstanta qiymatini o'zgartirib, ekvipotensiallarning guruhi hosil qilinadi (4.20-rasm).



4.20-rasm. Tekis filtratsiya oqimida ekvipotensiallar va oqim chiziqlarining o'zaro joylashishi.



4.21-rasm.

Ekvipotensiallar va oqim chiziqlarining o'zaro ortoganallarini ko'rsatamiz. M nuqtadagi $F=C_1$ ekvipotensialga urinma x o'q bilan α_1 burchakni, uning oqim chiziqlarini kesadigan urinma esa α_2 burchaklarni hosil qilsin, unda $\text{tg}\alpha_1 = (dy/dx)_{F=C_1}$, lekin ekvipotensial bo'ylab

$$\frac{\partial F}{\partial x} dx + \frac{\partial F}{\partial y} dy = 0$$

bo'lgani uchun

$$\frac{\partial y}{\partial x} = -\frac{\partial F / \partial x}{\partial F / \partial y} = \text{tg}\alpha_1,$$

oqim chizig'i bo'ylab esa $\psi = C_2$ bo'ladi. Shu sababli

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \left(\frac{dy}{dx} \right)_{\psi=C_2} = - \frac{\partial \psi / \partial x}{\partial \psi / \partial y}$$

bo'ladi.

$$\operatorname{tg} \alpha_1 \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\partial F / \partial x}{\partial F / \partial y} \cdot \frac{\partial \psi / \partial x}{\partial \psi / \partial y} \quad (4.72)$$

ko'paytmani qaraymiz.

(4.69) Koshi-Riman shartlaridan (4.72) tenglamaning o'ng tomoni -1 ga teng ekanligi kelib chiqadi, ya'ni $\operatorname{tg} \alpha_1 \operatorname{tg} \alpha_2 = -1$. Bu esa agar $\alpha_2 = \alpha_1 + \pi/2$ bo'lsa, ya'ni to'g'ri burchak ostida kesib o'tadigan chiziqlar uchun urinma bo'ladi. Demak, haqiqatan ham, oqim chiziqlari va ekvipotensiallar o'zaro perpendikularidir.

Oqim funksiyasining fizik ma'nosini aniqlaymiz. Oqim funksiyasi $\psi(x, y) = C$ va $\psi(x, y) = C^1$ qiymatlarni oladigan, ikki oqim chiziqni olamiz (4.21-rasm), va ularni AB chiziqlar bilan tutashtiramiz.

n-bu chiziq dl elementiga normal bo'lgan birlik vektori bo'lib, u x o'q bilan θ burchakni hosil qiladi; unda koordinat o'qlaridagi \vec{n} vektor proyeksiyalari $\cos(n, x) = \sin \theta$, $\cos(n, y) = \cos(\pi - \theta) = -\cos \theta$ ga teng.

AB kesim orqali o'tadigan sarfni topamiz (qatlam qalinligini bir birlikka teng deb hisoblaymiz).

$$\begin{aligned} Q &= \int_A^B v_n de = \int_A^B (\vec{v} \cdot \vec{n}) de = \int_A^B [v_x \cos(n, x) + v_y \cos(n, y)] dt = \\ &= \int_A^B (v_x \sin \theta - v_y \cos \theta) dt = \int_A^B (v_x dy - v_y dx) = \int_A^B \left(-\frac{\partial \psi}{\partial y} dy - \frac{\partial \psi}{\partial x} dx \right) = \\ &= - \int_A^B d\psi = \psi_A - \psi_B = C - C^1. \end{aligned} \quad (4.73)$$

Bundan ikki chiziq orasidagi oqim bu chiziqlardagi oqim funksiyalari qiymatlarining farqiga tengligi ko'rinadi.

dF/dz ning xususiy hosilasini topamiz. Ixtiyoriy yo'nalish bo'yicha hosilaning qiymati z bo'yicha bir xil bo'lgani uchun, unda o'q bo'yicha F ga ko'ra hosilani olamiz:

$$\frac{dF}{dz} = \frac{\partial F}{\partial x} + i \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Ammo

$$\frac{\partial F}{\partial x} = -v_x \quad \text{va} \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = v_y,$$

bo'lishidan

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -v_x + i v_y = -(v_x - i v_y) \quad (4.74)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bunda $\bar{v} = v_x - i v_y$ – filtratsiya tezligining kompleks tutashgan qiymati. Shuning uchun dF/dz kompleks tezlik deyiladi.

Kompleks tezlik modulini hisoblaymiz:

$$\left| \frac{\partial F}{\partial z} \right| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = |v|, \quad (4.75)$$

ya'ni kompleks tezlik moduli filtratsiya tezligi moduliga teng.

S oqim chizig'i bo'yicha zarracha harakatining qonunini topamiz. dx va dy lar oqim chizig'i bo'yicha yo'nalgan dS elementar vektorning proyeksiyalari bo'lsin.

$$dx/dt = v_x = v_x/m, \quad dy/dt = v_y = v_y/m$$

yoki

$$(dx - idy)/dt = (v_x - i v_y)/m, \quad \text{lekin} \quad dx - idy = d\bar{z},$$

$$v_x - i v_y = \bar{v} = -dF/dz, \quad \text{demak} \quad \frac{\partial \bar{z}}{\partial t} = -\frac{1}{m} \frac{dF}{dz},$$

yoki

$$dt = -m \frac{d\bar{z}}{\partial F / \partial z},$$

bundan

$$t = -m \int \frac{d\bar{z}}{dF/dz} \quad (4.76)$$

Oqimlar kompleks potentsiallarini superpozitsiya prinsipiga ko'ra qo'shish mumkin, chunki $\Phi(x,y)$ va $\psi(x,y)$ funksiyalar Laplas tenglamasini qanoatlantiradilar.

Oddiy oqimlarning tekislikdagi kompleks potentsiallarini qarab chiqamiz.

To'g'ri chizikli parallel oqim uchun kompleks potentsial bo'lib,

$$F(z) = az + b \quad (4.77)$$

funksiyalar hisoblanadi. Bunda a va b - kompleks o'zgarmlar: $a = a_1 + i a_2$, $b = b_1 + i b_2$.

$F(z)$ ning haqiqiy qismini faraz qilingan qismidan ajratamiz:

$$F(z) = (a_1 + i a_2)(x + iy) + i b_2 = a_1 x - a_2 y + b_1 + i(a_2 x + a_1 y + b_2).$$

Bundan

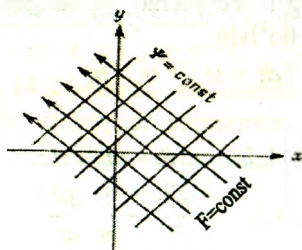
$$f = a_1x - a_2y + b, \quad \psi = a_2x + a_1y + b_2 \quad (4.78)$$

ekanligi kelib chiqadi.

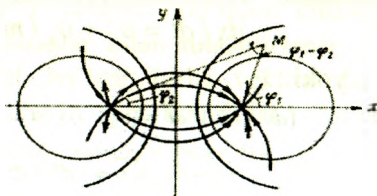
$a_1x - a_2y + b_1 = C$ va $a_2x + a_1y + b_2 = C_2$ deb qarab, ekvipotensiallar a_1/a_2 burchakli koeffitsiyentdan, oqim chiziqlari esa d_2/d_1 burchakli koeffitsiyentlardan iborat to'g'ri chiziqlarni ko'rsatadi.

Filtratsiya tezligi komponentlari $v_x = \partial F / \partial x = -a_1$, $v_y = \partial F / \partial y = -a_2$ larga teng, ya'ni harakat $|v| = \sqrt{a_1^2 + a_2^2} = |a|$ o'zgarimas filtratsiya tezligiga esa to'g'ri chiziqli bo'ladi (4.22-rasm).

Koordinata boshida joylashgan nuqtali oqib kirishning kompleks potensialini qaraymiz:



4.22-rasm. To'g'ri chiziqli parallel oqimning filtratsiya maydoni.



4.23-rasm. Suyuqlikning oqib chiqish va oqib kirish tekisligidagi ekvipotensiallari va oqim chiziqlari.

$$F(z) = \frac{q}{2\pi} \ln z + b, \quad (4.79)$$

bu yerda, q – qatlam birlik qalinligidagi sarf ($q < 0$ da oqib chiqish, $q > 0$ da oqib kirish).

z kompleks o'zgaruvchilarni qutb koordinatalarda ko'rsatib, haqiqiy qismini faraz qilinadigandan ajratamiz:

$$z = x + iy = r(\cos \varphi + i \sin \varphi) = re^{i\varphi} \quad (4.80)$$

bu yerda, r – koordinata boshidan nuqtaning masofasi; φ – qutb burchagi.

$$F(z) = \frac{q}{2\pi} \ln(re^{i\varphi}) + b = \frac{q}{2\pi} \ln r + b + i \frac{q}{2\pi} \varphi, \quad (4.81)$$

bundan

$$F = \frac{q}{2\pi} \ln r + b, \quad \psi = \frac{q}{2\pi} \varphi \quad (4.82)$$

ekanligi kelib chiqadi.

(4.82) formulalardan, ekvipotensiallar $r = \text{const}$ bo'lgan konsentrik doiralardan, oqim chiziqlari esa $\varphi = \text{const}$ bo'lgan radial to'g'ri chiziqlarni o'zlarida namoyon etishlari kelib chiqadi. Filtratsiya tezligi moduli

$$|v| = \left| \frac{dF}{dz} \right| = \frac{q}{2\pi} \cdot \frac{1}{|z|} = \frac{q}{2\pi}$$

Oxirgi tenglamadan, koordinata boshida ($r=0$) (4.79) funksiya analitik bo'lmaydi, chunki bu nuqta tekislikning maxsus nuqtasi bo'lib hisoblanishi kelib chiqadi.

Agar oqib kirish $z_0 = x_0 + iy_0$ kompleksli koordinata nuqtasida joylashgan bo'lsa, unda kompleks potensial

$$F(z) = \frac{q}{2\pi} \ln(z - z_0) + b \quad (4.83)$$

ko'rinishni oladi, ya'ni z_0 nuqta maxsus nuqta bo'ladi va $r-\varphi$ qutb koordinatalariga o'tib,

$$z - z_0 = re^{i\varphi}$$

ifodani hosil qilamiz.

$x=a$, $x=-a$, $y=0$ koordinatali nuqtalarda joylashgan qatlamdagi bir vaqtda ishlaydigan teng debitli oqimning kirish va chiqishlarini qaraymiz (4.23-rasm).

(4.83) formula bo'yicha oqim kirish kompleks potentsiali

$$\frac{q}{2\pi} \ln(z - a),$$

oqim chiqish kompleks potentsiali

$$\frac{q}{2\pi} \ln(z + a).$$

ifodaga teng. Bu potentsiallarni superpozitsiya prinsipiga ko'ra qo'shib,

$$F(z) = \frac{q}{2\pi} \ln(z - a) - \frac{q}{2\pi} \ln(z + a) = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{z - a}{z + a} \quad (4.84)$$

formulani hosil qilamiz.

Bu oqimning chiziqlarining ekvipotensial va tenglamalarini keltirib chiqaramiz. Tekislikda $z = x + iy$ bo'lgan ixtiyoriy nuqta olamiz va

$z-a=r_1e^{i\varphi}$, $z-a=r_2e^{i\psi}$ deb belgilaymiz hamda (4.84) formulaga qo'yamiz:

$$F(z) = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{r_1 e^{i\varphi}}{r_2 e^{i\psi}} = \frac{q}{2\pi} (\ln \frac{r_1}{r_2} + \ln e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)}) = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{r_1}{r_2} + \frac{q_1}{2\pi} i(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Bundan

$$F = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{r_1}{r_2}; \quad \psi = \frac{q}{2\pi}(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (4.85)$$

ekvipotensial va oqim chizig'i tenglamalari esa mos ravishda

$$r_1/r_2 = C_1 \quad \text{yoki} \quad r_1^2/r_2^2 = C_1^2 = C, \quad (4.86)$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = C_2 \quad (4.87)$$

ko'rinishda bo'ladi.

(4.86) tenglikni dekart koordinatalariga o'tamiz:

$$r_1^2 = (x-a)^2 + y^2; \quad r_2^2 = (x+a)^2 + y^2.$$

Unda

$$\frac{(x-a)^2 + y^2}{(x+a)^2 + y^2} = C$$

Yoki

$$(x-a)^2 + y^2 = C[(x+a)^2 + y^2]$$

Qavslarni ochib, tenglamaning hamma a'zolarini chap tarfaga o'tkazib,

$$(1-C)x^2 - 2a(1+C)x + (1-C)y^2 + (1-C)a^2 = 0,$$

yoki, $(1-C)$ ga bo'lib,

$$x^2 - 2a \frac{1+C}{1-C} x + y^2 + a^2 = 0. \quad C \neq 1$$

ifodalarga ega bo'lamiz.

Kvadrat farqni hosil qilish uchun $(a \frac{1+C}{1-C})^2$ ifodani qo'shamiz va ayiramiz:

$$(x - a \frac{1+C}{1-C})^2 + y^2 - (a \frac{1+C}{1-C})^2 + a^2 = 0.$$

Bu ifodani oxirgi ko'rinishga

$$(x - a \frac{1+C}{1-C})^2 + y^2 = \frac{4a^2 C}{(1-C)^2}$$

keltiramiz.

Oxirgi tenglama markazi $x_0 = a \frac{1+C}{1-C}$, $y_0 = 0$ nuqtada va radiusi

$\frac{2a\sqrt{C}}{|1-C|}$ bo'lgan aylananing tenglamasini ko'rsatadi. C konstanta

qiymatini noldan birgacha o'zgartirib, kattalashadigan radiusli, oqim kiradigan quduqqa konsentrik bo'lmagan, o'ng yarim tekislikdagi doiralar guruhini hosil qilamiz. $C=1$ qiymat chegarasiz radiusli doiraga, ya'ni y o'qqa xos bo'ladi. Chap yarim tekislikda ($x < 0$) $1 < C < \infty$ deb qarab, simmetrik tasvirga ega bo'lamiz (4.23-rasm).

4.23-rasmdan

$$\varphi_1 = \operatorname{arctg} \frac{y}{x-a};$$

$$\varphi_2 = \operatorname{arctg} \frac{y}{x+a}$$

kelib chiqadi.

Bu ifodalarni (4.87) tenglamaga qo'yamiz:

$$\operatorname{arctg} \frac{y}{x-a} - \operatorname{arctg} \frac{y}{x+a} = C_2,$$

va formulani ikki burchaklar farqi tangensi uchun foydalanamiz:

$$\operatorname{arctg} \frac{y}{x-a} - \operatorname{arctg} \frac{y}{x+a} = \operatorname{arctg} \frac{\frac{y}{x-a} - \frac{y}{x+a}}{1 + \frac{y^2}{(x-a)(x+a)}} = C_2$$

Bundan

$$\left(\frac{y}{x-a} - \frac{y}{x+a}\right) / \left(1 + \frac{y^2}{(x-a)(x+a)}\right) = C_2^1$$

ekanligi kelib chiqadi. Buni

$$x^2 + y^2 - \frac{2a}{C_2^1} y = a^2,$$

yoki

$$x^2 + \left(y - \frac{a}{C_2^1}\right)^2 = \frac{a^2((C_2^1)^2 + 1)}{(C_2^1)^2}$$

ko'rinishga keltirish mumkin.

Shunday qilib, oqim chiziqlari y o'qqa ($x_0 = 0$, $y_0 = a/C_2^1$) yotadigan va radiuslari $x = a$, $x = -a$ (oqim kirishi va oqim chiqishi) nuqtalaridan o'tadigan $a\sqrt{(C_2^1)^2 + 1}/|C_2^1|$ ga teng bo'lgan doirani ifodalaydi.

Ekvipotensial va oqim chiziqlari 4.5-rasmda ko'rsatilgan.

(4.75) formuladan foydalanib, filtratsiya tezligining modulini topamiz:

$$|v| = \left| \frac{dF}{dz} \right| = \frac{q}{2\pi} \left| \frac{1}{z-a} - \frac{1}{z+a} \right| = \frac{q}{2\pi} \left| \frac{-2a}{(z-a)(z+a)} \right| = \frac{2aq}{2\pi \cdot r_1 r_2} - \frac{aq}{\pi \cdot r_1 r_2}.$$

Superpozitsiya prinsipi yordamida qatlamdagi sistemali quduqlar filtratsiyasining turli masalalarini yechish mumkin. Masalan, δ eksentrisitetli R_k radiusga ega bo'lgan doiraviy qatlamda eksentrik joylashgan quduq kompleks potentsiali

$$F(z) = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{z - \delta}{z - R_k^2 / \delta},$$

formuladan R_k radiusli doiraviy qatlamdagi R_1 radiusli m quduq halqali batareyalar kompleks potentsiali esa

$$F(z) = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{z^m - R_1^m}{z^m - \frac{R_k^{2m}}{R_1^m}}.$$

formulalardan aniqlanadi.

Nazorat savollari

1. Nuqtali oqim potentsiallari nima?
2. Superpozitsiya prinsipi nima?
3. Filtratsiya potentsial tezligini aniqlash formulasini yozing.
4. Quduqlar interferensiyasini tushuntiring.
5. Elektrodinamik analogiya usulini tushuntiring.
6. Ekvivalent filtratsiya qarshiliklar usulini tushuntiring.
7. Filtratsiya nazariyasi tekis masalasini kompleks o'zgaruvchi funksiya nazariyasi bilan bog'liqligini tushuntiring.
8. Mukammal va nomukammal quduqlar nima?
9. Suyuqlikning barqaror naporsiz filtratsiya oqimlarini tushuntiring.
10. Filtratsiya tezliklarini geometrik (vektor) yig'indisini tushuntiring.

Xulosa

Filtratsiya nazariyasining tekis masalalari ko'rib chiqilgan. Bir va bir nechta gidrodinamik mukammal quduqlarning bir jinsli o'zgarimas

qalinlikka ega gorizontal qatlamdagi tekis filtratsiya oqimi o'rinli bo'lgani uchun shu oqimlar qarab chiqilgan.

Quduqlar interferensiyasi va superpozitsiya usullari to'g'risida ma'lumot berilgan hamda suyuqliklarning quduq batareyalariga oqib kirish masalalari tushuntirib o'tilgan. Shuningdek, Y.P. Borisovning ekvivalent filtratsiya qarshiliklar usuli keltirilgan.

Mukammal va nomukammal quduqlar haqida tushuncha berilgan va ularning hisobiy usullari ko'rsatib o'tilgan. V.I. Shurovning grafigidan foydalanish ko'rsatilgan.

Filtratsiyaning tekis masalasini kompleks o'zgaruvchi funksiyalar nazariyasining usullari bilan yechish tushuntirilgan.

5. SIQILUVCHAN SUYUQLIK VA GAZNING G'OVAK MUHITDAGI BARQAROR HARAKATI

5.1. Darsi qonuni bo'yicha siqiluvchan suyuqlik va gaz barqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi

Bir jinsli g'ovak muhitdagi bir fazali siqiluvchan flyuid barqaror filtratsiyasining differensial tenglamalarini yozamiz va bunda og'irlik va inersiya kuchlarini e'tiborga olmaymiz:

a) oqim uzluksizligi tenglamasi

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = -\frac{\partial(\rho \cdot m_m)}{\partial t}; \quad (5.1)$$

b) harakat tenglamasi

$$\left. \begin{aligned} v_x &= -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \\ v_y &= -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \\ v_z &= -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

φ funksiyani quyidagicha kiritamiz. Uning differensialini

$$d\varphi = \frac{k(p)\rho(p)}{\mu(p)} d(p) \quad (5.3)$$

deb qarash, u holda

$$\varphi = \int \frac{k(p)\rho(p)}{\mu(p)} d(p) + C \quad (5.4)$$

bo'ladi. Bu funksiya L.S. Leybenzon funksiyasi deb ataladi. Leybenzon funksiyasi φ va bosim p koordinatalarga va vaqtga bog'liq bo'lgani sababli, ko'p o'zgaruvchan funksiyalarining to'liq differensial tushunchasidan foydalangan holda (5.3) tenglamani quyidagi ko'rinishida yozish mumkin:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} dx + \frac{\partial \varphi}{\partial y} dy + \frac{\partial \varphi}{\partial z} dz + \frac{\partial \varphi}{\partial t} dt = \frac{k(p)\rho(p)}{\mu(p)} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz + \frac{\partial p}{\partial t} dt \right)$$

dx, dy, dz, dt larda koeffitsiyentlarni taqqoslash natijasida

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= \frac{k(p)\rho(p)}{\mu(p)} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial \varphi}{\partial y} &= \frac{k(p)\rho(p)}{\mu(p)} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= \frac{k(p)\rho(p)}{\mu(p)} \cdot \frac{\partial p}{\partial z}; \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= \frac{k(p)\rho(p)}{\mu(p)} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

hosil qilamiz.

(5.2) harakat tenglamasini $\rho(p)$ flyuidlar zichligiga ko'paytirib va (5.2) tenglamadan foydalanib, filtratsiyaning massali tezliklari ifodasini yozamiz:

$$\left. \begin{aligned} \rho v_x &= -\rho \frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}; \\ \rho v_y &= -\rho \frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial y} = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}; \\ \rho v_z &= -\rho \frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

(5.6) ifodani (5.1) uzluksizlik tenglamasiga qo'yib

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{\partial(\rho m)}{\partial t}, \quad (5.7)$$

yoki

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\partial(\rho m)}{\partial t} \quad (5.8)$$

ifodani hosil qilamiz.

(5.7) va (5.8) differensial tenglamalar Darsi qonuni bo'yicha bir jinsli g'ovak muhitdagi bir jinsli flyuidning noabarqaror harakatida o'rinli bo'ladi.

Barqaror filtratsiya holatida $\partial(\rho m)/\partial t = 0$ va (5.7) tenglama ushbu

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (5.9)$$

yoki

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (5.10)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Shunday qilib, barqaror filtratsiyada (5.4) tenglama bilan aniqlanadigan « φ » Leybenzon funksiyasi Laplas tenglamasini qanoatlantiradi.

5.2. Siqiluvchan flyuid va siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyalari o'rtasidagi analogiya

Tenglamaga Leybenzon funksiyasini kiritib, siqilmaydigan flyuid barqaror filtratsiyasi bilan siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasi o'rtasida analogiyani o'rnatish mumkin.

Flyuidlarda muhitning o'zgaruvchanligi va dinamik qovushoqlik koeffitsiyentlari o'zgarmas:

$k = const$, $\mu = const$, zichlik $\rho = \rho(p)$. U holda Leybenzon funksiyasi

$$\varphi = \int \rho(p) dp + C \quad (5.11)$$

deb kiritish mumkin va bunda

$$d\varphi = \rho(p) dp. \quad (5.12)$$

Bizga ma'lumki, Darsi qonunini

$$v = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial P^*}{\partial S}.$$

ko'rinishida yozgandik.

Bu Darsi qonuni bo'yicha siqilmaydigan suyuqlikning barqaror filtratsiyasini sarf orqali yozamiz:

$$Q = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{dP}{dS} \omega(S), \quad (5.13)$$

bu yerda, $Q = const$; $\omega(S)$ – oqimcha chizig'ining ko'ndalang kesim yuzasi.

Siqiluvchan flyuidning barqaror filtratsiyasining hamma oqim chiziqlari uzunligi bo'yicha massali sarfi o'zgarmas bo'lib saqlanadi:

$$Q_m = \rho Q = const.$$

(5.13) tenglamaning o'ng va chap tomonlarini $\rho(p)$ flyuid zichligiga ko'paytirib va (5.12) ifodadan foydalanib,

$$\rho \cdot v \cdot Q_m = -\frac{k}{\mu} \cdot \rho(p) \frac{dP}{dS} \cdot \omega(S) = -\frac{k}{\mu} \cdot \frac{d\varphi}{dS} \omega(S), \quad Q = const \quad (5.14)$$

eklanligini hosil qilamiz.

(5.13) va (5.14) ifodalardan ko'ramizki, bular bir xil ko'rinishdagi differensial tenglamalar bo'lib, bularda Q siqilmaydigan suyuqlik hajmiy sarfiga siqiluvchan suyuqlikning massali sarfi mos, (5.13) tenglamadagi p bosimga esa (5.14) tenglamadagi φ Leybenzon funksiyasi mos bo'ladi. Bu analogiyaning isboti sifatida siqiluvchan flyuidning barqaror filtratsiyasida (5.9) Laplas tenglamasini φ

Leybenzon (5.11) funksiyasi qanoatlantirishini, siqilmaydigan suyuqlikning analogik filtratsiyasida esa bu tenglamani bizga ma'lum

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0$$

tenglamadagi p bosim qanoatlantirishi mumkinligini keltirish mumkin.

Siqilmaydigan suyuqlik uchun (5.2) harakat tenglamasi ν filtratsiya tezligini p bosim bilan bog'laydi, siqilmaydigan flyuidlarga esa $\rho\nu$ filtratsiya massa tezliklarini (5.6) tenglamadagi φ Leybenzon funksiyasi bilan bog'laydi.

Bulardan shuni xulosa qilish mumkinki, Darsi qonuni bo'yicha siqilmaydigan suyuqlikning barqaror filtratsiyasidagi hosil qilingan formulalarni, siqiluvchan flyuid barqaror filtratsiyasi uchun ham (qatlam o'sha geometriyasi va o'sha chegaraviy shartlarda) foydalanish mumkin.

5.1-jadval

Siqilmaydigan suyuqlik	Siqiluvchan flyuid
1. hajmiy sarf, Q ; 2. bosim, p ; 3. filtratsiya hajmiy tezligi, ν .	1. massali sarf, Q_m ; 2. Leybenzon funksiyasi, φ ; 3. filtratsiya massa tezligi, $\rho\nu$.

Siqiluvchan flyuid filtratsiyasida p bosim deb absolyut bosimni tushunish kerakligini ta'kidlaymiz.

5.3. Siqiluvchan suyuqlikning barqaror filtratsiyasi

Siqiluvchan suyuqlikning ushbu

$$\rho = \rho_0 e^{\beta_c (p - p_0)}$$

holat tenglamasi bilan ifodalanuvchi siqiluvchan (kam siqiluvchan) suyuqlik uchun Leybenzon funksiyasini aniqlaymiz:

$$\varphi = \int \rho dp + C = \int \rho_0 e^{\beta_c (p - p_0)} dp + C = \frac{\rho_0}{\beta_c} e^{\beta_c (p - p_0)} + C = \frac{\rho}{\beta_c} + C \quad (5.15)$$

Agar $\beta_c (p - p_0) \ll 1$ bo'lsa, u holda

$$\rho = \rho_0 [1 + \beta_c (p - p_0)]$$

ko'rinishidagi siqiluvchan suyuqlikning holat tenglamasiga ega bo'lish mumkin. Unda (5.15) tenglamadan

$$\wp = \frac{\rho_0}{\beta_c} [1 + \beta_c(p - p_0)] + C = \rho_0 p + C_1 \quad (5.16)$$

ifodani hosil qilamiz.

(5.16) ifodani (5.9) differensial tenglamaga qo'yib,

$$\nabla^2 \wp = \nabla^2 (\rho_0 p + C_1) = \rho_0 \nabla^2 p = 0 \quad (5.17)$$

tenglamani hosil qilamiz. Siqiluvchan suyuqlikning barqaror filtratsiyasidagi zichligini o'zgarimas deb hisoblash mumkinligini ko'ramiz. Bundan kelib chiqadiki, siqiluvchan suyuqlikning barqaror filtratsiyasi bilan bog'liq amaliy masalalarni yechishda, siqilmaydigan suyuqlikning barqaror filtratsiyasi uchun keltirib chiqarilgan formulalardan foydalanish mumkin. Agar siqilmaydigan suyuqlik filtratsiyasi qatlamdagi juda katta qatlam bosimlarida va katta depressiyalarda qaraladigan bo'lsa, bunday xulosa chiqarish noto'g'ri bo'lishi mumkin. Bu holda (5.16) ifoda umuman olganda, katta xatoliklarga olib keladi, shuning uchun (5.15) ko'rinishdagi Leybenzon funksiyalaridan foydalaniladi.

5.4. Ideal gazning barqaror to'g'ri chiziqli parallel filtratsiya oqimi

Ideal gazning barqaror to'g'ri chiziqli parallel filtratsiya oqimini qaraymiz.

Holat tenglamasidan foydalanib, ideal gaz uchun Leybenzon funksiyasini oldindan topamiz.

$$\wp = \int \rho dp + C = \int \frac{\rho_{at}}{p_{at}} p dp + C = \frac{\rho_{at}}{2p_{at}} p^2 + C. \quad (5.18)$$

Siqilmaydigan suyuqlik oqimi va gaz oqimi o'rtasidagi analogiyadan foydalanib, gaz oqimi filtratsiya xarakteristikalarini siqilmaydigan suyuqlik oqimi xarakteristikalari bilan mos bo'lgan analogiya bo'yicha topamiz.

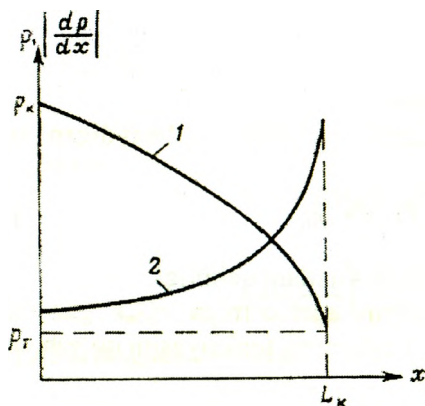
1. Siqilmaydigan suyuqlikning to'g'ri chiziqli filtratsiya oqimida bosim taqsimlanishi:

$$P = P_k - \frac{P_k - P_c}{L_k} x. \quad (5.19)$$

Gazning filtratsiyasidagi Leybenzon funksiyasi uchun quyidagi analogik ifoda to'g'ri bo'ladi:

$$\varphi = \varphi_k - \frac{\varphi_k - \varphi_r}{L_k} x. \quad (5.20)$$

(5.20) ifodaga (5.18) ifodadagi Leybenzon funksiyasini qo'yib va



$$\varphi = \frac{\rho_{at}}{2P_{at}} p_k^2 + C;$$

$$\varphi = \frac{\rho_{at}}{2P_{at}} p_g^2 + C, \quad (5.21)$$

ekanliklarini hisobga olib, ideal gazning to'g'ri chiziqli parallel oqimidagi

$$p = \sqrt{p_k^2 - \frac{p_k^2 - p_g^2}{L_k} x} \quad (5.22)$$

bosim taqsimlanishini topamiz.

Bundan kelib chiqadiki, bosim qatlam uzunligiga ko'ra parabola qonuni bo'yicha o'zgaradi (5.1-rasm, 1-egri chiziq). $p^2 = f(x)$ - bog'lanish to'g'ri chiziqli.

5.1-rasm. Gazni to'g'ri chiziqli parallel oqimida (1) bosim va (2) bosim gradiyentlarining taqsimlanish egri chiziqchlari.

2. Siqilmaydigan suyuqlikda bosim gradiyenti

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{p_k - p_r}{L_k} \quad (5.23)$$

ko'rinishni oladi. Analogik ravishda gaz oqimi uchun (5.23) Leybenzon funksiyasi gradiyentini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{\varphi_k - \varphi_g}{L_k} \quad (5.24)$$

(5.18) ifodani «x» bo'yicha differensiallab, (5.24) tenglamaga qo'yib va (5.21) ifodadan foydalanib, gaz filtratsiya oqimidagi bosim taqsimlanish gradiyentini hosil qilamiz:

$$\frac{\rho_{at}}{P_{at}} \frac{2p}{2} \frac{dp}{dx} = -\frac{\rho_{at}}{P_{at}} \frac{p_k^2}{2} - \frac{\rho_{at}}{P_{at}} \frac{p_g^2}{2}, \quad (5.25)$$

bundan

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{p_k^2 - p_g^2}{2L_k} \cdot \frac{1}{p}, \quad (5.26)$$

bu yerda, « p » bosim (5.22) formuladan aniqlanadi.

Gazning filtratsiya oqimidagi bosim gradiyenti taqsimlanishi grafigi 5.1-rasmda ko'rsatilgan, 2- egri chiziq. Siqilmaydigan suyuqlik holatidagi kabi bosim gradiyenti o'zgarmas bo'lib qolmaydi, balki galereyaga yaqinlashishida o'sadi.

3. Qaraladigan bir o'lchamli oqimdagi siqilmaydigan suyuqlikning hajmiy sarfi

$$Q = \frac{k}{\mu} \frac{p_k - p_g}{L_k} \cdot Bh \quad (5.27)$$

bo'ladi. Bunda B – oqim eni; h – qatlam qalinligi.

(5.27) tenglamaga « Q » hajmiy sarf o'rniga « Q_m » gaz massali sarfini qo'yib va bosim o'rniga Leybenzon funksiyasini qo'yib, ushbu

$$Q = \frac{k}{\mu} \frac{\rho_k - \rho_g}{L_k} \cdot Bh = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{\rho_{at} (p_k^2 - p_g^2)}{2L_k} \cdot Bh \quad (5.28)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Atmosfera bosimiga keltirilgan gazning hajmiy sarfi

$$Q = \frac{Q_t}{\rho_{at}} = \frac{k}{\mu \cdot \rho_{at}} \frac{p_k^2 - p_g^2}{2L_k} \cdot Bh \quad (5.29)$$

formula bilan ifodalanadi.

4. Siqilmaydigan suyuqlikning filtratsiya tezligi

$$v = \frac{k}{\mu} \frac{p_k - p_g}{L_k} \quad (5.30)$$

o'rniga, gazning filtratsiyasi uchun analogik ravishda filtratsiyaning massali tezligi aniqlanadi, ya'ni

$$\rho v = \frac{k}{\mu} \frac{\rho_k - \rho_g}{L_k}$$

yoki

$$\frac{\rho_{at}}{\rho_{at}} \rho v = \frac{k}{\mu} \frac{\rho_{at}}{\rho_{at}} \frac{p_k^2 - p_g^2}{2L_k}, \quad (5.31)$$

bundan

$$v = \frac{k}{2\mu} \frac{p_k^2 - p_g^2}{L_k} \cdot \frac{1}{p} \quad (5.32)$$

Filtratsiya tezligi bosim gradiyentiga proporsional (5.26) bo'lgani uchun, uning grafigi bosim gradiyenti grafigiga analogik bo'ladi (5.1-

rasm, 2-egri chiziq). Filtratsiya tezligining gazli qatlam uzunligi bo'yicha fizik o'sishi, bosimning pasayishidagi gazning kengayishi hisobiga sodir bo'ladi.

5. Gaz bilan to'lgan g'ovak muhit hajmi bo'yicha qatlam bosimining o'rtacha qiymatini aniqlaymiz.

Aniqlanish bo'yicha

$$\bar{p} = \frac{1}{V_n} \int p dV_n, \quad (5.33)$$

bizning holda

$$V_n = BhL_k m; \quad dV_n = Bhmdx.$$

Unda

$$\bar{p} = \frac{1}{BhL_k m} \int_0^{L_k} \sqrt{p_k^2 - \frac{p_k^2 - p_g^2}{L_k} x} \cdot Bhmdx. \quad (5.34)$$

(5.34) tenglamani integrallab

$$\bar{p} = \frac{2}{3} \frac{p_k^3 - p_g^3}{p_k^2 - p_g^2}$$

ifodani hosil qilamiz.

5.5. Darsi qonuni bo'yicha ideal gazning tekis radial filtratsiya oqimi

Markazida r_c radiusli mukammal quduq joylashgan, radiusi R_k bo'lgan qatlam doirasida tekis radial filtratsiya oqimi sodir bo'ladi. Bunday gaz oqimi xarakteristikalarini, o'xshash siqilmaydigan suyuqlik xarakteristikalarini bilgan holda topamiz. Bunda izlanadigan xarakteristikalar 5.1-jadvalda ko'rsatilgan (5.2-paragrafqa qarang).

1. Siqilmaydigan suyuqlikdagi qatlam bosimining taqsimlanishi ushbu

$$p_2 = p_c - \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln r_c = p_c - \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln R_k \quad (5.35)$$

formuladan aniqlanadi, ya'ni

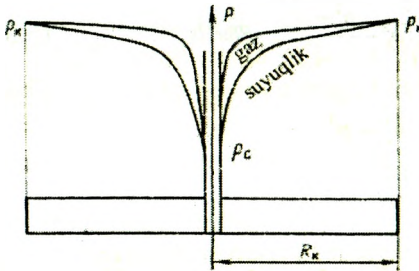
$$p = p_c - \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r} \quad (5.36)$$

Xuddi shunday qonunga asosan, gazning filtratsiya oqimida ham Leybenzon funksiyasi taqsimlangan bo'radi:

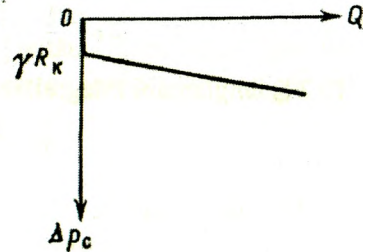
$$\varrho = \varrho_k - \frac{\varrho_k - \varrho_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r} \quad (5.37)$$

(5.37) ifodaga (5.18) ifodadagi Leybenzon funksiyasini qo'yib, ideal gaz tekis radial filtratsiya oqimidagi qatlamli bosim taqsimlanishi qonunini hosil qilamiz:

$$p = \sqrt{p_k^2 - \frac{p_k^2 - p_c^2}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r}} \quad (5.38)$$



5.2-rasm. Siqilmaydigan suyuqlik va gazning tekis radial oqimidan bosim taqsimlanishi.



5.3-rasm. Darsi qonuni bo'yicha filtratsiyaning indikator chizig'i.

Bir xil chegaraviy shartdagi gazning barqaror tekis radial va siqilmaydigan suyuqlik filtratsiya hollari uchun qatlamdagi bosim taqsimlanishi egri chiziqlarini taqqoslash shuni ko'rsatadiki, bunda quduq yaqinida gaz oqimi bosimining keskin pasayishi kuzatiladi (5.2-rasm).

Siqilmaydigan suyuqlikning tekis radial filtratsiyasidagi bosim gradiyentining r koordinataga bog'liq holda o'zgarishi quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\frac{dp}{dr} = \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r} \quad (5.39)$$

Gazning barqaror tekis radial filtratsiyasi holatida Leybenzon funksiyasi gradiyentining o'zgarishi ham shu qonun bo'yicha bo'ladi:

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{\varphi_k - \varphi_c}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r} \quad (5.40)$$

Leybenzon funksiyasidan bosimga o'tib,

$$\frac{\rho_{at} p}{\rho_{at}} \frac{dp}{dr} = \frac{\frac{1}{2} \rho_{at} p_k^2 - \frac{1}{2} \rho_{at} p_c^2}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r}$$

ifodani hosil qilamiz.

Bundan

$$\frac{dp}{dr} = \frac{p_k^2 - p_c^2}{2 \ell n \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{p} \quad (5.41)$$

Oxirgi formuladagi r kamayishi hisobiga va bosimning pasayishi hisoblariga ham quduq tubi yaqinidagi bosim gradiyentining keskin oshishini ko'ramiz.

3. Quduqning gaz debitini Dyupyui formulasidagi siqilmaydigan suyuqlik Q hajmiy sarfi o'rniga gazning Q_m massali sarfini qo'yib va p bosim o'rniga φ Leybenzon funksiyasini qo'yib, quyidagilarni yozamiz:

$$Q_m = \frac{2\pi kh}{\mu} \cdot \frac{\varphi_k - \varphi_c}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} \quad (5.42)$$

yoki

$$Q_m = \frac{Q_m}{\rho_{at}} = \frac{\pi kh}{\mu \cdot \rho_{at}} \cdot \frac{p_k^2 - p_c^2}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} \quad (5.43)$$

Gazning filtratsiyasida indikator chiziq $Q_{at} - (p_k^2 - p_c^2)$ koordinatalarda quriladi va barqaror tekis radial oqimda to'g'ri chizikli xarakterga egaligi ko'rinib turibdi (5.3-rasm).

4. Siqilmaydigan suyuqlikning filtratsiya tezligi ushbu

$$\frac{dp}{dr} = \frac{p_k^2 - p_c^2}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r}$$

formuladan aniqlanadi, ya'ni

$$v = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k^2 - p_c^2}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r} \quad (5.44)$$

Gazning tekis radial oqimida filtratsiyaning massali tezligi ham o'zgaradi:

$$\rho v = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{\rho_k - \rho_g}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r} \quad (5.45)$$

yoki

$$\frac{\rho_w}{\rho_a} \rho v = \frac{k}{\mu} \frac{\frac{1}{2} \frac{\rho_w}{\rho_a} p_k^2 - \frac{1}{2} \frac{\rho_w}{\rho_a} p_c^2}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r}$$

Bundan

$$v = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k^2 - p_c^2}{2 \ln \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{p} \quad (5.46)$$

5. Tekis radial gaz oqimidagi g'ovak muhit hajmi bo'yicha o'rtacha qatlam bosimini aniqlaymiz. U (5.33) formuladan aniqlanadi va bizning hol uchun

$$V_{g'ov} = \pi m h (R_k^2 - r_c^2); \quad dV_{g'ov} = 2\pi r h m dr, \quad (5.47)$$

bosim esa (5.38) formuladan aniqlanadi. Bu ifodalarni (5.33) tenglamaga qo'yib, ushbu

$$\bar{p} = \frac{1}{\pi m h (R_k^2 - r_c^2)} \int_{r_c}^{R_k} \sqrt{p_k^2 - \frac{p_k^2 - p_c^2}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r}} \cdot 2\pi r h m dr = \frac{2p_k}{R_k^2 - r_c^2} \int_{r_c}^{R_k} \sqrt{1 - \frac{(p_c/p_k)^2}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r}} r dr \quad (5.48)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Hosil qilingan integral oxirgi ko'rinish uchun qabul qilinmaydi. Shuning uchun hisob taqriban olib boriladi.

$$x = 1 - \frac{1 - (p_c/p_k)^2}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r}, \quad (0 \leq x < 1 \text{ da } r_c \leq r \leq R_k) \text{ deb belgilasak,}$$

unda (5.48) tenglamadagi integral ostidagi ifoda $\sqrt{1-x}$ ga teng va $x < 1$ bo'lganda uni qatorga yoyish mumkin

$$\sqrt{1-x} = (x-1)^{1/2} = -\frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} - \frac{x^3}{16} - \dots$$

Qatorning birinchi ikki hadini saqlab,

$$\sqrt{1-x} = 1 - \frac{1 - (p_c/p_k)^2}{2 \ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r}$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Unda

$$\bar{p} = \frac{2p_k}{R_k^2 - r_c^2} \int_{r_c}^{R_k} \left[1 - \frac{1 - (p_c / p_k)^2}{2 \ell n \frac{R_k}{r_c}} \ell n \frac{R_k}{r_c} \right] r dr. \quad (5.49)$$

Bo'laklar bo'yicha integrallab, chegaralarini qo'yib va r_c^2 bo'lgan a'zolarini hisobga olmay, ushbu

$$\bar{p} = p_k \left[1 - \frac{1 - (p_c / p_k)^2}{4 \ell n \frac{R_k}{r_c}} \right] \quad (5.50)$$

formulani hosil qilamiz.

Agar (5.50) formulaga asosan p_k , p_c , r_c har xil qiymatlarini hisobga olib borsak, unda doiraviy qatlamdagi \bar{p} o'rtacha qatlamli bosim P_k konturli bosimga yaqin ekanligini ko'ramiz, $\bar{p} \approx p_k$. Buni fizikaviy tushunchasi shundan iboratki, gazning quduqqa oqib kirishida depressiya voronkalari ancha tik qiyaroq bo'ladi. O'rtacha bosimli qatlamdagi gaz zaxirasini aniqlashda va gidrodinamik xarakteristikalarining taxminiy hisobida ishlatiladi hamda uni konturli bosim bilan almashtirilishi hisobi ancha soddalashtiriladi.

5.6. Filtratsiyaning ikki hadli qonuni bo'yicha ideal gazning tekis radial filtratsiya oqimi

Yuqori debitli gaz quduqlari oldida Darsi qonunining buzilishi sodir bo'ladi. Shu sababli gaz konlarini ishga tushirish bilan bog'liq hisoblar hamda quduqlarni tadqiqot etish hisoblari filtratsiyaning ikki hadli qonuniga (1.23) ko'ra olib boriladi. Bunda (5.9) differensial tenglamadan foydalanilmaydi, chunki bu Darsi qonuniga ko'ra (5.2) chiqarilgan harakat tenglamasi bo'lib hisoblanadi. Filtratsiya tekis radial deb, (1.22) tenglamani integrallaymiz:

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\mu}{k} v + \rho \frac{\beta}{k} v^2 \quad (5.51)$$

Doiraviy qatlamdagi bosim taqsimlanishini topamiz va quduqqa oqib kiradigan gaz formulasini keltirib chiqaramiz.

Filtratsiya tezligini Q_a keltirilgan hajmiy debit orqali ifodalaymiz. Buning uchun zichlik $\rho = \rho_{at} p / p_{at}$ formulasidan va $Q_m = \rho_{at} Q_{at}$ tenglikdan foydalanamiz, ya'ni

$$v = \frac{Q_m}{\rho v} = \frac{\rho_{at} Q_{at}}{\rho_{at} \frac{p}{p_{at}} \cdot 2\pi \cdot r h} = \frac{Q_{at} \cdot p_{at}}{2\pi \cdot r h p} \quad (5.52)$$

(5.52) ifodani (5.51) ifodaga qo'yib, ikkinchi haddagi zichlikni $\rho = \rho_{at} p / p_{at}$ bilan almashtirib

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\mu}{k} \cdot \frac{Q_{at} p_{at}}{2\pi \cdot r h p} + \rho_{at} \frac{p}{p_{at}} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{k}} \cdot \frac{Q_{at}^2 \cdot p_{at}^2}{2\pi^2 r^3 h^3 p^2}$$

ifodani hosil qilamiz. Keyin esa o'zgaruvchilarni ajratib

$$p dp = \frac{\mu \cdot p_{at} Q_{at}}{2\pi k h} \frac{dr}{r} + \frac{\rho_{at} p_{at} \beta Q_{at}^2}{4\pi^2 h^2 \sqrt{k}} \cdot \frac{dr}{r^2} \quad (5.53)$$

va quduq tubidan ($p=p_c$, $r=r_c$) qatlam ixtiyoriy nuqtasigacha (p , r)

$$\int_{r_c}^p p dp = \frac{\mu \cdot p_{at} Q_{at}}{2\pi k h} \int_{r_c}^r \frac{dr}{r} + \frac{\rho_{at} p_{at} \beta Q_{at}^2}{4\pi^2 h^2 \sqrt{k}} \int_{r_c}^r \frac{dr}{r^2} \quad (5.54)$$

integrallab

$$p^2 - p_c^2 = \frac{\mu \cdot p_{at} Q_{at}}{\pi k h} \ln \frac{r}{r_c} + \frac{\rho_{at} p_{at} \beta Q_{at}^2}{2\pi^2 h^2 \sqrt{k}} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{r} \right), \quad (5.55)$$

yoki

$$p = \sqrt{p_c^2 + \frac{\mu \cdot p_{at} Q_{at}}{\pi k h} \ln \frac{r}{r_c} + \frac{\rho_{at} p_{at} \beta Q_{at}^2}{2\pi^2 h^2 \sqrt{k}} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{r} \right)}. \quad (5.56)$$

tenglamaga ega bo'lamiz.

(5.56) formula bo'yicha bosim taqsimlanishi, (5.38) formula bo'yicha (Darsi qonuni saqlanadi) bosim taqsimlanishidan farq qiladi.

(5.53) differensial tenglamani ($p=p_c$, $r=r_c$) quduq tubidan ($p=p_k$, $r=r_k$) iste'mol konturigacha integrallab va $\frac{1}{R_k}$ qiymat $\frac{1}{r_c}$ ga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun hisobga olmay, quduqqa oqib kiradigan gazning tenglamasini hosil qilamiz:

$$p^2 - p_c^2 = \frac{\mu \cdot p_{at} Q_{at}}{\pi k h} \ln \frac{R_k}{r_c} + \frac{\rho_{at} p_{at} \beta Q_{at}^2}{2\pi^2 h^2 r_c \sqrt{k}} \quad (5.57)$$

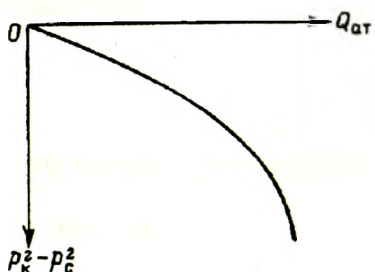
Ko'pincha quyidagi belgilashlar kiritiladi:

$$A = \frac{\mu \cdot p_{at}}{\pi k h} \ln \frac{R_k}{r_c}; \quad B = \frac{\rho_{at} p_{at} \beta}{2\pi^2 h^2 r_c \sqrt{k}}. \quad (5.58)$$

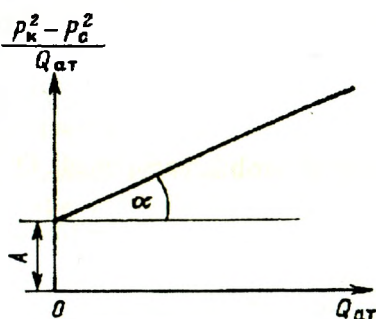
U holda (5.57) tenglama quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$p_k^2 - p_c^2 = A Q_{at} + B Q_{at}^2 \quad (5.59)$$

A va B filtratsiya qarshiliklari koeffitsiyentlari barqaror rejimdagi quduqning tadqiqod natijalari bo‘yicha tajriba yo‘li bilan aniqlanadi. Gazli quduqning besh - olti rejimida tadqiqod o‘tkaziladi va har qaysi rejimda debit hamda tub bosim aniqlanadi. Keyin quduq to‘xtatiladi va to‘xtatilgan quduqdagi bosim p_k kontur bosim o‘rniga qabul qilinadi. Undan so‘ng A va B qiymatlarni topish mumkin. (5.59) tenglama bo‘yicha indikator chizig‘i quriladi. Bu indikator chiziq debitlar o‘qiga nisbatan qabariq parabolani aks ettiradi. (5.4-rasm). Lekin (5.59) tenglamani quyidagi ko‘rinishda yozish qulay:



5.4-rasm. Ikki hadli qonunga ko‘ra.



5.5-rasm. Gaz filtratsiyasi ning indikator chizig‘i.

$$\frac{p_k^2 - p_c^2}{Q_{at}} = A + B Q_{at}. \quad (5.60)$$

$Q_{at}, \frac{(p_k^2 - p_c^2)}{Q_{at}}$ koordinatalarida qurilgan bu tenglama grafigi to‘g‘ri

chiziqni aks ettirib, bunda A – ordinata o‘qida qo‘yiladigan kesma, B – absissa o‘qida nisbatan tekis burchak ostida yo‘nalgan to‘g‘ri chiziq, $B = \operatorname{tg} \alpha$ (5.5-rasm).

Quduqda oqib kiradigan gazning (5.59) tenglamasi gaz konlarini loyihalashtirish hisoblarida keng qo‘llaniladi. Bundan tashqari, quduq tadqiqod natijalari asosida topilgan A ning aniq qiymatlarida

qatlamning kollektorlik xususiyatlarini aniqlash mumkin, masalan, gidroo'tkazuvchanlik koeffitsiyentini, ya'ni

$$\frac{kh}{\mu} = \frac{\rho_{at}}{\pi A} \ell n \frac{R_k}{r_c}$$

5.7. Darsi qonuni bo'yicha real gazning tekis radial filtratsiya oqimi

Agar qatlam bosimi 10 MPa dan katta va depressiya juda kichik ($p_c / p_k \leq 0,9$) bo'lsa, unda zichlik gazning holat tenglamasidan ancha farg qiladigan real gazning izotermik filtratsiyasidagi

$$\rho = \frac{\rho_a z(p_a) p}{p_a z(p)}$$

formulasidan aniqlanadi. Bundan tashqari, qatlam yuqori bosimlarida qovushoqlikning bosimga bog'liqligini hisobga olish kerak. Bu bog'liqlik

$$\mu = \mu_0 e^{-\alpha \mu (p_0 - p)},$$

$$\mu = \mu_0 [1 - a_\mu (p_0 - p)]$$

formular bilan aniqlanadi. O'tkazuvchanlikni o'zgarmas deb qaraymiz.

Agar Darsi qonuni bajarilib filtratsiya barqaror bo'lsa, unda (2.10) tenglama o'rinni bo'ladi. Bunda Leybenzon funksiyasi deb (5.4) ifodani tushunish kerak:

$$\wp = \int \frac{k\rho}{\mu} dp = \frac{k\rho_m}{p_{at}} \int \frac{\rho dp}{\mu(p)z(p)} + C. \quad (5.61)$$

Tekis radial harakatdagi quduq debitini topamiz. Siqilmaydigan suyuqlik va gaz barqaror filtratsiyasi o'rtasidagi analogiyadan foydalanib, Dyupyui formulasidagi hajmiy debitni massali debit bilan almashtirib, debit uchun ushbu

$$Q_m \frac{2\pi kh (\wp_k - \wp_r)}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} = \frac{2\pi kh \rho_{at}}{p_{at} \ell n \frac{R_k}{r_c}} \int_{p_r}^{p_k} \frac{p}{\mu(p)z(p)} dp \quad (5.62)$$

ifodani topamiz. Keyin atmosfera bosimiga keltirilgan debitga

$$Q_{at} = \frac{Q_m}{\rho_{at}} \frac{2\pi kh}{p_{at} \ell n \frac{R_k}{r_c}} \int_{p_r}^{p_k} \frac{p}{\mu(p)z(p)} dp \quad (5.63)$$

o'tamiz. (5.63) funksiyadagi integralni hisoblashning bir necha usullarini taklif etish mumkin. Bulardan ko'proq qo'llaniladigani quyidagi: $z(p)$ va $\mu(p)$ bog'lanish grafigidan $z(P_c) = z_c$, $z(P_k) = z_k$, $\mu(P_c) = \mu_c$, $\mu(P_k) = \mu_k$ qiymatlari aniqlanadi; μ va z o'zgaruvchilarning integrali belgisi ostida $\bar{z} = (z_c + z_k)/2$ $\bar{\mu} = (\mu_c + \mu_k)/2$ o'zgaruvchilar bilan almashtiriladi. Unda (5.63) formuladagi integral hisoblanadi va (5.63) formula ushbu

$$Q_{at} = \frac{2\pi kh}{p_{at} \ell n \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{z \bar{\mu}} \int_{P_c}^{P_k} p dp = \frac{\pi kh (p_k^2 - p_c^2)}{p_{at} z \bar{\mu} \ell n \frac{R_k}{r_c}} \quad (5.64)$$

ko'rinishni oladi.

Real gaz debitini aniqlovchi (5.64) ifoda ideal gaz uchun (5.43) ifodadan maxrajdagi 2 ko'paytma va o'rtacha qatlam qovushoqligi $\bar{\mu}$ bilan farqlanadi.

p funksiyani va keltirilgan debitni (5.63) formuladan hisoblash mumkin. Bunda (5.61) ifodadagi integral ostiga $z = z_0 e^{-a\mu(P_0 - P)}$ va $\mu = \mu_0 e^{-a\mu(P_0 - P)}$ quyamiz va integrallaymiz.

5.8. Filtratsiyaning ikki hadli qonuni bo'yicha nomukammal quduqqa oqib kiradigan real gazning filtratsiya oqimi

Filtratsiyaning ikki hadli qonuni bo'yicha mukammal quduqqa oqib kiradigan real gaz tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$p_k^2 - p_c^2 = \frac{\bar{\mu} \cdot z p_{at} \ell n \frac{R_k}{r_c}}{\pi kh} Q_{at} + \frac{\rho_{at} z p_{at} \beta}{2\pi^2 h^2 r_c \sqrt{k}} Q_{at}^2 \quad (5.65)$$

Debit formuladagi quduq radiusi keltirilgan radius bilan almashtiriladi, ya'ni

$$\bar{r}_c = r_c e^{-(C_1 + C_2)}$$

Darsi qonuni buzilganda, ochilish xarakteri va darajasiga ko'ra nomukammal gaz quduqlari debiti hisobi uchun quyidagi sxemani taklif etish mumkin. Markazida quduq joylashgan doiraviy qatlam uch zonaga bo'linadi (5.6-rasm).

Birinchi zona $R_1 \approx (2...3)r_c$ radiusga ega. Bu yerda katta tezliklar bo'lgani sababli perforatsiyalangan teshiklar yaqinida Darsi qonunining buzilishi sodir bo'ladi, ya'ni ochilish xarakteri bo'yicha

nomukammallik namoyon bo'ladi. Ikkinchi zona halqali ($R_1 < r \leq R_2$, bunda $R_1 \approx h$) muhitni ko'rsatadi. Bu yerda quduqning ochilishi darajasiga ko'ra nomukammalligiga asosan oqim chiziqlarining egriligi kuzatiladi.

Uchinchi zonada ($R_2 < r \leq R_k$) oqim tekis radial bo'ladi va u Darsi qonuniga bo'ysunadi deb hisoblash mumkin. Zonalar chegaralaridagi bosimlarni p_1 va p_2 deb belgilab, uchinchi zona uchun

$$p_k^2 - p_2^2 = \frac{Q_{at} \rho_{at} \bar{\mu} \cdot Z}{\pi k h} \ln \frac{R_k}{r_2} \quad (5.66)$$

ekanligini yozish mumkin.

Ikkinchi zonada qatlam qalinligi o'zgaruvchan va chiziqli qonunga asosan $r = R_1$ bo'lganda «b» dan $r = R_2$ bo'lganda esa h gacha o'zgaradi, ya'ni

$$h(r) = \alpha + \beta r, \quad (5.67)$$

bu yerda, α va β $r = R_1$ bo'lganda $h = b$, $r = R_2$ bo'lganda $h(r) = h$ shartlaridan aniqlanadi.

Bu zonadagi harakat qonunini chiqarish uchun (5.53) tenglamani integrallash kerak. Buning uchun h o'zgarmas qalinlik o'rniga (5.67) formuladagi o'zgaruvchan qalinlikni qo'yish kerak. Integrallab

$$p_2^2 - p_1^2 = \frac{Q_{at} \rho_{at} \bar{\mu} \cdot Z}{\pi k h} \left(\ln \frac{R_2}{R_1} + C_1 \right) + \frac{\rho_{at} \rho_{at} \beta \cdot Z Q_{at}^2}{2\pi^2 h^2 \sqrt{k}} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + C_1' \right) \quad (5.68)$$

ifodani hosil qilamiz. Bu yerda C_1 va C_1' - ochilish darajasiga ko'ra nomukammal quduqni xarakterlovchi koeffitsiyent

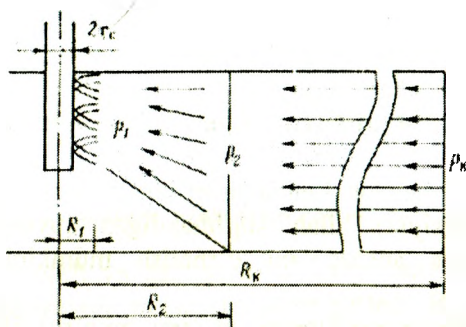
$$C_1 = \frac{1}{k} \ln \bar{h} + \frac{1 - \bar{h}}{h} \ln \frac{h}{R_1}, \quad \text{bu yerda, } \bar{h} = \frac{b}{h}$$

$$C_1' \approx \left(\frac{1}{h^2} - 1 \right) \frac{1}{h}. \quad (5.69)$$

Oxirgi formulani $b \gg R_1$ qiymatlarida qo'llash mumkin.

Birinchi zonada filtratsiya ikki hadli qonunga ko'ra sodir bo'ladi va perforatsiyalangan teshiklar sababli tekis radial oqim buziladi; ochilish xarakteriga ko'ra nomukammallik C_2 va C_2' koeffitsiyentlarda hisobga olinadi:

$$p_1^2 - p_c^2 = \frac{Q_{at} \rho_{at} \bar{\mu} \cdot Z}{\pi k h} \left(\ln \frac{R_1}{r_c} + C_2 \right) + \frac{\rho_{at} \rho_{at} \beta \cdot Z Q_{at}^2}{2\pi^2 h^2 \sqrt{k}} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{R_1} + C_2' \right) \quad (5.70)$$



5.6-rasm. Ochilish darajasi va xarakteriga ko'ra nomukammal bo'lgan quduqlarga gazning oqib kirish sxemasi.

ularini qo'shib va $1/R_2$ kattalikni inobatga olmay, gazning nomukammal quduqqa oqib kirish tenglamasini hosil qilamiz:

$$p_k^2 - p_c^2 = \frac{Q_{at} p_{at} \pi \cdot z}{\pi k h} \left(\ln \frac{R_k}{r_c} + C_1 + C_2 \right) + \frac{\rho_{at} p_{at} \beta \cdot z Q_{at}^2}{2\pi^2 h^2 \sqrt{k}} (1 + r_c C_1 + C_2). \quad (5.72)$$

Nazorat savollari

1. Siqiluvchan flyuid barqaror filtratsiyasini tushuntiring.
2. Gazning barqaror filtratsiyasini tushuntiring.
3. Darsi qonuni bo'yicha flyuid va gaz barqaror filtratsiyasini differensial tenglamasini yozing.
4. Flyuid va siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyalari o'rtasidagi analogiyani ta'riflab bering.
5. Ideal gazning barqaror to'g'ri chiziqli parallel filtratsiya oqimini tushuntirib bering.
6. Ideal gazning tekis radial oqimini tushuntiring.
7. Quduqning gaz debitini aniqlash formulasini yozib ko'rsating.
8. Filtratsiyaning ikki hadli qonuni bo'yicha ideal gazning tekis radial filtratsiya oqimini tushuntiring.
9. Darsi qonuni bo'yicha real gazning tekis radial filtratsiya oqimini tushuntirib bering.
10. Filtratsiyaning ikki hadli qonuni bo'yicha nomukammal quduqqa oqib keladigan real gazning filtratsiya oqimini tushuntiring.

C_2 koeffitsiyent V.I. Shurov grafigidan aniqlanadi, C_1 uchun esa ushbu

$$C_2 = \frac{h^2}{(3N^2 R_0^3)} \quad (5.71)$$

formuladan foydalanish taklif etiladi. Bunda N – teshiklar soni; R_0 – perfaratsion o'qning qatlamga kirish chuqurligi.

(5.66), (5.68) va (5.70) tenglamalar a'zo-

Xulosa

Darsi qonuni boyicha siqiluvchan suyuqlik va gaz barqaror filtratsiyasining uzluksizlik va harakat differensial tenglamalari keltirib chiqarilgan.

Keltirilgan tenglamaga Leybenzon funksiyasini kiritib, siqilmaydigan flyuid barqaror filtratsiyasi bilan siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasi o'rtasida analogiyani o'rnatish mumkinligi ko'rsatilgan.

Siqiluvchan suyuqlikning barqaror filtratsiyasi jarayoni o'rganilib, bunda ideal gazning Darsi qonuni va ikki hadli qonunlari boyicha barqaror to'g'ri chiziqli parallel va tekis radial filtratsiya oqimlari qarab chiqilgan.

Real gazning Darsi qonuni va ikki hadli qonunlari boyicha barqaror to'g'ri chiziqli parallel va tekis radial filtratsiya oqimlari ko'rib chiqilgan.

6. SIQILUVCHAN SUYUQLIKNING G'OVAK MUHITDAGI NOBARQAROR FILTRATSIYASI

6.1. Qatlam elastiklik rejimi va uning o'ziga xos xususiyatlari

Neft va gaz qazib chiqarish amaliyotida qatlamlarda ko'pincha nobarqaror protsesslar sodir bo'ladi. Bu nobarqaror protsesslar asosan quduqlarni ishga tushirish va ularni to'xtatish, quduqdan flyuidni olishda haroratni o'zgarishi kabi holatlar bilan bog'liq bo'ladi. Bu nobarqaror protsesslarning xarakterlari qatlam bosimining qayta taqsimlanishida, filtratsiya oqimlari tezliklarining quduq hamda debitlarining vaqtga bog'liq holda o'zgarishida va hokazolarda namoyon bo'ladi. Bu nobarqaror protsesslarning xususiyatlari qatlam elastiklik xossasiga va ularni to'yintiradigan suyuqlik xossalariga bog'liq bo'ladi. Bu protsesslardagi qatlamli energiyaning asosiy formasi bo'lib, suyuqlikning (neft va gaz) elastik deformatsiya energiyasi va qatlam materiali energiyasi hisoblanadi.

Bunda filtratsiya oqimi bir fazali deb qaraladi, ya'ni oqimning istalgan nuqtasidagi bosim to'yingan bosimdan yuqori.

Suyuqlik elastik rejimli harakati sharoitlarida quduqni foydalanish uchun ishga tushirish, quduqqa suyuqlik harakati qatlam deformatsiyasi potensial energiyasidan va quduq tubi atrofidagi suyuqlikning energiyasidan boshlanadi. Keyin qatlamning uzoqroq joylashgan fazasining energiyasidan harakat yuzaga keladi.

Qatlam bosimining tushishida siqilgan suyuqlik hajmi kengayadi, qatlam materialining kengayishi hisobiga esa g'ovak muhit hajmi qisqaradi. Bularning hammasi qatlamdagi suyuqlikni siqib quduqqa tushirish imkoniyatini hosil qiladi.

Suyuqlikning hajmiy elastik deformatsiya koeffitsiyentlari va qatlam jinslari juda kichik bo'lsa ham, lekin qatlam hajmlari va uning flyuidini to'yintiruvchilar juda katta bo'ladi. Shu sababli qatlam elastikligi va suyuqligi hisobiga qatlamdan olinadigan suyuqlik hajmi anchagina bo'lishi mumkin.

Qatlamdagi neft va gaz zaxiralari hisobida, neft konlarini ishlanishini loyihalashtirishda va ishlanish protsessining o'zida qatlam hamda suyuqlikning elastiklik xossalari hisobga olinadi.

Agar qatlam energiyasining ustuvor formasi bo'lib, qatlam elastiklik deformatsiyasi va siqilgan suyuqlik manbai bo'lsa, bu qatlam rejimini elastik deb ataymiz.

Qatlam energiyasining ustuvor formasini uning ishlanish protsessidagi qatlam rejimi aniqlaydi.

Ba'zi hollarda quduq tubiga oqim kiradigan suyuqlik iste'mol zonadan qatlamga keladigan suv bosimi hisobiga saqlab turiladi. Unda qatlam rejimi elastik suv bosimli deyiladi. Elastik rejimning ikkinchi xil ko'rinishi bo'lib yopiq elastik rejim hisoblanadi.

Hamma tomondan yopiq qatlam «ushlagichlar»da neft yotqiziq-lari uchraydi. Neftli yotqiziq-lardan uncha katta bo'lmagan masofalarda mahsuldor qatlam yo tiqiladi yoki tashlamalar bilan ekranizatsiyalangan (qoplangan) bo'ladi. Bunday yotqiziq-lar ishlanishining boshlang'ich paytida (qatlam bosimi to'yinganlik bosimidan kichik bo'lmagunga qadar) filtratsiyali yopiq elastik rejim vujudga keladi.

Neft konlarini ishlanish protsessida, elastik rejim namoyon bo'lishining xarakterli xususiyati bo'lib, quduq ishlay boshlashidan keyingi qatlam bosimining taqsimlanishidagi protsessining uzoq muddatligi yoki quduqdan olinadigan suyuqlik haroratining o'zgarishi hisoblanadi. Bunda qatlamdagi qovushoq suyuqlik filtratsiyasida juda katta qarshilik kuchlarining paydo bo'lishining bog'liqligi bilan ko'rsatish mumkin.

Agar qatlamning k o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti qancha katta bo'lsa, nobarqaror protsesslar shunchalik tez bo'lib o'tadi.

Agar μ suyuqlikning qovushoqlik, β_c hajmiy elastiklik va β qatlam elastiklik koeffitsiyentlari qancha katta bo'lsa, nobarqaror protsess shunchalik sekin bo'lishi kuzatiladi.

Elastiklik rejim nazariyasi bilan 1940-yillarda Masket, Shilsuiz, Xerst, Tseys va Jakoblar shug'ullanganlar.

Lekin ular qatlam elastiklik hajmini hisobga olmaganlar. Elastiklik rejimi nazariyasi to'liq V.N.Shelkachev tomonidan o'rganilgan.

6.2. Qatlamdagi suyuqlikning elastiklik zaxirasini hisoblash

Qatlamdagi suyuqlik elastiklik zaxirasi deb, qatlam hajmiy elastikligi va uni to'yintiradigan suyuqlik hisobida bosimni tushirish bilan qatlamdan olinadigan suyuqlik miqdori tushuniladi.

Suyuqlik va qatlamning hajmiy elastiklik deformatsiya koeffitsiyentlari kichik bo'lsa ham, lekin qatlam hajmlari katta bo'ladi. Shuning uchun qatlamdagi suyuqlik elastiklik zaxirasi anchagina bo'lishi mumkin.

Qatlam bosimi pasayishida tabiiyki, suyuqlik elastiklik zaxirasi kamayadi, bosim oshishida esa unda suyuqlik elastiklik zaxirasining to'planishi sodir bo'ladi.

Qatlamdagi suyuqlikning elastiklik zaxirasini quyidagicha hisoblash mumkin.

V qatlamda hajm elementini ajratib olamiz deb faraz qilaylik. p_0 boshlang'ich bosimda V_0 qatlam hajm elementini to'yintiradigan suyuqlik hajmi V_{oc} bo'lsin. Suyuqlik elastiklik zaxirasini uning boshlang'ich qatlam bosimida o'lganadigan hajmi bo'yicha aniqlaymiz. Qatlam har bir nuqtasidagi bosimlar Δp kattalikka o'zgarganda V_0 qatlam hajmi ichidagi suyuqlikning elastiklik zaxirasi o'zgarishini ΔV_s deb belgilaymiz. U holda (2.14) va (2.29) formulalarga asosan

$$\Delta V_s = \beta_c V_{oc} \Delta P + \beta_f V_o \Delta P \quad (6.1)$$

formulani hosil qilamiz.

V_0 qatlam hajm elementini to'yintiradigan suyuqlikning boshlang'ich hajmini hisobga olib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$V_{in} = m V_i, \quad (6.2.)$$

bu yerda, m – qatlam g'ovakligi.

(6.2) tenglikni hisobga olib, (6.1) formulani quyidagi ko'rinishda qayta yozishimiz mumkin:

$$\Delta V_c = (m\beta_c + \beta_f) V_i \Delta P \quad (6.3)$$

yoki

$$\Delta V_c = \beta^* V_o \Delta P, \quad (6.4)$$

bu yerda, β^* – qatlam hajmiy elastiklik koeffitsiyenti deb ataladi. Elastiklik rejim nazariyasida ikki parametr juda katta rol o'ynaydi:

1. Qatlam hajmiy elastikligi koeffitsiyenti

$$\beta^* = m\beta_c + \beta_f, \quad (6.5)$$

bu yerda, β_c va β_F – mos ravishda suyuqlikning va g‘ovak muhitning siqilish koeffitsiyentlari.

β^* koeffitsiyent son jihatidan qatlam bosimini bir birlikka o‘zgaranda qatlamning birlik hajmidagi suyuqlik elastik zaxirasining o‘zgarishiga teng bo‘ladi. Ba‘zan qatlam hajmiy elastikligi koeffitsiyenti o‘rniga keltirilgan elastiklik modulidan

$$K = \frac{1}{\beta_c + \frac{1}{m}\beta_F} = \frac{m}{\beta^*} \quad (6.6)$$

foydalaniladi.

2. Qatlam p‘ezoo‘tkazuvchanlik koeffitsiyenti.

$$\kappa = \frac{k}{\mu\beta^*} \quad (6.7)$$

bu koeffitsiyent elastik rejim sharoitlarida qatlam bosimi o‘zgarishining tarqalish tezligini xarakterlaydi. Bu koeffitsiyentni V.N.Shelkachev qatlam p‘ezoo‘tkazgich koeffitsiyenti deb ataydi. Bunda μ – suyuqlikning absolyut qovushqoqligi; k – qatlam o‘tkazuvchanlik koeffitsiyenti; « κ » koeffitsiyent o‘lchovi quyidagicha:

$$[\kappa] = L^2T^{-1},$$

bu yerda, L – uzunlik o‘lchovi; T – vaqt o‘lchovi; « κ » qiymatlari ko‘pincha quyidagi intervalda bo‘ladi:

$$0,1 \text{ m}^2/\text{s} \leq \kappa \leq 5 \text{ m}^2/\text{s}$$

Agar (6.3) yoki (6.4) formulani neft konlarini ishlanishining yopiq – elastik rejim sharoitlariga mansub desak, unda V_o ni qaraladigan vaqt momentidagi bosim ΔP ga o‘zgarishidagi qatlam hajmi deb tushunish kerak:

$$\Delta p = \rho k - \bar{p}, \quad (6.8)$$

bu yerda, p_k – boshlang‘ich qatlam bosimi; \bar{p} – V_o qatlam ta’sirlangan qismidagi hajm bo‘yicha o‘rtacha olingan bosim.

(6.4) tenglamani differensiallab

$$d(V_c) = \beta^* d(V_o \Delta p),$$

tenglamani hosil qilamiz.

Boshqa tomondan, dt vaqtda qatlamdagi suyuqlik elastik zaxirasining o‘zgarishi, chiqarib olingan suyuqlik hajmiga teng:

$$d(\Delta V_c) = Q(t)dt,$$

bu yerda, $Q(t)$ – shu neft yotqizilari uchun foydalaniladigan hamma quduqlar debiti.

Oxirgi ikki tenglamani tenglashtirib, yopiq-elastik rejim sharoitlaridagi neft yotqiziqlari kuchsizlanganligining differensial tenglamasini hosil qilamiz.

$$Q(t) dt = \beta^* d(V_o \Delta p) \quad (6.9)$$

6.3. Elastik suyuqlik nobarqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi

Differensiallanadigan g'ovak muhitda Darsi qonuni bo'yicha siqiluvchan suyuqlikning nobarqaror harakatining umumiy differensial tenglamasini (5.8) qaraymiz:

$$\frac{\partial (m\rho)}{\partial t} = \frac{k}{\mu} \nabla^2 \wp \quad (6.10)$$

bu yerda, $k=const$; $\mu=const$.

Elastik suyuqlik (2.18) va elastik g'ovak muhitning holat tenglamalaridan foydalanamiz.

$$\rho = \rho_o [1 + \beta_c (p - p_o)]; \quad (6.11)$$

$$m = [m_b + \beta_r (p - p_o)]. \quad (6.12)$$

(6.11) va (6.12) tenglamalarni ko'paytirib, $m\rho$ ko'paytmani hosil qilamiz:

$$m\rho = m_o \rho_o + (m_o \rho_o \beta_c + \rho_o \beta_r) (p - p_o) + \rho_o \beta_r \beta_c (p - p_o)^2.$$

Bu tenglamaning o'ng tomonidagi oxirgi ko'paytmasini boshqa ko'paytmalarga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun uni hisobga olmaymiz. Unda (6.5) tenglamani hisobga olib,

$$m\rho = m_o \rho_o \left[1 + \frac{\beta^*}{m_o} (p - p_o) \right]$$

ifodaga ega bo'lamiz va buni t vaqt bo'yicha differensiallab,

$$\frac{\partial (m\rho)}{\partial t} = \rho_o \beta^* \frac{\partial p}{\partial t} \quad (6.13)$$

ekanini topamiz.

Suyuqlik uchun (5.20) \wp Leybenzon funksiyasi ifodasi boshqa ko'rinishni oladi.

$$\wp = \frac{\rho_o}{\beta_c} + \rho_o (p - p_o) + C = \rho_o p + C_1. \quad (6.14)$$

(6.14) ifodani koordinatalar bo'yicha ikki marta differensiallab va qo'shib,

$$\nabla^2 \varphi = \rho_o \nabla^2 p \quad (6.15)$$

ifodani hosil qilamiz.

(6.14) va (6.15) ifodalarni (6.10) differensial tenglamaga qo'yib

$$\rho_o \beta * \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{k}{\mu} \rho_o \nabla^2 p,$$

yoki

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) \quad (6.16)$$

ifodalarga ega bo'lamiz.

(6.16) tenglama elastik rejim filtratsiyasining asosiy differensial tenglamasi bo'lib hisoblanadi. V.N.Shelkachev taklifiga ko'ra buni p'ezoo'tkazgich tenglamasi deb ataladi.

6.4. Elastik suyuqlikning bir o'lchamli filtratsiya oqimlari.

P'ezoo'tkazgich tenglamasining aniq yechimlari. Elastik rejim nazariyasining asosiy formulasi

Elastik qatlamdagi elastik suyuqlikning nobarqaror filtratsiya protsesslarini tadqiqot qilish uchun qatlamdagi bosim $p(x, y, z, t)$ taqsimlanishi qonuniyatini hosil qilish kerak. Buning uchun mos keladigan boshlang'ich va chegaraviy shartlarda (6.16) tenglamani integrallash kerak.

Bir o'lchamli oqimlar uchun (6.16) p'ezoo'tkazgich tenglamasi sodda aniq yechimlarini qarab chiqamiz.

Elastik suyuqlikning to'g'ri chiziqli parallel filtratsiya oqimi

1. Holat. Qalinligi h va eni B o'zgarmas bo'lgan yarim cheksiz gorizontaal qatlamda boshlang'ich qatlam bosimi har vaqt o'zgarmas va p_k ga teng bo'lsin. Galereyada ($x=0$ da) bosim bir onda p_R gacha pasaytirilgan va keyinchalik o'zgarmas (ya'ni $p_R = const$) qilib ushlab turiladi. Uzoqlashgan nuqtalarda ($x \rightarrow \infty$) bosim vaqtning istalgan momentida p_k ga teng bo'ladi.

Qatlamda elastik suyuqlikning nobarqaror to'g'ri chiziqli – tekis oqimi hosil bo'ladi. Oqimning istalgan x nuqtasida bosim va istalgan t vaqt momentida (6.16) Fure tenglamasini integrallaymiz. Bunday oqim uchun tenglama

$$0 < x < \infty \text{ da } \frac{\partial p}{\partial t} = \aleph \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (6.17)$$

Bunda boshlang'ich va chegaraviy shartlar quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{aligned} t=0 \text{ da} & \quad p(x, t) = p_k; \\ x=0, t>0 \text{ da} & \quad p(x, t) = p_c; \\ x=\infty, t \geq 0 \text{ da} & \quad p(x, t) = p_k. \end{aligned} \quad (6.18)$$

Masalan, galereya $Q(t)$ debitini, oqimning istalgan nuqtasidagi bosimini va istalgan vaqt momentidagi $p(x, t)$ ni aniqlashdan iborat.

O'lchamlar analizidan foydalanib, qo'yilgan masala avtomodelli, ya'ni bosimga bog'liq argumentlardan bir (o'lchamsiz) kompleksni tashkil etish mumkinligini ko'rsatamiz.

$p = (p - p_k) / (p_c - p_k)$ orqali o'lchamsiz bosimni belgilaymiz. (6.16) va (6.17) munosabatlardan

$$p = f(x, t, \aleph)$$

ekanligini ko'ramiz.

Bu argumentlarning o'lchamlari quyidagicha: $[x] = L$, $[t] = T$, $[\aleph] = L^2 T^{-1}$ va bulardan bitta o'lchamsiz $x / \sqrt{\aleph t}$ kompleksni tashkil etish mumkin. Yangi o'zgaruvchi kattalikni $u = x / (2\sqrt{\aleph t})$ deb qabul qilib, masalani p o'lchamsiz bosimni topishga olib kelamiz. Bunda p faqat u ga bog'liq bo'ladi: $p = f(u)$. Bu vaziyatda (6.18) shart quyidagicha:

$$\begin{aligned} u=0 & \quad \text{da} & \quad p=0; \\ u=\infty & \quad \text{da} & \quad p=1. \end{aligned} \quad (6.19)$$

(6.17) differensial tenglama chiziqli bo'lgani sababli, p funksiya uchun ham xuddi shunday tenglamaga

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \aleph \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (6.20)$$

ega bo'lamiz.

Murakkab funksiyalarni differensiallash qoidasiga ko'ra quyidagilarni topamiz:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial u} \cdot \frac{1}{2\sqrt{\aleph t}},$$

bu yerda,

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{1}{2\sqrt{\aleph t}}; \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{\partial p}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial u} \cdot \frac{x}{2\sqrt{\aleph}} \left(-\frac{1}{2\sqrt{2t^3}} \right) = \frac{\partial p}{\partial u} \left(-\frac{u}{2t} \right); \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial u} \cdot \frac{1}{2\sqrt{\lambda t}} \right) = \frac{1}{2\sqrt{\lambda t}} \frac{\partial^2 p}{\partial u^2} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{4\lambda t} \frac{\partial^2 p}{\partial u^2}.$$

Bu topilgan nisbatlarning qiymatlarini (6.20) tenglamaga qo'yib, oddiy differensial tenglamaga ega bo'lamiz:

$$\frac{dp^2}{du^2} + 2u \frac{dp}{du} = 0. \quad (6.21)$$

Bu tenglama (6.18) shartlarda yechiladi. (6.21) tenglamani yechish uchun

$$dp/du = \xi$$

deb belgilasak, (6.21) tenglama

$$\frac{d\xi}{du} + 2u\xi = 0 \quad (6.22)$$

ko'rinishni oladi. Buni integrallab, quyidagini hosil qilamiz:

$$\xi = \frac{dp}{du} \pm C_1 e^{-u^2}, \quad (6.23)$$

bu yerda, C_1 - o'zgarmas son.

(6.23) tenglamani integrallab,

$$p = C_1 \cdot \int_0^u e^{-u^2} du \quad (6.23^1)$$

ifodani hosil qilamiz. Bu yerda (6.19) shartlarning birinchisidan foydalanilgan.

(6.19) ning ikkinchi sharti

$$C_1 = \frac{1}{\int_0^{\infty} e^{-u^2} du}$$

ifodani beradi, lekin integralni hisoblashdan ma'lumki,

$$\int_0^{\infty} e^{-u^2} du = \frac{\sqrt{\pi}}{2},$$

shuning uchun

$$C_1 = \frac{2}{\pi}$$

va

$$p = \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{\lambda t}}} e^{-u^2} du \quad (6.24)$$

bo'ladi.

(6.24) tenglamadagi integral ehtimollar integrali deb ataladi va 0 da 1 chegaragacha o'zgaradigan funksiya bo'ladi:

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}}} e^{-u^2} du = \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}} \right).$$

Shunday qilib,

$$p = \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}} \right)$$

bo'ladi.

U holda elastik suyuqlikning nobarqaror to'g'ri chiziqli filtratsiya oqimida bosim taqsimlanish qonuniyati

$$p = p_g + (p_k - p_g) \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \quad (6.25)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

6.1-rasmda, o'zgaras tub bosimli ($p_g = \text{const}$) galereyaga elastik suyuqlik barqaror to'g'ri chiziqli oqimining har xil vaqt momentlarida bosim taqsimlanishining odatdagi egri chiziqlari ko'rsatilgan. Q galereya debitini topamiz. Oqim ∂x o'qqa teskari harakatlanayotganda ($x=0$, 6.1-rasmga qarang) galereyadan olinadigan debitni musbat deb hisoblaymiz.

Darsi qonuniga ko'ra:

$$Q \frac{k}{\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x=0} \cdot \omega = \frac{k}{\mu} \cdot Bh \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x=0}, \quad (6.26)$$

bu yerda, B , h – mos ravishda qatlamning eni va qalinligi.

(6.25) tenglamani differensiallab

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x=0} = (p_k - p_g) \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\left(\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}}\right)^2} \cdot \frac{1}{2\sqrt{\kappa t}} \right)_{x=0} = (p_k - p_g) \frac{1}{\sqrt{\pi \kappa t}} \quad (6.27)$$

tenglamani hosil qilamiz.

Istalgan vaqt momentidagi galereya debitini, (6.27) tenglamadagi $\partial p / \partial x$ bosim gradiyenti qiymatini (6.26) ifodaga qo'yib topamiz:

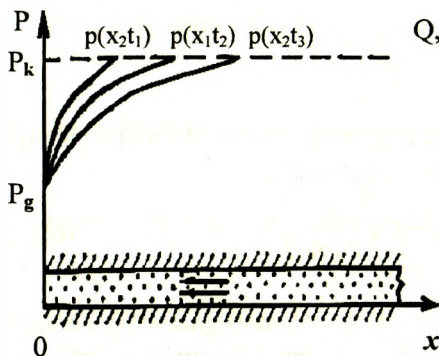
$$Q = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{\sqrt{\pi \kappa t}} Bh \quad (6.28)$$

(6.28) formuladan, galereya debiti $1/\sqrt{t}$ vaqt o'tishida kamayadi va $t \rightarrow \infty$ bo'lganda nolga intiladi. Boshlang'ich vaqt momentida (6.28) tenglamaning yechimi cheksizlikka teng bo'lib, bu shu vaqt

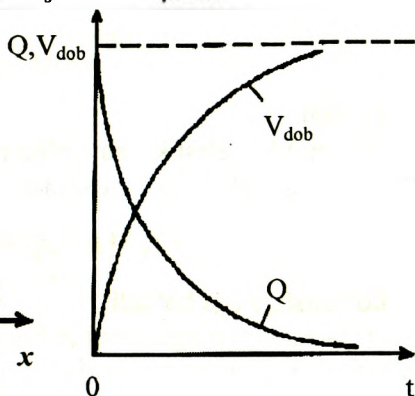
momentida galereyadagi bosim sakrashidan (p_k dan p_g gacha) kelib chiqadi.

t momentida V yig'ilgan qazilma mahsulot ushbu

$$V = \int_0^t Q(t) dt = \frac{k(p_k - p_g) Bh}{\mu \sqrt{\pi \kappa}} \int_0^t \frac{dt}{\sqrt{t}} = \frac{2k(p_k - p_g) Bh}{\mu \sqrt{\pi \kappa}} \sqrt{t}$$



6.1-rasm. Elastik suyuqlikning nobarqaror to'g'ri chiziqli parallel filtratsiya oqimidagi har xil vaqt momentlarida bosim taqsimlanishining egri chiziqlari.



6.2-rasm. $P_g = \text{const}$ shartda galereya ishga tushirilgandan keyin suyuqlik debiti va olinishining vaqtga bog'liqligi grafigi.

formuladan aniqlanadi, ya'ni galereyadan olinish boshlanishidan keyin birdaniga uning ortishi, keyinchalik esa uning o'sishi juda sekinlashadi (6.2-rasm).

II. Holat. Yarim cheksiz qatlamda $t=0$ vaqt momentida Q o'zgarmas hajm debitli galereya foydalanishga tushirilgan. Istalgan vaqt momentida qatlam ixtiyoriy nuqtasidagi bosimni topish kerak bo'lsin.

Masala. Quyidagi boshlang'ich va chegaraviy shartlarda (6.16) tenglamani integrallaymiz:

$$\begin{aligned} t = 0 \text{ da} & \quad p(x,t) = p_k \\ x = 0 \text{ da} & \quad v(x,t) = \frac{Q}{\omega} = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = v_1 = \text{const} \\ x \rightarrow \infty \text{ da} & \quad p(x,t) = p_k \end{aligned} \quad (6.29)$$

(6.16) tenglamaning ikki tomonini k/μ ga ko'paytirib va x bo'yicha differensiallab,

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k}{\mu} \cdot N \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right)$$

yoki

$$\frac{k}{\mu} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{k}{\mu} \cdot N \frac{\partial^3 p}{\partial x^3}$$

tenglamaga ega bo'lamiz. Differensiallash tartibini o'zgartirib,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = N \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (6.30)$$

ifogani hosil qilamiz. Bizning holatda

$$\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = v(x, t)$$

bo'lgani uchun, (6.30) tenglamani quyidagicha qayta yozishimiz mumkin:

$$\frac{\partial v(x, t)}{\partial t} = N \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial x^2} \quad (6.31)$$

(6.31) formula shakliga ko'ra (6.16) issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamasiga mos tushadi. (6.31) tenglamaning yechimi analogik (6.25) tenglamaning yechimi bo'ladi. Bunda p bosim v filtratsiya tezligi bilan almashtiriladi:

$$v = C_1 \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{Nt}} + C_2 \quad (6.32)$$

Bunda v uchun boshlang'ich va chegaraviy shartlarni

$$v(x, 0) = 0; \quad v(0, t) = v,$$

ko'rinishda bo'lishini nazarda tutish kerak.

Bundan $C_2 = v$, $C_1 = -v$ va o'z navbatida

$$v(x, t) = v \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{Nt}} \right) = \frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (6.33)$$

ekanligi kelib chiqadi.

Oqimda bosim taqsimlanishini topish uchun, (6.33) tenglamani x bo'yicha integrallash lozim, bunda t vaqt belgilangan bo'ladi. Ushbu tenglikka ega bo'lamiz:

$$\frac{k}{\mu} \int_0^x \frac{\partial p}{\partial x} dx = v \int_0^x \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{Nt}}} e^{-u^2} du \right) dx,$$

$$p(x, t) - p(0, t) = \frac{\mu}{k} \nu_1 x - \frac{\mu}{k} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \nu_1 \int_0^x \left(\int_0^{\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}}} e^{-u^2} \right) dx. \quad (6.34)$$

(6.34) tenglamaning oxirgi ayiriluvchisini qismlar bo'yicha integrallab, natijada

$$\begin{aligned} \frac{\mu}{k} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \nu_1 \int_0^x \left(\int_0^{\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}}} e^{-u^2} du \right) dx &= \frac{\mu}{k} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \nu_1 \left[x \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}}} e^{-u^2} du - \int_0^x x e^{-\frac{x^2}{4\kappa t}} \frac{dx}{2\sqrt{\kappa t}} \right] = \\ &= \frac{2\mu \nu_1}{k\sqrt{\pi}} \left[x \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}}} e^{-u^2} du - \sqrt{\kappa t} \left(1 - e^{-\frac{x^2}{4\kappa t}} \right) \right] \end{aligned}$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Unda (6.34) tenglamani

$$p(x, t) - p(0, t) = \frac{\mu}{k} \nu_1 x \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}} \right) + \frac{1 - e^{-\frac{x^2}{4\kappa t}}}{\frac{\sqrt{\pi x}}{2\sqrt{\kappa t}}} \right] \quad (6.35)$$

ko'rinishida yozish mumkin.

$p(0, t)$ galereyadagi bosim ekanligini, ya'ni $p(0, t) = p_g(0, t)$ hisobga olib oqimning istalgan nuqtasidagi bosim uchun (6.35) tenglamasidan

$$p(x, t) = p_g(t) + \frac{\mu \nu_1}{k} \left\{ x \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \right] + \frac{2\sqrt{\kappa t}}{\sqrt{\pi}} \left(1 - e^{-\frac{x^2}{4\kappa t}} \right) \right\} \quad (6.36)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Galereyada $p_g(t)$ bosim o'zgarishi qonuniyatini topish uchun, $x \rightarrow \infty$ da $p(x, t) = p_k$ chegaraviy shartlarni (6.36) ifodaga qo'yamiz; $x \rightarrow \infty$, $\operatorname{erf}(x/2\sqrt{\kappa t}) \rightarrow 1$ bo'lsa, unda $x[1 - \operatorname{erf}(x/2\sqrt{\kappa t})]$ ko'paytma $\infty \times 0$ ko'rinishdagi noaniqlikni beradi. Lopital qoidasi bo'yicha ochib chiqsak, bu ko'paytmaning nolga intilishini ko'rsatish mumkin, yana

$x \rightarrow \infty$ da $e^{-\frac{x^2}{4\kappa t}} \rightarrow 0$ ekanligini hisobga olib

$$p_k(t) = p_k - \frac{2\pi\lambda_1}{k\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\lambda t}$$

yoki

$$p_k(t) = p_k - \frac{Q\mu}{Bh} \cdot \frac{2\sqrt{\lambda t}}{k\sqrt{\pi}} \quad (6.37)$$

ekanligini hosil qilamiz.

Elastik suyuqlikning tekis radial filtratsiya oqimi. Filtratsiyaning elastik rejimi nazariyasining asosiy formulasi

Quduqni ishga tushirish bilan kechadigan qatlam ochilishida, quduqni hamma tomonida sodir bo'lgan ta'sirlarning tarqalishi qatlam ta'sirlanishiga olib keladi. Ta'sirlantiruvchi quduq qatlam bosimining qayta taqsimlanishi protsessining sodir bo'lish manbai bo'lib hisoblanadi.

Juda uzun gorizontal elastik qatlam va yagona quduq bilan ish ko'rishimizda, undagi suyuqlik harakatining nuqtaga oqib kirishini (haydaydigan quduq holatida) yoki nuqtadan oqib chiqishini (chiqaradigan quduq holatida) tekis radial deb modellashtirish mumkin.

Suyuqlikning nobarqaror tekis radial harakatidagi qatlam bosimining qayta taqsimlanish protsessini qaraymiz.

Radial simmetriyadan, qatlamning istalgan nuqtasidagi bosim ikki o'zgaruvchining funksiyasi (nuqtadan oqimgacha bo'lgan r masofa va t vaqt) bo'lishi kelib chiqadi:

$$p = p(r; t),$$

bu yerda,

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

Bu sistema koordinatalarini qabul qilib va p'ezoo'tkazgich tenglamasidan foydalanib quyidagi tenglamani yozamiz:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (6.38)$$

Avval chegarasiz katta uzunlikdagi qatlamga bir onda oqimcha kiritiladi deb faraz qilaylik. Oqimcha bir onda bo'lgan holatida ta'sirlanish paydo bo'ladi. Laplas tomonidan bu holat uchun (6.38) tenglamaning yechimi quyidagi ko'rinishda berilgan:

$$p(r, t) = C - \frac{A}{t} e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}}, \quad (6.39)$$

bu yerda, A va C – qandaydir o‘zgarmaslar (6.39) funksiya bo‘lib, (6.38) tenglamani qanoatlantiradi.

A va C o‘zgarmaslarning qiymatlarini aniqlaymiz. $t=0$ va $r>0$ da (6.39) ifodaga qarab, o‘ng tomonining ikkinchi hadi $\frac{\infty}{\infty}$ ko‘rinishdagi noaniqlikka aylanadi. Bu noaniqlikni Lopital qoidasiga ko‘ra ochib, $C = p_0$ ni hosil qilamiz. Shu tarzda,

$$p_0 - p(r, t) = \frac{A}{t} e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}} \quad (6.40)$$

ifodaga ega bo‘lamiz.

Agar oqib kirish t' vaqt momentida paydo bo‘lgan bo‘lsa, (6.40) formula quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$p_0 - p = \frac{A}{t-t'} e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}} \quad (6.41)$$

Bir onda oqib kirish paydo bo‘lishi natijasida qatlamdan qancha suyuqlikning erkin chiqishini tushuntiramiz.

Qaraladigan qatlamning markazida ichki radiusi V bo‘lgan oqim kirishida dv qarshilikka ega bo‘lgan elementar holda olamiz. Suyuqlikning element halqadan ajralib chiqqan hajmini dV_c deb belgilab, elementga elastiklik zaxirasini hisoblash (6.4) formulasini qo‘llaymiz. (6.4) va (6.40) formulalar asosida quyidagini hosil qilamiz:

$$dV_c = \beta^* \Delta p dV_0 = 2\pi b \beta^* \frac{A}{t} e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}} r dr, \quad (6.42)$$

bu yerda, Δp bosim pasayishi, ya‘ni $\Delta p = p_0 - p$; $dV_0 = 2\pi b r dr$.

Butun qatlamdan ajralib chiqayotgan suyuqlik hajmini V_c bilan belgilab va (6.42) tenglamani integrallab quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$V_c = 2\pi b \beta^* \frac{A}{t} \int_0^\infty r e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}} dr = 4\pi b \beta^* A \int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}} d\left(\frac{r^2}{4\kappa t}\right) = -4\pi b \beta^* A e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}} \Big|_0^\infty = \frac{4\pi b k A}{\mu}. \quad (6.43)$$

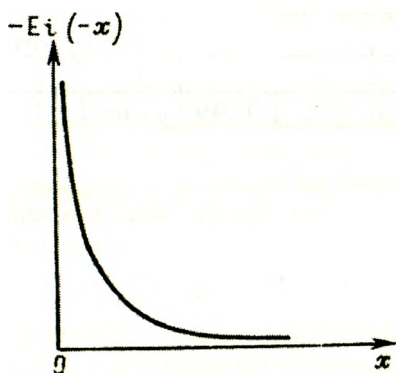
Bundan A kattalik aniqlanadi:

$$A = \frac{\mu V_c}{4\pi b k} \quad (6.44)$$

Endi qandaydir (boshlang'ich) vaqt momentida va Q o'zgarmas hajmli debit bilan uzluksiz ishlab turgan, chegarasiz qatlamdagi quduq holatiga o'tamiz. qatlamning istalgan nuqtasidagi bosim pasayishini ifodalovchi $\Delta p = p_0 - p$ ni topamiz.

(6.44) ifoda A qiymatni (6.18) tenglamaga qo'ysak, unda tenglamaning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$p_0 - p = \frac{\mu V_c}{4\pi b k} e^{-\frac{r^2}{4H(t-t')}} \quad (6.45)$$



6.3-rasm. Integral ko'rsatkichli funksiya grafigi.

Oqib kirish bir onda emas, dt' vaqtda paydo bo'ladi deb cheklanamiz. Bu vaqt oralig'ida oqim kirishi orqali qatlamdan shunday dV_c suyuqlik hajmi ajralib chiqadi

$$dV_c = Q dt' \quad (6.46)$$

(6.46) tenglamadagi dV_c qiymatni (6.45) tenglamaga qo'yib va $Q = const$ bo'lganda oqim kirishining uzluksiz ishida integrallaymiz

$$p_0 - p = \frac{Q\mu}{4\pi b k} \int_0^t e^{-\frac{r^2}{4H(t-t')}} \frac{dt'}{t-t'}. \quad (6.47)$$

$\frac{r^2}{4H(t-t')} = u$ deb, (6.38) tenglamaning yechimi

$$p_0 - p = \frac{Q\mu}{4\pi b k} \int_{\frac{r^2}{4H(t-t')}}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du \quad (6.48)$$

bo'ladi.

Agar integral ko'rsatkichli funksiya uchun

$$\int_{\frac{r^2}{4H(t-t')}}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du = -Ei \left(-\frac{r^2}{4H \cdot t} \right) \quad (6.49)$$

umumiy qabul qilingan belgilashlar kiritsak, u holda (6.25) tenglamaning yechimi

$$p_0 - p = \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left[-Ei \left(-\frac{r^2}{4N \cdot t} \right) \right] \quad (6.50)$$

ko'rinishda yoziladi. Buni U. Tomson - Kelvin yechimi deyiladi. (6.50) formula qatlam elastiklik rejimi nazariyasining asosiy formulasi bo'lib hisoblanadi.

Yuqoridagi ko'rsatilgan formuladagi $-Ei(-x)$ integral ko'rsatkichli funksiyaning qiymatlari 6.1-jadvalda keltirilgan.

Integral ko'rsatkichli funksiyaning qiymatlari.

6.1-jadval

x	0	10^{-1}	10^{-2}	0.1	1	2	10	∞
$-Ei(-x)$	∞	8.631	4.04	1.82	0.22	0.049	$0.4 \cdot 10^{-5}$	0

Bu funksiyaning sifat 6.3-rasmda ko'rsatilgan.

(6.50) formula amaliyotda keng tatbiq etiladi, shu jumladan quduqlar tadqiqoti natijalari interpretatsiyasida ham qo'llaniladi. $r^2/(4N \cdot t) \ll 1$ argumentning kichik qiymatlarida integral ko'rsatkichli funksiya oddiy assimitotikaga ega:

$$-Ei(-x) \approx \ln \frac{1}{x} - 0.5772.$$

Bunda xatolik oshmaydi:

agar $x = r^2/(4N \cdot t) < 0.01$ bo'lsa, 0.25%;

agar $x \leq 0.03$ bo'lsa, 1.0% ;

agar $x \leq 0.01$ bo'lsa, 5.7%;

agar $x \leq 0.14$ bo'lsa, 9.7% .

Demak, $r^2/(4N \cdot t) \ll 1$ qiymatlarida bosimni ushbu

$$p(r, t) = p_k - \frac{Q_0 \mu}{4\pi kh} \left(\ln \frac{4N \cdot t}{r^2} - 0.5772 \right) \quad (6.51)$$

formuladan aniqlash mumkin.

Istalgan r radiusli silindrik sirtidan o'tadigan suyuqlik sarfi va filtratsiya tezligini mos ravishda (6.50) tenglamadan topamiz:

$$Q(r, t) = \frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} 2\pi r h = Q_0 e^{-\frac{r^2}{4N \cdot t}}; \quad (6.52)$$

$$v = \frac{Q_0}{2\pi r h} e^{-\frac{r^2}{4N \cdot t}}. \quad (6.53)$$

Oxirgi formuladan $v_{stat} = Q_0 / (2\pi rh)$ statsionar tezlikka quduqdan uncha uzoq bo‘lmagan masofalarda juda tez erishiladi, chunki odatda p‘ezoo‘tkazgich ko‘effitsiyentining qiymati katta.

Noabarqaror protsesslardagi qatlam bosimlarining qayta taqsimlanishi nazariy tadqiqotida f_0 va F_0 Fure o‘lchamsiz parametrlaridan foydalanish qulay bo‘ladi:

$$\begin{aligned} f_0 &= 8t / r_c^2, \\ F_0 &= Ht / R_k^2, \end{aligned} \quad (6.54)$$

bu yerda, r_c – quduq radiusi; R_k – iste‘mol kontur doirasining radiusi yoki qatlam doiraviy o‘tkazmas chegarasining radiusi.

Masalalarning spetsifik yechimiga ko‘ra Fure parametrlarining bittasidan foydalanish ancha qulay bo‘ladi.

(6.50) elastik rejim nazariyasining asosiy formulasi chegarasiz qatlamdagi nuqtali oqim kirishidagi ($r_c=0$) holat uchun to‘g‘ri bo‘ladi.

r_c ta‘sirlantiruvchi quduq oxirgi radiusining bosim hisoblari natijalariga ta‘sirini baholashda V.N. Shelkachev f_0 Fure parametrlaridan foydalandi. V.N. Shelkachev (6.50) formula bo‘yicha hisoblangan bosim natijalarini, Van-Everdingen va Xerstning r_c quduq oxirgi radiusini hisobga oladigan aniq natijalari bilan taqqoslab, (6.50) formulaga ko‘ra hisoblar xatoligi

$$\begin{aligned} f_0 = 100 \text{ da} & \quad 0.6\% ; \\ f_0 = 25 \text{ da} & \quad 2.3\% ; \\ f_0 = 10 \text{ da} & \quad 5\% ; \\ f_0 = 5 \text{ da} & \quad 9.4\% . \end{aligned}$$

ekanligini ko‘rsatadi.

Bu xatolikning amaliy mohiyatini baholaymiz. Aytaylik, $H=1$ m^2/s , $r_c = 0.1$ m bo‘lsin. Unda, taxminan $f_0 = 100$ deb olib,

$$t = f_0 \frac{r_c^2}{H} = 100 \frac{0.1^2}{1} = 1 \text{ s.}$$

ekanligini topamiz.

Quduqni ishga tushirgandan $1s$ keyin, (6.50) formula bilan bajarilgan tub bosimning hisoblari, 0.6% dan katta bo‘lmagan xatoliklarga ega bo‘ladi.

Bundan ko‘rinadiki, odatdagi o‘lchamli quduqlar uchun (6.50) formula bosim qayta taqsimlanishining boshlang‘ich bosqichlarida yuqori darajadagi aniqlikni ta‘minlaydi.

Chegarasiz qatlam uchun (6.50) formuladan foydalanganda, tub bosimlar hisobidagi kattaliklar

$$F_0 \leq 0.2 \text{ da } 0.08\% ;$$

$$F_0 \leq 0.35 \text{ da } 1\% ;$$

$$F_0 \leq 0.5 \text{ da } 1.9\% .$$

oshmaydi.

Ochiq doiraviy qatlam ($r \leq R_k$ da) istalgan nuqtasidagi qatlam bosimi hisoblarida, chegarasiz qatlam uchun yuqori darajada aniqlik (0,2% gacha) bilan (6.50) formuladan foydalanish mumkin, agar bunda $R_k > 10^3 r_0$, $F_0 \leq 0.2$ bo'lsa yuqoridagi baholashlarga qo'shimcha qilib, shuni ko'rsatish mumkinki, oxirgi (ochiq va yopiq) va chegarasiz qatlam sharoitlarida tub bosimlarining kattaliklari farqi 1% katta bo'lmaydi, agar $F_0 \leq 0.33$ bo'lsa, $R_k \geq 50r_c$ yoki agar $F_0 \leq 0.35$ bo'lsa, $R_k \geq 1000r_c$ bo'ladi.

6.5. Elastik rejim sharoitlarida quduqlar interferensiyasi

Ko'pincha elastik rejim nobarqaror harakatidagi masalalar yechimida superpozitsiya (filtratsiya oqimlarini qo'shish) usullaridan keng foydalaniladi. Quduqlar interferensiyasi tadqiqoti uchun superpozitsiya usulidan foydalanamiz. Agar qatlamda quduqlar guruhi ishlayotgan bo'lsa, unda $\Delta p = p_k - p$ qatlam qandaydir nuqtasidagi bosim pasayishi, shu nuqtadagi alohida quduqlar hosil qilgan bosim pasayishlarining yig'indisi bilan aniqlanadi:

$$\Delta p = \sum_{i=1}^n \Delta p_i = \frac{\mu}{4\pi kh} \sum_{i=1}^n Q_i \left[-Ei \left(-\frac{r_i^2}{4N \cdot t} \right) \right],$$

bu yerda, n – quduqlar soni; Q_i – i - quduq debiti. Bunda quduq chiqaradigan bo'lsa, $Q_i > 0$ va quduq haydaydigan bo'lsa, $Q_i < 0$ bo'ladi; r_i – i -quduq markazidan bosim pasayishi aniqlanadigan nuqtagacha bo'lgan masofa.

Agar quduqlar turli vaqtlarda ishlay boshlagan bo'lsa, u holda yuqoridagi tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\Delta p = \frac{\mu}{4\pi kh} \sum_{i=1}^n Q_i \left[-Ei \left(-\frac{r_i^2}{4Nkt_i} \right) \right],$$

bu yerda, t_i – i -quduq ishlay boshlagandan keyingi vaqt.

Superpozitsiya usuli bilan quduqni ishga tushirish, to'xtatish va quduqdan qazib chiqarish maromini o'zgartirish masalalari yechiladi.

Elastik rejim nobarqaror filtratsiya sharoitidagi quduqlar interferensiyasi uchun superpozitsiya usulidan foydalanish masalalarini qarab chiqamiz.

1-misol. Chegarasiz qatlamda, bir vaqtning o'zida o'zgarmas debitli n quduq ishlayotgan bo'lsin. Ta'sirlanmagan qatlamda boshlang'ich qatlam bosimi har doim bir xil va u p_k ga teng. Qatlamning istalgan M nuqtasining istalgan t vaqt momentidagi $\Delta p = p_k - p(r, t)$ bosim pasayishini aniqlash talab etilsin.

Superpozitsiya usuliga asosan, M nuqtadagi qatlam bosimini kamayishi bir-biriga bog'liq bo'lmagan alohida quduqlar bajargan ishlari natijasida sodir bo'lgan shu nuqtadagi bosim pasayishlarining algebraik yig'indisiga teng, ya'ni

$$\Delta p = p_k - p(r, t) = \Delta p_1 + \Delta p_2 + \dots + \Delta p_n = \sum_{i=1}^n \Delta p_i .$$

μ nuqtadagi bitta i - quduq ishida M nuqtadagi bosim pasayishi (6.50) formula bo'yicha

$$\Delta p_i = \frac{Q_i \mu}{4\pi k h} \left[-Ei \left(-\frac{r_i^2}{4S t_i} \right) \right]$$

bo'ladi.

O'z navbatida hamma n quduqlarning ishlashida M nuqtadagi bosim pasayishi ushbu

$$\Delta p = \sum_{i=1}^n \frac{Q_i \mu}{4\pi k h} \left[-Ei \left(-\frac{r_i^2}{4S t_i} \right) \right] = \frac{\mu}{4\pi k h} \sum_{i=1}^n Q_i \left[-Ei \left(-\frac{r_i^2}{4S t_i} \right) \right], \quad (6.55)$$

tenglamadan aniqlanadi.

2-misol. Qandaydir t vaqt momentida, boshlang'ich vaqt $t=0$ deb qabul qilinib, ta'sirlanmagan p_k bosimli qatlamda o'zgarmas debitga ega bo'lgan foydalanish qudug'i ishga tushirilgan va qandaydir t_1 vaqt oralig'ida to'xtatilgan bo'lsin. Uni to'xtatilishi deb, quduq tubiga oqib kiradigan suyuqlikning bir onda to'xtashi tushuniladi. Qatlam ixtiyoriy nuqtasidagi istalgan vaqt momentida ishlab turgan quduqdagi va u to'xtatilgandan keyingi bosim aniqlanishi talab etilsin. t_1 vaqt momentigacha quduqning bir o'zi ishlayotgandi, shunday ekan qatlam ixtiyoriy nuqtasidagi bosimi

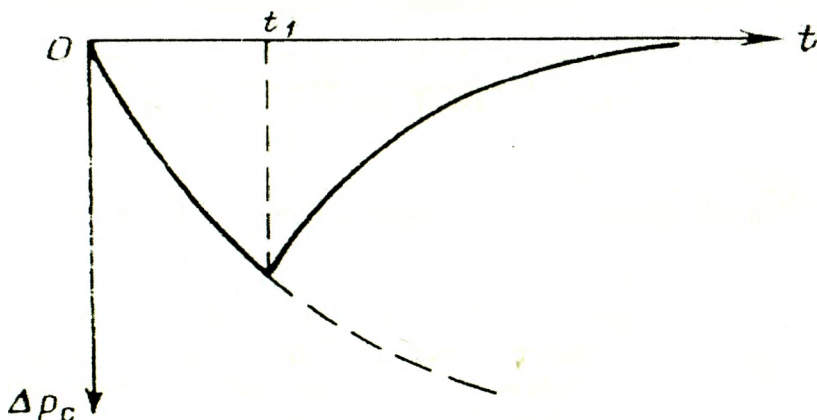
$$p(r,t) = p_k - \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left[-Ei\left(-\frac{r^2}{4\mathcal{N}t}\right) \right] \quad (6.56)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda t 0 dan t_1 gacha intervalda o'zgaradi.

t_1 vaqt momentidan boshlab (quduq to'xtatilgan), superpozitsiya usuliga ko'ra, shu nuqtadagi ishlayotgan qazib chiqaruvchi quduq o'rniga, Q sarfi ham bu quduqqa teng bo'lgan haydaydigan quduq ishlay boshlagan bo'lsin deb faraz qilaylik. Binobarin, t_1 momentdan boshlab bir nuqtadan qancha suyuqlik qazib chiqarilsa, undan shuncha suyuqlik olinadi. Demak, qatlamdan haqiqiy suyuqlik olish yig'indisi nolga teng. Bundan masala shartiga ko'ra, chiqaruvchi quduqning to'xtatilganligi kelib chiqadi. t vaqt momentida quduq to'xtatilgandan ($t > t_1$) keyin, qatlamning istalgan nuqtasidagi bosim pasayishi superpozitsiya usuli bo'yicha aniqlanadi:

$$\Delta p = p_k - p(r,t) = \Delta p_1 + \Delta p_2 = \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left[-Ei\left(-\frac{r^2}{4\mathcal{N}t}\right) \right] - \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left[-Ei\left(-\frac{r^2}{4\mathcal{N}(t-t_1)}\right) \right] = \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left\{ \left[-Ei\left(-\frac{r^2}{4\mathcal{N}t}\right) \right] - \left[-Ei\left(-\frac{r^2}{4\mathcal{N}(t-t_1)}\right) \right] \right\}$$

Chiqaruvchi quduqning ishlashida va to'xtatilganidagi tub bosimning pasayishi grafigi 6.4-rasmda ko'rsatilgan.



6.4-rasm. Chiqaruvchi quduq to'xtatilgnandagi tub bosimining pasayishi grafigi.

3-misol. 2-misoldagi shartlar o'zgarishsiz qolib, faqat $t-t_1$ vaqt momentda chiqaruvchi quduq to'xtatilmaydi va uning debiti Q dan Q_1 gacha o'zgaradi.

Quduq ishga tushirilgandan keyingi qatlam bosimining qayta taqsimlanishi protsessi va uning ishchi rejimi o'zgarishi tekshirilsin.

Q o'zgarimas debitli quduq ishga tushirilgandan so'ng, t_1 momentgacha qatlam bosimining o'zgarishi (6.56) formuladan aniqlanadi. Quduq debiti o'zgargandan keyin, ya'ni t_1 vaqt momentidan so'ng, quduq debiti o'zgarmaydi hamda bu quduq o'rniga $Q-Q_1$ sarfga ega bo'lgan chiqarish qudug'i ishga tushirilgan deb, tasavvur qilaylik. U holda t_1 vaqt momentidan keyingi bu ikki quduqning natijaviy debiti $Q-(Q-Q_1)=Q_1$ ga teng bo'ladi, ya'ni masala shartiga mos bo'ladi. t_1 vaqtdan keyingi bosimning o'zgarishi, Q debit bilan ishlayotgan chiqaruvchi quduqdagi Δp_1 bosim pasayishi va faraz qilinayotgan chiqarish quduqdagi Δp_2 bosim ko'tarilishlari yig'indisidan iborat, ya'ni

$$\Delta p = p_k - p(r, t) = \Delta p_1 + \Delta p_2 = \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left[-Ei\left(\frac{r^2}{4\mathbb{N}t}\right) \right] + \frac{-(Q-Q_1)\mu}{4\pi kh} \left[-Ei\left(\frac{r^2}{4\mathbb{N}(t-t_1)}\right) \right], \quad (6.57)$$

Bunda t_1 vaqt momentida ta'sirlangan quduq debiti Q dan Q_1 gacha tushirilgan deb faraz qilingan edi. Agar debit o'zgarishi uning ko'payishi bilan bog'liq bo'lsa, unda faraz qilingan quduqni chiqaruvchi deb hisoblash kerak va uning debiti ($Q-Q_1$) musbat bo'ladi.

Agar boshqa $t_2 > t_1$ vaqt momentida quduq debiti ikkinchi marta pasaytirilgan bo'lib, uning sarfi Q_2 ga teng bo'lsa, u holda superpozitsiya usuliga asoslangan holda, t_2 momentdan boshlab Q debitli real quduq va $Q-Q_1$ debitli faraz qilingan chiqarish quduqlari ishlayapti hamda bundan tashqari o'sha joyda ($Q-Q_2$) debitli ikkinchi faraz qilingan chiqarish qudug'i ham ishlay boshladi deb qabul qilish kerakligi kelib chiqadi.

Qatlamning istalgan nuqtasida $t > t_2$ vaqt momentidagi natijaviy Δp bosim pasayishi quyidagi tenglikdan aniqlanadi:

$$\Delta p = p_k - p(r, t) = \Delta p_1 + \Delta p_2 + \Delta p_3,$$

bu yerda,

$$\Delta p_3 = \frac{-(Q-Q_2)\mu}{4\pi kh} \left[-Ei\left(\frac{r^2}{4\mathbb{N}(t-t_2)}\right) \right],$$

Δp_1 va Δp_2 esa (6.57) formuladan aniqlanadi.

Qazib chiqaruvchi quduq debitining ko'p martalab o'zgarishida qatlam istalgan nuqtasidagi bosim pasayishi analogik ravishda hisoblanadi.

6.6. Elastik rejimdagi quduqlarning tadqiqot ma'lumotlari bo'yicha qatlamning kollektorlik xususiyatini aniqlash

Neft va gaz konlari ishlanishining nazorati va loyihalashtirilishi yer osti gaz omborlarini yaratish va foydalanish, qatlamning kollektorlik xususiyatlarini aniqlash va ularning filtratsiya xarakteristikalarini (qalinligi va yuzasi bo'yicha qatlamning bir jinsliliigi, litologik va tektonik ekranlarning mavjudligi hamda ularning joylashishi va h.k.) o'rganish bilan bog'liq bo'ladi.

Adabiyotlarda, bu masalaga bag'ishlangan juda ko'p ishlar ko'rsatilgan. Qatlam parametrlarini aniqlash usullari har xil bo'lgani uchun, tadqiqotchilar o'z oldilariga ularning konkret masalalarga bog'liqligini qo'yadilar.

Qatlamli va tubli bosimlarni o'lchash bilan bog'liq quduqlar tadqiqotining gidrodinamik usuli p'ezometrik deb ataladi. P'ezometrik usullar barqaror va nobarqaror rejimli bo'ladi.

Qatlam va quduqlarni tadqiqod usullari hamda nobarqaror protsessdagi quduqlar tub bosimlarini o'rganish elastik rejim nazariyasi bilan chambarchas bog'liqligini ko'rsatadi.

Quduqni ishga tushirishda yoki to'xtatishda, uning tubida va atrofini o'rab olgan quduqlarda (elastik rejimli sharoitlarda) bosim qayta taqsimlanishining uzoq protsesslari paydo bo'ladi. Quduqlardagi o'zi yozadigan manometrlar yordamida bosimning pasayishi yoki ko'tarilishini yozish mumkin va vaqt o'tishi bilan tubdagi bosim o'zgarishi grafigi, ya'ni bosim tiklanishi egri chizig'i (BTE) quriladi.

Ko'pincha quduqning gidrodinamik tadqiqotlarida, oldindan uzoq vaqt davomida Q o'zgarimas debit bilan ishlagan quduq to'xtatilgandan keyingi bosim tiklanishi o'lchanadi.

Qatlamning kollektorlik xususiyatlari chiqarishdagi bosim tiklanishining grafigi formasiga ta'sir etadi, shu sababli BTE formasiga ko'ra qatlam kollektorlik xususiyatlari, ya'ni uning o'tkazuvchanligi va p'ezoo'tkazuvchanligi aniqlanadi. Lekin bosim tiklanishi grafiklari formasi real sharoitlarda juda murakkab.

BTE ni ishlab chiqilishini soddalashtirish uchun bosim tiklanishi grafigidagi egri chiziq formasi to'g'ri chiziq qilib o'zgartiriladi.

To'xtatilgan quduqlar tubidagi bosim tiklanishi ma'lumotlari bo'yicha qatlam kollektorlik xususiyatlarini aniqlashning ko'p tarqalgan usuli, bu to'g'ri chiziq formasiga ega bo'lgan yarim logarifmik koordinatalarda (Δp , $\ell g t$) tub bosimi tiklanishining o'zgartirilgan grafigini qurish usulidir. (6.50) formula asosida quyidagi Δp_c tub bosimi o'zgarishi bilan Q o'zgarimas debitli quduqning t_l vaqt momentda foydalanishga tushirilganligi orasidagi funksional bog'lanishga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \Delta p &= p_k - p_c = \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left[-Ei \left(-\frac{r^2}{4\mathcal{N}t} \right) \right] \approx \frac{Q\mu}{4\pi kh} \cdot \left(\ell n \frac{4\mathcal{N}t}{r_c^2} - 0.5772 \right) = \\ &= \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left(\ell n \frac{4\mathcal{N}t}{r_c^2} - \ell n 1.781 \right) = \frac{Q\mu}{4\pi kh} \cdot \left(2.3 \ell g \frac{4\mathcal{N}t}{1.781 r_c^2} \right) = 0.1832 \frac{Q\mu}{kh} \ell g \frac{2.246\mathcal{N}t}{r_c^2} \end{aligned}$$

Oxirgi ifodani ushbu

$$\Delta p_c = 0.1832 \frac{Q\mu}{kh} \ell g \frac{2.246\mathcal{N}}{r_c^2} + 0.1832 \frac{Q\mu}{kh} \ell g t, \quad (6.58)$$

yoki

$$\Delta p_c = A + i \ell g t \quad (6.59)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bunda

$$A = i \ell g \frac{2.246\mathcal{N}}{r_c^2}, \quad i = 0.1832 \frac{Q\mu}{kh}. \quad (6.60)$$

Haqiqatan ham, (6.58) va (6.59) tenglamalardan ko'ramizki, o'zgarimas debitli Q quduqni ishga tushirishda tub bosimi (pasayishi) o'zgarishi vaqtning chizikli logarifmik funksiyasi ekan. Demak, bu formulalarni quduqni foydalanishga tushirilgandan keyingi tub bosim o'zgarishi grafigining tenglamasi deb qarash mumkin.

Endi tub bosimi tiklanishi egri chizig'ini, ya'ni quduq bir onda to'xtatilgandan keyingi tub bosimi o'sishini qaraymiz. Quduq uzoq vaqt to'xtatilishiga qadar Q o'zgarimas debit bilan ishlagan va uning atrofidagi qatlamda

$$C_2 = p_c - \frac{p_k - p_c}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} \ell n r_c = p_k - \frac{p_k - p_c}{\ell n \frac{R_k}{r_c}} \ell n R_k$$

(4.31) formulaga mos bo'lgan qatlam bosimining barqaror taqsimlanishiga ega deb tasavvur qilamiz. Bunda p'ezometrik chiziq logarifmik turdagi egri chiziq bo'lib hisoblanadi.

Superpozitsiya usulidan foydalanib, quduqning bir onda to'xtatilgandan keyingi tub bosimining o'zgarishi:

$$\Delta p_c = p_k - p_c = \Delta p_{c,bar} - \Delta p_{c,nobar}, \quad (6.61)$$

bu yerda, $\Delta p_{c,bar} - Q$ debitli chiqaruvchi quduq barqaror ishida qatlamdagi depressiya:

$$\Delta p_{c,bar} = p_k - p_{c,bar} = \frac{Q\mu}{2\pi kh} \cdot \ln \frac{R_c}{r_c}; \quad (6.62)$$

$\Delta p_{c,nobar}$ – tasavvur qilinadigan $t=0$ momentda Q sarfli ishga tushirilgan chiqarish quduq tub bosimining o'zgarishi.

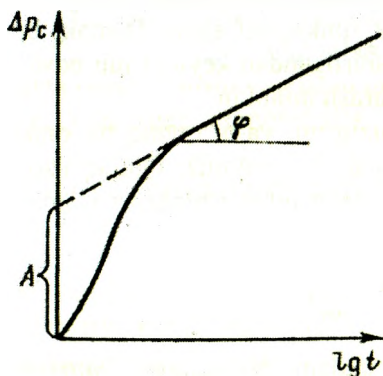
$$\Delta p_{c,nobar} = p_c - p_{c,bar} \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left[-Ei \left(-\frac{r_c^2}{4\kappa t} \right) \right] \quad (6.63)$$

$\Delta p_{c,bar}$ kattalik (vaqtga bog'liq emas) bo'lgani uchun $\Delta p_{c,nobar}$ tub bosimining o'zgarishi (6.63) formula bilan aniqlanadi. Bu formula (6.58) va (6.59) formulalarga mos bo'ladi.

Tub bosimi tiklanishi egri chizig'ining ishlanishida va bunga ko'ra qatlam kollektorlik xususiyatlarining aniqlanishi quyidagicha olib boriladi.

Quduq to'xtatilgandan keyin, quduq manometri bilan o'lchanish natijasida qurilgan tub bosim tiklanishi egri chizig'i (Δp_c , $\lg t$) koordinatalarda qayta quriladi (6.5-rasm).

Yuqorida ko'rsatilgan neft quduqlarini tadqiqot natijalarida interpretatsiyasining sodda usullarining qo'llanilishi (6.50) formulani qanoatlantiradigan shartlari bilan chegaralanadi, aynan esa:



6.5-rasm. Quduq tubi bosimi tiklanishining qayta o'zgartirilgan grafigi.

quduq xuddi cheksiz bir jinsli qatlamdagi doimiy intensiv manba deb qaraladi va bir onga to'xtatishda quduqqa flyuid oqib kirishi mumkin. Chegaralangan qatlam holatida, quduqni to'xtatilishi natijasida bosim o'zgarishi uning chegarasiga yetib boradi. Bunda quduq BTE si «o'zgarar» boshlaydi, uzoq muddatli vaqtdan keyin esa stasionar bosim taqsimlanishiga mos gorizontol asimptotaga chiqadi. Shuning uchun egri chiziqdagi to'g'ri chizikli uchastka uzunligi chegaralangan. Bundan tashqari, quduqni real sharoitlarda bir

onda to'xtatish mumkin emas. To'xtatilgandan keyin ham-qatlamdan flyuid oqib kirib turishi, quduqni to'ldiruvchi suyuqlik va gazlarning elastikligi sababli bir qancha vaqt davom etadi. Asimptotaga chiqishdagi vaqt, balki qo'shimcha oqib kirish vaqtidan ko'p bo'lishi mumkin. Shu sababli, BTE dagi to'g'ri chiziq uchastkasi qandaydir oraliq vaqtdan keyin namoyon bo'ladi yoki umuman bo'lmasligi ham mumkin bo'lgan sharoitlar bo'lishi kuzatiladi.

To'g'ri chiziqni Δp_c o'q tomon kesishguncha davom ettirib A kesimga ega bo'lamiz. Absissa o'qqa nisbatan bu to'g'ri chiziq $i = tg\varphi$ ni tashkil etadi va (6.60) ikkinchi tengligi yordamida kh/μ parametr, ya'ni qatlam gidroo'tkazuvchanligi aniqlanadi:

$$\frac{kh}{\mu} = \frac{0.1832 \cdot Q}{tg\varphi}$$

Agar qatlam shartlarida suyuqlik qovushoqligi μ va qatlam qalinligi h ma'lum bo'lsa, unda oxirgi formuladan qatlam o'tkazuvchanligi koeffitsiyenti

$$k = \frac{0.1832 \cdot Q\mu}{h \cdot tg \cdot \varphi}$$

topiladi.

So'ngra $i = tg\varphi$ va (6.60) birinchi tengligidan r_c lar yordamida p'ezoo'tkazuvchanlik koeffitsiyenti, r_c lar yordamida p'ezoo'tkazuvchanlik koeffitsiyenti

$$N = \frac{A}{2.246} r_c^2$$

topiladi.

6.7. Elastik rejim nazariyasi masalalarini yechishning usullari

Elastik suyuqlikning elastik g'ovak muhit nobarqaror filtratsiyasining cheksiz va oxirgi qatlamlar sharoitidagi masalalari yechimini, yaxshi ma'lum bo'lgan chizikli differensial tenglamaning xususiy holdagi (6.16) issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamasini integrallash usuli yordamida hosil qilish mumkin. Lekin ko'p hollarda bu yechimlar juda ko'p sekin yoyiladigan qatorlar yoki maxsus funksiyalardan tarkib topgan o'xshash bo'lmagan integrallardan iborat

bo'ladi. Shu sababli, nobarqaror filtratsiya masalalarini yechish uchun effektiv yaqinlashish usullaridan foydalaniladi.

Elastik rejim nazariyasi masalalari yechimida keng qo'llaniladigan usullarni ko'rib chiqamiz.

Statsionar holatlarni ketma-ket almashtirish (SHKKA) usuli.

Nobarqaror filtratsiya masalalari yechimining sodda yaqinlashuv usullaridan biri bo'lib, statsionar holatlarni ketma-ket almashtirish (SHKKA) usuli hisoblanadi. Bu usul I.A. Charniy tomonidan rivojlantirilgan va amaliy hisoblarda keng qo'llaniladi. Usul shunday farazga asoslanganki, bunda qatlamda bosim vaqt bo'yicha koordinataga nisbatan sekin o'zgaradi. Shuning uchun birinchi yaqinlashishda vaqt bo'yicha hosilani chiqarib tashlash mumkin, natijada bosim uchun statsionar protsessni yoritadigan Laplas tenglamasi hosil bo'ladi.

Vaqtning har qaysi momentida butun qatlamni qamrab olgan suyuqlik hamma oblasti shartli ravishda ikki oblastga bo'linadi: ta'sirlangan va ta'sirlanmagan. Ta'sirlangan oblastda quduq devoridan boshlab bosim shunday taqsimlanadiki, bunda suyuqlik harakati xuddi barqaror ko'rinishda bo'ladi deb faraz qilinadi; bu oblastning tashqi chegarasi qaraladigan momentda iste'mol konturi bo'lib xizmat qiladi. Qatlamning ta'sirlanmagan oblastidagi bosim har doim o'zgarmas va boshlang'ich statik bosimga teng. Ta'sirlanadigan va ta'sirlanmaydigan oblastlarga bo'ladigan qo'zg'aluvchan chegara harakat qonuni material balans tenglamasi va boshlang'ich shartlar yordamida aniqlanadi.

Filtratsiya oqimining ta'sirlangan va ta'sirlanmagan oblastlarga bo'linishi ikki fazadan o'tadigan qatlam bosimining qayta taqsimlanishi protsessini ko'rib chiqish kerakligini ko'rsatadi. Birinchi faza davomida ta'sirlangan oblast radiusi uzluksiz orta boradi. U tabiiy qatlam chegarasiga yetgan momentda ikkinchi faza boshlanadi.

Elastik suyuqlikning nobarqaror bir o'lchamli oqimlari hisobini ko'rib chiqamiz.

Elastik suyuqlikning to'g'ri chiziqli parallel nobarqaror filtratsiya oqimi

1-holat. $t=0$ vaqt momentida o'zgarmas qalinligi h va eni b bo'lgan gorizontaal qatlamda Q o'zgarmas debitli to'g'ri chiziqli galereya foydalanishga tushirilgan.

Galereya ishga tushirilishigacha butun qatlamda bosim bir xil va p_k ga teng. Galereya ishga tushirilgandan keyingi t vaqt momentida ta'sirlangan oblast chegarasi $\ell(t)$ uzunlik bo'yicha tarqaladi (6.6-rasm).

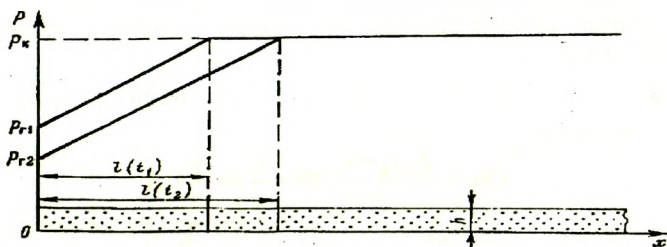
Bu oblastdagi bosim taqsimlanishi barqaror deb hisoblanadi:

$$p(x,t) = p_k - \frac{Q\mu}{ksh} [\ell(t) - x], \quad 0 \leq x \leq \ell(t) \quad (6.64)$$

Vaqt bo'yicha $\ell(t)$ ta'sirlangan oblast tashqi chegarasining ko'chish qonuniyatini aniqlash talab etilgan bo'lsin.

Buning uchun (6.9) formuladan foydalanamiz. dt vaqtda qazib olingan Q mahsulot miqdori o'sha vaqt oralig'idagi qatlam ta'sirlangan zonasidagi elastik suyuqlik zaxirasining o'zgarishiga teng:

$$Q = \beta \cdot \frac{d}{dt} [V(t)\Delta p], \quad (6.65)$$



6.6-rasm. SHKKA metodi bo'yicha to'g'ri chiziqli bosim taqsimlanishi egri chizig'i.

bu yerda, qatlam ta'sirlangan zonasidagi hajm

$$V(t) = B \cdot h \cdot \ell(t); \quad (6.66)$$

$$\Delta p = p_k - \bar{p} = p_k - \frac{p_k + p_g}{2} = \frac{p_k - p_g}{2}. \quad (6.67)$$

$x = 0$ da $p(x,t) = p_g(t)$ bo'lishini e'tiborga olib, (6.65) formuladan

$$Q = \frac{k}{\mu} \frac{p_k - p_g}{\ell} \cdot Bh \quad (6.68)$$

tenglikka ega bo'lamiz.

(6.66)–(6.68) tengliklarni (6.65) formulaga qo'yib,

$$Q = \beta \cdot \frac{d}{dt} \left(Bh \ell \frac{Q\mu\ell}{2kBh} \right)$$

yoki

$$2\aleph dt = d\ell^2, \aleph = k/(\mu\beta^*)$$

ifodalarni hosil qilamiz. Bunda

$$\ell(t) = \sqrt{2\aleph t}. \quad (6.69)$$

U paytda qatlamdagi bosim taqsimlanishi (6.64) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$p(x,t) = p_k - \frac{Q\mu}{kBh} (\sqrt{2\aleph t} - x), \quad 0 < x \leq \sqrt{2\aleph t},$$

$$p(x,t) = p_k, \quad x > \sqrt{2\aleph t} \quad (6.70)$$

Yaqinlashish (6.70) formulasi bo'yicha hisoblangan $p_k - p_g$ depressiya qiymati (6.37) aniq formula bo'yicha hisoblangan qiymatlaridan anchagina farq qiladi: xatolik 25% ni tashkil etadi.

2-holat. Xuddi 1-holatdagi singari shunday qatlamda $t=0$ vaqt momentida $p_x = const$ o'zgarimas tub bosimli galereya foydalanishga tushirilgan. Bosim taqsimlanishi, ta'sirlangan oblast $\ell(t)$ chegarasidagi ko'chish qonuni va vaqt bo'yicha $Q(t)$ galereya debiti o'zgarishlarini topish talab etiladi.

Barqaror harakat shartlarida galereya debitini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$Q(t) = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{\ell(t)} Bh = \frac{k}{\mu} Bh \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0}.$$

Masala oldingi holatga o'xshash analogik ravishda yechiladi. Natijada quyidagilarni topamiz:

1) ta'sirlanmagan oblast chegarasini harakat qonuniyatini

$$\ell(t) = 2\sqrt{\aleph t};$$

2) qatlam ta'sirlangan zonasida bosim taqsimlanishini:

$$p(x,t) = p_k - (p_k - p_g) \left(1 - \frac{x}{2\sqrt{\aleph t}} \right), \quad 0 < x \leq 2\sqrt{\aleph t};$$

3) galereya debitini

$$Q(t) = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{2\sqrt{\aleph t}} Bh \quad (6.71)$$

Galereya debitining (6.71) formulaga ko'ra hisoblangan qiymati (6.28) aniq formula bo'yicha hisoblangan qiymatlari bilan taqqoslanganda xatolik 11% dan oshmaydi.

Demak, SHKKA usulini berilgan o'zgarimas depressiyada nobarqaror to'g'ri chiziqli oqimlar holati uchun foydalanish yaxshi natija beradi.

Elastik suyuqlikning tekis radial nobarqaror filtratsiya oqimi.

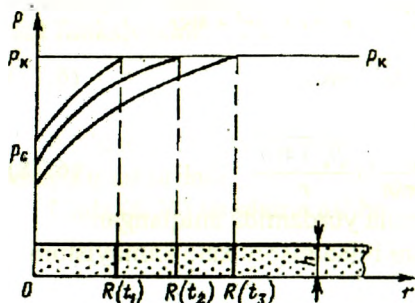
1-holat. Chegaralanmagan h o'zgarmas qalinlikdagi gorizontaal qatlamda, $t=0$ vaqt momentida Q o'zgarmas debitli radiusi r_c bo'lgan qazib chiqaruvchi quduq ishga tushirilgan. Quduq ishga tushirilganga qadar butun qatlamda bosim bir xil va p_k ga teng edi.

SHKKA usuliga muvofiq, quduq ishga tushirilgandan t vaqt keyin uning atrofida $R(t)$ radiusli ta'sirlangan oblast paydo bo'ladi va bunda bosim taqsimlanishi statsionar qonunga muvofiq bo'ladi:

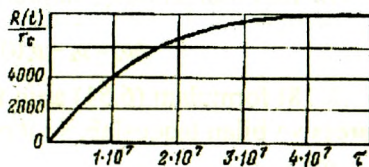
$$p(r, t) = p_k - \frac{Q\mu}{2\pi kh} \cdot \ln \frac{R(t)}{r} \quad (6.72)$$

Qatlam qolgan qismida boshlang'ich qatlam bosimi p_k saqlanadi.

$R(t)$ ta'sirlangan oblast chegaralari harakati qonuniyatini topish talab etiladi. Bunday oqimdagi bosim taqsimlanishi sxemasi 6.7-rasmda ko'rsatilgan.



6.7-rasm. Qatlamning ta'sirlangan oblastida bosim taqsimlanishi grafiği.



6.8-rasm.

Quduq debiti Dyupyui formulasiq analogik bo'lgan formula bilan aniqlanadi:

$$Q = \frac{2\pi kh}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_c(t)}{\ln \frac{R(t)}{r_c}} \quad (6.73)$$

Ta'sirlangan oblast o'lchamlarini

$$V(t) = \pi(R^2(t) - r_c^2)h, \quad \Delta\bar{p} = P_k - \bar{p} \quad (6.74)$$

(6.74) bo'lganda (6.65) material balans tenglamasidan topamiz.

Barqaror tekis radial oqimdagi o'rtacha o'lchangan qatlam bosimi

$$p = p_k - \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R(t)}{r_c}} \quad (6.75)$$

bo'ladi. (6.73) ifodani nazarga olib

$$\Delta p = p_k - \bar{p} = \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R(t)}{r_c}} = \frac{Q\mu}{4\pi kh}$$

ekanligini topamiz.

$p(t)$ ta'sirlangan oblast chegaralari harakat qonuniyatini, (6.74) va (6.75) ifodalarni (6.65) material balans tenglamasiga qo'yib aniqlaymiz:

$$4\aleph dt = d(R^2(t) - r_c^2), \quad \aleph = k/(\mu\beta^*),$$

bundan esa

$$R(t) = \sqrt{r_c^2 + 4\aleph t} \quad (6.76)$$

Unda (6.72) tenglikdan qatlam istalgan nuqtasining « t » vaqt momentidagi bosimini aniqlash mumkin:

$$p(r, t) = p_k - \frac{Q\mu}{2\pi kh} \ln \frac{\sqrt{r_c^2 + 4\aleph t}}{r}, \quad r_c < r \leq \sqrt{r_c^2 + 4\aleph t},$$

$$p(r, t) = p_k, \quad r > \sqrt{r_c^2 + 4\aleph t}. \quad (6.77)$$

« t » vaqt momentidagi depressiya

$$\Delta p_c = p_k - p_c(t) = \frac{Q\mu}{2\pi kh} \ln \frac{\sqrt{r_c^2 + 4\aleph t}}{r} \quad (6.78)$$

(6.78) formulani (6.51) aniq formula yordamida aniqlangan depressiya bilan taqqoslab, vaqt o'tishi bilan nisbiy xato kamayishini ko'ramiz:

agar $f_0 = \aleph t / r_c^2 = 100$ bo'lsa, 10,6%,

agar $f_0 = 10^3$ bo'lsa, 7,5% ;

agar $f_0 = 10^4$ bo'lsa, 5,7%.

2-holat. $p_c = const$ o'zgarmas tub bosimli, foydalanish uchun ishga tushirilgan quduqdagi, suyuqlik tekis radial oqimi holatida, ta'sirlangan oblast chegaralari harakat qonuniyati sekin (yig'iladigan) o'zgaruvchan qatorlar ko'rinishdagi integral orqali ifodalanadi. Shu sababli buning yechimi keltirilmaydi.

Bu holdagi ta'sirlangan oblast chegaralari harakati hisobini 6.8-rasmda ko'rsatilgan grafik bo'yicha olib borishi mumkin. 6.8-rasmdagi τ o'lchovsiz vaqt quyidagicha ifodalanadi:

$$\tau = \frac{2k}{\mu\beta^* r_c^2} t$$

Quduq debiti $p_c = \text{const}$ bo'lganda Dyupyui formulasi bilan aniqlanadi. SHKKA usuli bo'yicha aniqlangan debit xatoligi 5% ga yaqinni tashkil etadi.

Demak, bu usul effektiv hisob bo'lib, uni flyuid bir o'ldhamli filtratsiyasi masalasidan tashqari, gazlangan suyuqlik harakati masalalarini hamda suyuqlik va gazlar bo'linish chegaralari harakati masalalarini yechishda ham foydalaniladi.

O'rta qiymatlar usuli

O'rta qiymatlar usuli Yu.D.Sokolov, G.P. Guseynov tomonidan tavsiya etilgan. Bu usul shundan iboratki, (6.38) elastik rejim differensial tenglamasidagi bosimni vaqt bo'yicha $\partial p / \partial t$ hosilasi butun ta'sirlangan oblast bo'yicha o'rtacha qiymati olinadi va qandaydir vaqt funksiyasini

$$G(t) = \frac{2}{R^2(t) - r_c^2} \int_{r_c}^{R(t)} \frac{\partial p}{\partial t} r dr \quad (6.79)$$

boshlang'ich va chegaraviy shartlaridan aniqlanadigan qiymati bilan almashtiriladi.

Unda (6.38) tenglama ushbu

$$G(t) = N \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) \quad (6.80)$$

ko'rnishni oladi.

Bu almashtirish differensial tenglamani soddalashtiradi va uni integrallanishini yengillashtiradi.

O'zgarmas Q debitli quduqqa elastik suyuqlikning nobarqaror oqib kirishidagi bosim taqsimlanishini aniqlaymiz. Bunda tub va ta'sirlangan oblast chegaralarida shartlar mos ravishda

$$Q = \frac{2\pi kh}{\mu} r \frac{\partial p}{\partial r} \quad (6.81)$$

va

$$r = R(t) \text{ da } p = p_c \quad (6.82)$$

$$r = R(t) \text{ da } \frac{\partial p}{\partial r} = 0$$

ko'rinishlarda bo'ladi. (6.80) tenglamani r bo'yicha integrallab va (6.81)-(6.82) shartlarni hisobga olib, quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$p = p_k + \frac{Q\mu}{2\pi kh} \ln \frac{r}{R(t)} + \frac{F(t)}{2N} \left[\frac{1}{2} (r^2 - R^2(t)) - r_c^2 \ln \frac{r}{R(t)} \right]. \quad (6.83)$$

(6.82) shartdan funksiya

$$F(t) = - \frac{Q\mu N}{2\pi kh(R^2(t) - r_c^2)} \quad (6.84)$$

ko'rishda aniqlanadi.

(6.84) ifodali (6.83) formulaga qo'yib va r_c^2 li a'zolari hisobga olmasdan

$$p = p_k + \frac{Q\mu}{2\pi kh} \ln \frac{r}{R(t)} + \frac{Q\mu}{4\pi kh} \left(1 - \frac{r^2}{R^2(t)} \right) \quad (6.85)$$

ekanligini topamiz.

Ta'sirlangan $R(t)$ oblast koordinatalarini aniqlash uchun (6.85) tenglamani t bo'yicha differensiallash kerak va bu natija (6.79) ifodaga qo'yiladi hamda (6.84) ifodani $F(t)$ uchun hisobga olinadi. Unda

$$R(t) = \sqrt{r_c^2 + 8Nt} \quad (6.86)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

(6.86) ni hisobga olgan (6.85) formula (6.51) aniq yechimli formula bilan taqqoslanganda, $p_k - p_c$ depressiyani aniqlashdagi nisbiy xatolik 5% dan oshmaydi.

Nazorat savollari:

1. Qatlam p'ezoo'tkazuvchanlik koeffitsiyenti nima?
2. Elastik suyuqlikning tizimli parallel filtratsiya oqimini tushuntiring.
3. Elastik suyuqlikning tekis radial filtratsiya oqimini tushuntiring.
4. Elastik rejimda quduqlar interferensiyasini tushuntirib bering.
5. Qatlamning kollektorlik xususiyati deganda nimani tushunasiz?
6. Elastik rejim nazariyasi masalalarining yechimi usullarini aytib bering.
7. Elastik rejimda statsionar holatlarni ketma - ket almashtirish usuli.
8. Elastik suyuqlikning to'g'ri chiziqli parallel nobarqaror filtratsiya oqimi.
9. Elastik suyuqlikning tekis radial nobarqaror filtratsiya oqimi.

10. Elastik rejimda o'rtta qiymat usuli.

Xulosa

Qatlam elastiklik rejimi va uning o'ziga xos xususiyatlari qarab chiqilgan. Nobarqaror protsesslarning xarakterlari qatlam bosimining qayta taqsimlanishida, filtratsiya oqimlari tezliklarining quduq hamda debitlarining vaqtga bog'liq holda o'zgarishida va hokazolarda namoyon bo'lishi. Bu nobarqaror protsesslarning xususiyatlari qatlam elastiklik xossasiga va ularni to'yintiradigan suyuqlik xossalariga bog'liqligi ko'rsatilgan. Qatlamdagi suyuqlikning elastiklik zaxirasini hisoblash usuli berilgan.

Differensiallanadigan g'ovak muhitda Darsi qonuni boyicha siqiluvchan suyuqlikning nobarqaror harakatining umumiy differensial tenglamasidan foydalanilib, elastik rejim filtratsiyasining asosiy differensial tenglamasi keltirib chiqarilgan.

Elastik suyuqlikning bir o'lchamli filtratsiya oqimlari ta'riflab berilgan. P'ezoo'tkazgich tenglamasining aniq yechimlari hamda elastik rejim nazariyasining asosiy formulasi keltirilgan.

Elastik rejim nobarqaror harakatidagi masalalar yechimida superpozitsiya (filtratsiya oqimlarini qo'shish) usullaridan keng foydalaniladi. Quduqlar interferensiyasi tadqiqoti uchun superpozitsiya usulidan foydalanish ko'rsatilgan.

7. GAZNING G'OVAK MUHITDAGI NOBARQAROR HARAKATI

7.1. Gaz nobarqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi

G'ovak muhitdagi gazning harakati nazariyasi akad. L.S. Leybenzon tomonidan o'rganilgan. Bu nazariya asosida Leybenzon tomonidan keltirib chiqarilgan g'ovak muhitdagi gazning barqaror va nobarqaror differensial tenglamalari yotadi.

L.S. Leybenzon rahbarligida gazlarning filtratsiyasi bo'yicha tajribalar o'tkazilgan. Gazlar nobarqaror filtratsiyasini tajribalar asosida D.S. Vilker, I.P. Moskalkov va boshqalar tomonidan o'rganilgan.

Ideal gaz barqaror filtratsiyasini differensial tenglamasini chiqarish uchun (2.4) uzluksizlik tenglamasiga (2.9) filtratsiya komponent tezliklari ifodasini va (2.22) ideal gaz zichligini

$$\rho = \rho_m P / P_m \quad (7.1)$$

qo'yamiz. Bunda koeffitsiyentlarni $m_0 = const$, $k = const$ va $\mu = const$ deb hisoblab,

$$\frac{k}{\mu} \frac{\rho_m}{P_m} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(P \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(P \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(P \frac{\partial p}{\partial z} \right) \right] = \frac{\rho_m \cdot m_0 \partial p}{P_m \partial t} \quad (7.2)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

(7.2) tenglamaning chap tomonidagi qavs ichidagi ifodasini quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin:

$$P \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\partial p^2}{\partial x}; \quad P \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{1}{2} \frac{\partial p^2}{\partial y}; \quad P \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial p^2}{\partial z},$$

bunda tenglama

$$\frac{k}{2\mu m_0} \left(\frac{\partial^2 p^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p^2}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (7.3)$$

ko'rinishni oladi.

Qavs ichidagi ifoda p^2 ga nisbatan Laplas operatorini bildiradi, shuning uchun (7.3) tenglamani qisqa ko'rinishda

$$\frac{k}{2\mu \cdot m_0} \nabla^2 p^2 = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (7.4)$$

yozish mumkin.

Hosil qilingan gaz nobarqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi, Leybenzon tenglamasi deyiladi va parabola tipidagi egri chizikli tenglama ekanligini ko'rsatadi. Bu faqat Darsi qonuni bajarilgandagi ideal gaz uchun o'rinli bo'ladi. Bunda g'ovaklik koeffitsiyenti hisobga olinmaydi, chunki u (2.9) tenglamaga $\rho \cdot m$ ko'paytma ko'rinishida kiritilgan. Bunda gazning zichligi g'ovaklikka qaraganda juda katta darajada o'zgaradi.

(7.3) Leybenzon tenglamasini chap va o'ng tomonini p bosimga ko'paytirib va $p \partial p / \partial t = \partial p^2 / (2 \partial t)$ ga almashtirib,

$$\frac{\partial p^2}{\partial t} = \frac{kp}{\mu \cdot m_0} \left(\frac{\partial^2 p^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p^2}{\partial z^2} \right) \quad (7.5)$$

ko'rinishda yozish mumkin. (7.5) formulada koordinata va vaqt bo'yicha hosilalar belgisi ostida p^2 funksiya bor, lekin o'ng tomonidagi $kp / (\mu \cdot m_0)$ o'zgaruvchida aniqlanadigan $p(x, y, z, t)$ funksiya bor.

Gaz nobarqaror filtratsiyasi bilan bog'liq aniq masalalarning yechimida (7.3) yoki (7.5) ko'rinishlardagi differensial tenglamalar berilgan boshlang'ich va chegaraviy shartlar uchun butun gaz yotqiziqalari bo'yicha integrallanadi. Ularni kompyuter yordamida integrallash yoki yaqinlashish usuli bilan yechish mumkin.

Yaqinlashish usullari masalan, SHKKA, o'rtacha qiymatlar va boshqa usullar yaxshi ishlab chiqilgan.

Holat tenglamali $\rho = \rho_{at} / [p_{at} z(p)]$ va $\mu = \mu(p)$ bog'lanishli, deformatsiyalanmaydigan g'ovak ($m_0 = const$, $k = const$) muhitdagi real gazning nobarqaror filtratsiyasi parabolik tipdagi chizikli bo'lmagan quyidagi differensial tenglama bilan yoziladi:

$$\frac{k}{2m_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{l}{\mu(p)z(p)} \times \frac{\partial p^2}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{l}{\mu(p)z(p)} \times \frac{\partial p^2}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{l}{\mu(p)z(p)} \times \frac{\partial p^2}{\partial z} \right] \right\} = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{p}{z(p)} \right] \quad (7.6)$$

Bu tenglamani kompyuter yordamida integrallash (berilgan boshlang'ich va chegaraviy shartlarda) yoki elektrli modellar yordamida yaqinlashtirib yechilishi mumkin.

7.2. Leybenzon tenglamasini linearizatsiyalash va linearizatsiyalangan tenglamaning asosiy yechimi

Agar (7.5) chizikli bo'lmagan differensial tenglamani chiziqlikka almashtirilsa, ya'ni uni linearizatsiya qilinsa, unda uni yechimi

osonlashadi. Bunga sabab chiziqli tenglama uchun aniq analitik yechimlar mavjud. Bundan ko'rinib turibdiki, chiziqli tenglamaning aniq yechimi tenglama uchun yaqinlashuvchi bo'ladi. Aniq tenglamani linearizatsiyalangan tenglama bilan almashtirilganda sodir bo'ladigan yechim xatoligini baholashda, masalan, yaqinlashish usuli yechimini kompyuterda yechilgan aniq tenglama bilan taqqoslash mumkin.

(7.5) tenglamani linearizatsiyalashda ko'p usullar taklif etilgan. Agar quduqqa gaz tekis-radial oqib kiradigan deb qaraladigan bo'lsa, gaz barqaror filtratsiyasi nazariyasidan ma'lumki, depressiya voronkasi juda tik qiya va qatlamning katta qismida bosim kontur bosimidan kam farqlanadi. Bu asosga ko'ra Leybenzon (7.5) tenglama koeffitsiyentidagi p o'zgaruvchan bosimni p_k (qatlamdagi boshlang'ich bosim) o'zgarmas bosimga almashtirishni taklif etadi. Unda, $\varkappa = kp_k / (\mu \cdot m_0)$ deb belgilab, (7.5) tenglama o'rninga

$$\frac{\partial p^2}{\partial t} = \varkappa \left(\frac{\partial^2 p^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p^2}{\partial z^2} \right), \quad (7.7)$$

tenglamaga ega bo'lamiz. Bu tenglama p^2 funksiyaga nisbatan chiziqli p'ezoo'tkazgich tenglamasi bo'lib hisoblanadi.

I.A. Charniy (7.5) tenglamadagi, \varkappa koeffitsiyentni o'zgaruvchi p bosimga almashtirib, chiziqli tenglamaga

$$p_{or} = p_{min} + 0.7(p_{max} - p_{min}) \quad (7.8)$$

keltirishni taklif etdi. Bunda p_{max} va p_{min} – mos ravishda hisoblash davridagi gaz yotqiziqlarining maksimal va minimal bosimlari.

Quduqqa oqib kiradigan suyuqliklarning aniq masalasini ko'rib chiqamiz.

h o'zgarmas bosimli cheksiz uzunlikdagi qatlamda yotgan, cheksiz kichik radiusli (nuqtali oqib kiradigan) quduqqa oqib kiradigan gazning aniq masalalarini qaraymiz. Boshlang'ich vaqt momentida qatlam ta'sirlanmagan, ya'ni butun qatlam bo'yicha bosim o'zgarmas va p_k ga teng. Shu momentdan boshlab o'zgarmas debitli Q_{at} gaz olina boshlanadi. Qatlamda vaqt o'tishi bilan $p(r,t)$ bosim o'zgarishini topish kerak.

Bu masalani yechish uchun (7.7) linearizatsiya tenglamasidan foydalanamiz. Gazning tekis radial filtratsiyasi uchun bu tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial p^2}{\partial t} = \frac{1}{\kappa} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p^2}{\partial r} \right). \quad (7.9)$$

Bu yerda $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p^2}{\partial r} \right)$ ifoda tekis radial oqim uchun qutb koordinatalarida bosim kvadratiga nisbatan Laplas operatorini ko'rsatadi.

(7.9) tenglama boshlang'ich shartlarda

$$t = 0, \quad 0 < r < \infty \quad \text{da} \quad p^2 = p_k^2 \quad (7.10)$$

va nuqtadan uzoqlashgan chegaraviy shartlarda

$$r = \infty, \quad t > 0 \quad \text{da} \quad p^2 = p_k^2 \quad (7.11)$$

integrallash kerak.

Quduq tubida bosim uchun shart kiritamiz. Buning uchun, tekis radial filtratsiyaning differensial ko'rinishidagi Darsi qonunidan kelib chiqqan massali debitni quyidagi ifoda bilan yozamiz:

$$Q_m = \rho v \omega = \frac{\rho_{at}}{\rho_{at}} p \frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} 2\pi \cdot r h.$$

$Q_m = \rho_{at} \cdot Q_{at}$, $2p(\partial p / \partial r) = \partial p^2 / \partial r$ tengliklardan foydalanib va ρ_{at} ga bo'lib,

$$Q_{at} = \frac{\pi k h}{\rho_{at} \mu} r \frac{\partial p^2}{\partial r} \quad (7.12)$$

ifodani hosil qilamiz.

Bu munosabatdan cheksiz kichik radiusli gaz qudug'i devoridagi shartni

$$r \frac{\partial p^2}{\partial r} = \frac{Q_{at} \rho_{at} \mu}{\pi \cdot k h} \quad (7.13)$$

ifodalaymiz.

Demak, qo'yilgan masalani yechish uchun (7.9) tenglama (7.10), (7.11) va (7.13) shartlarda integrallanishi kerak.

Qo'yilgan masalaning elastik suyuqlik uchun yechimi bo'lib, (6.59) elastik rejim asosiy formulasi hisoblanadi:

$$p_k - p(r, t) = \frac{1}{2} \frac{Q_{at} \mu}{2 \pi k h} \left[-E : \left(-\frac{r_2}{4 \kappa t} \right) \right]. \quad (7.14)$$

Elastik suyuqlik va gaz filtratsiyalari orasidagi analogiya shuni ko'rsatadiki, (7.14) formuladagi bosimni p^2 ga, κ ni κ ga, $Q_{at} \mu / (2 \pi k h)$ ni $Q_{at} \rho_{at} \mu / (\pi k h)$ ga almashtirib, gaz uchun oldimizga qo'yilgan masalaning yechimiga ega bo'lamiz:

$$p_k^2 - p^2(r, t) = \frac{1}{2} \frac{Q_{at} P_{at} \mu}{\pi \cdot kh} \left[-Ei \left(-\frac{r^2}{4\aleph t} \right) \right], \quad (7.15)$$

yoki

$$p(r, t) = \sqrt{p_k^2 - \frac{Q_{at} P_{at} \mu}{2\pi \cdot kh} \left[-Ei \left(-\frac{r^2}{4\aleph t} \right) \right]}. \quad (7.16)$$

(6.59) formulaga asosan $r^2/(4\aleph t)$ argumentning kichik qiymatlari uchun integral ko'rsatkichli funksiyani logarifmik funksiyaga almashtirish mumkin:

$$p_k^2 - p^2(r, t) = \frac{Q_{at} P_{at} \mu}{2\pi \cdot kh} \ln \frac{2.25\aleph t}{r^2} \quad (7.17)$$

yoki

$$p(r, t) = \sqrt{p_k^2 - \frac{Q_{at} P_{at} \mu}{2\pi \cdot kh} \ln \frac{2.25\aleph t}{r^2}}. \quad (7.18)$$

(7.15)...(7.18) tenglamalar yaqinlashuvchi bo'lib hisoblanadilar, chunki bular (7.9) linearizatsiyalangan tenglamani integrallash natijasida hosil qilingan.

7.3. Gazni quduqqa oqib kirishi masalasini statsionar holatni ketma-ket almashtirish usuli bilan yechish

Yuqoridagi bo'limda ko'rsatilganidek, bu usul quyidagi farazlarga asoslangan:

1) gazning har qaysi momentida oxirgi ta'sirlangan oblast mavjud bo'ladi va bunda gazning quduq tomon harakati sodir bo'ladi;

2) ta'sirlangan oblast ichidagi harakat statsionar. Ta'sirlangan oblast o'lchami materiallar balansi tenglamasidan aniqlanadi. Oldingi 7.2-sahifada keltirilgan masalani qaraymiz.

Berilgan o'zgarmas debitli quduqqa gaz nobarqaror oqib kiradi. Bu masalaning oldingi 7.2-sahifadagi masaladan farqi shuki, bunda oxirgi quduq radiusini r_c ga teng deb olamiz.

Vaqtning istalgan momentida ta'sirlangan zona bo'lib $R(t)$ radiusli doiraviy zona hisoblanadi. Bu oblast ichida bosim (5.38) statsionar qonunga asosan taqsimlangan bo'ladi:

$$p(r,t) = \sqrt{p_k^2 - \frac{p_k^2 - p_c^2}{\ell n \frac{R(t)}{r_c}} \ell n \frac{R(t)}{r}}, r_c \leq r \leq R(t). \quad (7.19)$$

Ta'sirlanmagan oblastda bosim boshlang'ich ta'sirlanmagan holatdagi bosimga teng,

$$p = p_k, \quad r > R(t). \quad (7.20)$$

Ta'sirlangan oblastda statsionar filtratsiyani (5.93) formulasiga ko'ra debit uchun

$$Q_{ar} = \frac{\pi k h (p_k^2 - p_c^2)}{\mu p_{at} \ell n \frac{R(t)}{r_c}} \quad (7.21)$$

ifodani yozish mumkin.

Qaraladigan masalada p_c tub bosim vaqtning funksiyasi ekanligini ko'ramiz.

(7.28) tenglamani ushbu

$$\frac{p_k^2 - p_c^2}{\ell n \frac{R(t)}{r_c}} = \frac{Q_{at} p_{at} \mu}{\pi \cdot k h}$$

ko'rinishida yozamiz va (7.19) ta'sirlangan oblastdagi bosimning formulasiga qo'yamiz. Unda

$$p(r,t) = \sqrt{p_k^2 - \frac{Q_{at} p_{at} \mu}{\pi \cdot k h} \ell n \frac{R(t)}{r}} \quad (7.22)$$

ifodaga, ya'ni berilgan debit va qatlam parametrlari orqali ifodalangan bosim taqsimlanishiga ega bo'lamiz.

$R(t)$ ni aniqlash uchun materiallar balansi tenglamasini tuzamiz.

$R(t)$ radiusli qatlam zonasida ($p=p_k$ bo'lganda) gazning boshlang'ich zonasi

$$M_0 = \pi [R^2(t) - r_c^2] h m_0 \rho_k = \pi [R^2(t) - r_c^2] h m_0 \frac{\rho_{at}}{p_{at}} p_k. \quad (7.23)$$

Gazning joriy zaxirasini o'rtacha bosimini \bar{p} orqali ifodalaymiz:

$$M_t = \pi [R^2(t) - r_c^2] h m \bar{p} = \pi [R^2(t) - r_c^2] h m_0 \frac{\rho_{at}}{p_{at}} \bar{p} \quad (7.24)$$

bu yerda, \bar{p} (5.50) barqaror filtratsiya radial formulasidan topiladi:

$$\bar{p} = p_k - \frac{p_k^2 - p_c^2}{4 p_k \ell n \frac{R(t)}{r_c}}. \quad (7.25)$$

Gazning olinishi Q_{at} o'zgarimas debit bilan sodir bo'lgani uchun t momentdagi olingan gaz massasi $\rho_m Q_{at}$ ga teng bo'ladi. Demak,

$$M_0 - M_t = \rho_m Q_{at} t,$$

yoki (7.23) va (7.24) ifodalardan foydalanib,

$$\pi [R^2(t) - r_c^2] h m_0 \frac{\rho_m}{\rho_m} (p_k - \bar{p}) = \rho_m Q_{at} t. \quad (7.26)$$

(7.26) ifodaga \bar{p} o'rtacha o'lchangan bosim uchun (7.25) va Q_{at} uchun (7.21) ifodalarini qo'yib,

$$\pi [R^2(t) - r_c^2] h m_0 \frac{\rho_m (p_k^2 - p_c^2)}{\rho_m 4 p_k \ell n \frac{R(t)}{r_c}} = \rho_m \frac{\pi k h (p_k^2 - p_c^2)}{\mu \rho_m \ell n \frac{R(t)}{r_c}} t,$$

bundan

$$R^2(t) - r_c^2 = \frac{4 k p_k}{\mu \cdot m_0} t = 4 \bar{N} t$$

yoki

$$R(t) = \sqrt{4 \bar{N} t + r_c^2} \quad (7.27)$$

$4 \bar{N} t \gg r_c^2$ dagi vaqtning qiymatlari uchun

$$R(t) = 2 \sqrt{\bar{N} t} \quad (7.28)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

(7.27) yoki (7.28) ta'sirlangan oblast chegarasining harakat qonunini bilgan holda, (7.22) formula bo'yicha qatlam ixtiyoriy nuqtasidagi istalgan vaqt momentidagi bosimni topish mumkin:

$$p(v, t) = \sqrt{p_k^2 - \frac{Q_m \rho_m \mu}{\pi k h} \ell n \frac{\sqrt{4 \bar{N} t + r_c^2}}{r}},$$

$$r_c \leq r \leq \sqrt{4 \bar{N} t + r_c^2},$$

$$p = p_k, \quad r > \sqrt{4 \bar{N} t + r_c^2}, \quad (7.29)$$

$$p_c(t) = \sqrt{p_k^2 - \frac{Q_m \rho_m \mu}{\pi k h} \ell n \frac{\sqrt{4 \bar{N} t + r_c^2}}{r_c}}. \quad (7.30)$$

(7.30) formulalar chegarasiz qatlam uchun ham, R_k radiusli oxirgi ochiq va yopiq qatlamlar uchun ham kerakli bo'ladi. Oxirgi holatda ular depressiya voronkasi qatlam chegaralariga yetmaguncha faqat birinchi faza, ya'ni

$$R(t) = 2 \sqrt{\bar{N} t} \leq R_k$$

uchun foydalaniladi.

Ikkinchi fazadagi bosimning o'zgarishi gaz qatlami turiga bog'liq. Agar yopiq bo'lsa, butun qatlam bo'yicha chegaralarni ham o'z ichiga olgan holda bosimni pasayishi davom etadi. Agar qatlam ochiq ($r=r_k$ da $p=p_k$ bo'lsa) suv naporli bosim bo'lib, ikkinchi fazada p_k-p_c o'zgarimas depressiyali statsionar bosim o'rnatiladi. Bunda

$$P = \sqrt{P_k - \frac{Q_m P_m \mu}{\pi k h} \ln \frac{R_k}{r_c}}$$

7.4. O'rtacha qiymatlar usuli

Gaz nobarqaror filtratsiyasi masalalarini yechishning yaqinlashish usullaridan biri bo'lgan, o'rtacha qiymatlar usulini ko'rib chiqamiz.

Real gazning to'g'ri chiziqli parallel filtratsiyasini qaraymiz. Bu holat uchun differensial tenglama

$$\frac{k}{\mu m_0} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{p}{z(p)} \frac{\partial p}{\partial x} \right] = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{p}{z(p)} \right] \quad (7.31)$$

ko'rinishda bo'ladi.

$z(p)$ yuqori siqiluvchan koeffitsiyentni $z = z(p_0)$ ga almashtirish mumkin deb cheklanamiz. Bunda $p_{0,r}$ - filtratsiya zonasidagi qandaydir o'rtacha bosim. $p_1 = p[z(p)]$ belgilashni kiritamiz. Unda (7.31) tenglama

$$\frac{kz}{\mu m_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(p_1 \frac{\partial p_1}{\partial x} \right) = \frac{\partial p_1}{\partial t}$$

yoki

$$z \frac{\partial^2 p_1^2}{\partial x^2} = \frac{2m_0 \mu}{k} \frac{\partial p_1}{\partial t} \quad (7.32)$$

ko'rinishni oladi.

$t > 0$ bo'lganda istalgan vaqt momentidagi qatlam bosimini aniqlash talab etilgan bo'lsin. Buning uchun boshlang'ich va chegaraviy

$$t > 0 \text{ da } p_1 = p_{10} \quad (7.33)$$

$$x = 0 \text{ da } \frac{\partial p_1^2}{\partial x} = \mu Q / k, \text{ bu yerda, } Q = 2Q_m p_m / (Bh z p_m); \quad (7.34)$$

shartlarni qanoatlantiruvchi zona $0 \leq x \leq L$, $t \geq 0$ o'zgarishdagi (7.31) tenglamaning yechimini topish kerak.

SHKKA usulidagi singari har qaysi vaqt momentida $\ell(t)$ oxirgi ta'sirlangan zona mavjud bo'lib, ularning chegarasida

$$x = \ell(t) \text{ da } p_1^2 = p_{10}^2, \quad \frac{\partial p_1^2}{\partial x} = 0 \quad (7.35)$$

shart bajariladi deb qabul qilamiz.

Qaraladigan o'rtacha qiymatlar usuli asosida

$$\partial p_1 / \partial t = F(t) \quad (7.36)$$

shartning qabul qilinishi yotadi. Bu shart, ta'sirlangan butun qatlam qismidagi bosim bir xil tezlik bilan o'zgaradi degan farazga mos bo'ladi. Unda (7.32) tenglama

$$\frac{\partial^2 p_1^2}{\partial x^2} = \frac{2m_0\mu}{k} F(t) \quad (7.37)$$

ko'rinishni oladi.

Bu tenglamani x bo'yicha ikki marta integrallab,

$$p_1^2 = \frac{m_0\mu}{k} \frac{F(t)}{z} x^2 + bx + C \quad (7.38)$$

ifodani hosil qilamiz.

Galereyada (7.34) va (7.36) ta'sirlangan zona chegarasida chegaraviy shartlaridan foydalanib, integrallashning b va C o'zgarmlarini va $F(t)$ funksiyani topamiz:

$$b = \frac{\mu Q}{k}, \quad c = p_{10}^2 - \frac{Q\mu\ell(t)}{2k}, \quad F(t) = -\frac{Qz}{2m_0\ell(t)}. \quad (7.39)$$

Natijada

$$p_1^2 = p_{10}^2 - \frac{Q\mu\ell(t)}{2k} \left[1 - \frac{x}{\ell(t)} \right]^2, \quad 0 \leq x \leq \ell(t) \quad (7.40)$$

t_1 momentda ta'sirlangan zona $x = L$ qatlam o'tkazmas chegarasiga yetganida, birinchi faza tamom bo'ladi.

Uning davom etishini aniqlash uchun quyidagi o'zgartirishlarni amalga oshiramiz: (7.32) berilgan tenglamani koordinata va vaqt bo'yicha ikki marta integrallab

$$\int_0^{\ell(t)} \int_0^{t(t)} \frac{\partial^2 p_1^2}{\partial x^2} dx dt = \frac{2m_0\mu}{k} \int_0^{t(t)} \int_0^{\ell(t)} \frac{\partial p_1}{\partial t} dt dx,$$

(7.34) va (7.36) chegaraviy shartlarni qo'llab, natijada

$$\bar{p}_1 = p_{10} - \frac{zQ}{2m_0} \frac{t}{\ell(t)}. \quad (7.41)$$

ifodani hosil qilamiz. Bunda

$$\bar{p}_1 = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} p_1(x, t) dx.$$

O'rtacha bosimni ushbu tenglikdan

$$\bar{p}_1 = \sqrt{\frac{1}{\ell(t)} \int_0^{\ell(t)} p_1^2 dx} = \sqrt{\frac{1}{\ell(t)} \int_0^{\ell(t)} \left[p_{10}^2 - \frac{Q\mu\ell}{2k} \left(1 - \frac{x}{\ell} \right)^2 \right] dx} = \sqrt{p_{10}^2 - \frac{Q\mu\ell(t)}{6k}}. \quad (7.42)$$

aniqlash mumkin degan gipotezani qabul qilamiz.
(7.42) va (7.43) ifodalarni tenglashtirib

$$p_{10} - \frac{\bar{z}Qt}{2m_0\ell(t)} = \sqrt{p_{10}^2 - \frac{Q\mu\ell(t)}{6k}}$$

va bundan

$$t = \frac{2m_0\ell(t)}{\bar{z}Q} \left(p_{10} - \sqrt{p_{10}^2 - \frac{Q\mu\ell(t)}{6k}} \right) \quad (7.43)$$

ekanligi kelib chiqadi.

$t(t) = L$ deb qarab, birinchi faza t_1 davom etishi vaqtini hosil qilamiz:

$$t_1 = \frac{2m_0\ell(t)}{\bar{z}Q} \left(p_{10} - \sqrt{p_{10}^2 - \frac{Q\mu L(t)}{6k}} \right) \quad (7.44)$$

Ikkinchi faza o'tish vaqti davomida $x = L$ chegarada bosim tushadi va (7.35) shart bajariladi. Gaz qatlamni kuchsizlanganligining ikkinchi fazasidagi munosabat analogik ravishda o'rnatiladi. Kerakli matematik almashtirishlarni amalga oshirib, qatlam bo'yicha bosim taqsimlanishi qonuniga

$$p_1^2 - p_{1g}^2 = \frac{Q\mu}{k} x \left(1 - \frac{x}{2L} \right) \quad (7.45)$$

va galereyadagi bosim o'zgarishi qonunlariga

$$p_g = \left(p_{10} - \frac{Qz}{2m_0L} t \right)^2 - \frac{Q\mu L}{3k} \quad (7.46)$$

ega bo'lamiz.

Nazorat savollari:

1. Gaz nobarqaror filtratsiyasi nima?
2. Nobarqaror filtratsiya differensial tenglamasini yozing.
3. Linearizatsiya nima?
4. Leybenzon tenglamasini linearizatsiyalashni tushuntiring.
5. Gazni quduqqa oqib kirishi masalasini statsionar holatini ketma-ket almashtirish usuli bilan tushuntirib bering.
6. O'zgarmas debitli quduqni tushuntiring.
7. O'rtacha qiymat usuli qanday tatbiq etiladi?
8. Yaqinlashuvchi tenglamalarni yozib ko'rsating.
9. Linearizatsiya tenglamasining boshlang'ich va chegaraviy shartlarini ko'rsating.

10. Real gaz nobarqaror filtratsiyasining chiziqli bo'lmagan parabolik differensial tenglamasini yozing.

Xulosa

G'ovak muhitdagi gazning harakati nazariyasi asosida Leybenzon tomonidan keltirib chiqarilgan g'ovak muhitdagi gazning barqaror va nobarqaror differensial tenglamalari yotadi. Ideal gaz barqaror filtratsiyasini differensial tenglamasi uzuksizlik tenglamasiga filtratsiya komponent tezliklari ifodasini va ideal gaz zichligini qo'yib, keltirib chiqarilgan.

Chiziqli bo'lmagan differensial tenglamani chiziqlikka almashtirilsa, ya'ni uni linearizatsiya qilinsa, unda uni yechimi osonlashadi. Bunga sabab chiziqli tenglama uchun aniq analitik yechimlar mavjud. Shu sababli Leybenzon tenglamasining linearizatsiyasi keltirilgan.

Gazni quduqqa oqib kirishi masalasini statsionar holatni ketma-ket almashtirish va o'rtacha qiymatlar usullari bilan yechish tartibi berilgan.

8. SUYUQLIK VA GAZLARNI O'ZARO SIQIB CHIQUARISH

G'ovak muhitda suyuqliklarning bo'linish chegarasidagi harakati ga oid masalalar nazariy va amaliy jihatidan juda katta qiziqish uyg'otadi.

Bu masalalarning yechimi bilan bog'liq birinchi tadqiqotlarni L.S. Leybenzon o'tkazgan. Keyinchalik bu masalalar M.Masket, V.N. Shelkachev, I.A. Charniy, P.Ya. Polubarinova-Kochina, A.M. Pirverdyan, N.N. Verigin va boshqalar tomonidan rivojlan-tirilgan.

G'ovak muhitda bir suyuqlikning ikkinchisi, neft yoki gazni suv bilan siqib chiqarish jarayonini tahlil qilishda ko'pincha «porshen harakati» sxemasi qo'llaniladi.

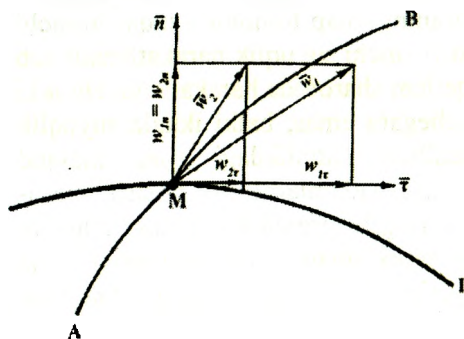
Bu sxemaga muvofiq harakatlanuvchi suyuqliklar orasida qat'iy chegara mavjud bo'lib, bu chegaraning chap tomonida faqat birinchi suyuqlik, o'ng tomonida esa faqat ikkinchi suyuqlik harakatlanadi deb faraz qilinadi. Lekin tadqiqotlar qatlam sharoitida harakatlanuvchi ikki suyuqlikni ajratib turuvchi aniq chegara emas, balki ikkala suyuqlik birgalikda harakat qiluvchi sezilarli kattalikdagi zona mavjud bo'lishini ko'rsatadi. Neft yoki gazli qatlamlarni suv bosishi masalalarini tadqiqod qilishda ikkala suyuqlik birgalikda harakat qiluvchi zona kengligini, uning har bir suyuqlik bilan to'yinganligining zona bo'yicha o'zgarishining qonuniyatini bilish katta ahamiyatga ega. Chunki bu omillar konni ishlatish muddati, undan neft yoki gaz olish koeffitsiyentining joriy hamda chegaraviy qiymatlarini belgilaydi. Neft va gaz konlar ishlatishning gidrodinamik tadqiqoti davomida ikki fazali zona mavjudligini, bu zona chegarasida harakatlanuvchi suyuqliklarning o'zaro ta'sirini hisobga olmaslik, quduq debiti qiymatini oshirib ko'rsatish va konni ishlatish muddatining qariyb ikki barobar kamayishlariga olib kelishi aniqlangan.

8.1. Suyuqliklarni o'zaro siqib chiqarishda harakatlanuvchi bo'linish chegarasidagi kinematik shartlar

G'ovak muhitda ikki suyuqlikning bo'linish chegarasi harakati haqidagi masalalarni aniq yechimini keltirishning asosiy qiyinchiligi shundan iboratki, oqim chizig'ini suyuqlikning chegarasida olinishidir.

Berilgan momentda M nuqtada, $\bar{\tau}$ urinma va \bar{n} normallarda bo'lgan suv va neft filtratsiya tezliklarining proyeksiyalarini topamiz. Bunda oqim chizig'i suyuqliklarning chegarasida olinadi.

I-I egri chiziq (8.1-rasm) qovushoqliklari μ_1 va μ_2 bo'lgan ikki suyuqlikning bo'linishida, masalan, $\mu_2 > \mu_1$ (neft suv bilan siqib chiqariladigan) bo'lsin. I-I chegaradagi ixtiyoriy M nuqtani qaraymiz va bundan $\bar{\tau}$ urinma hamda \bar{n} normalni I-I suyuqliklar bo'linish chegarasida o'tkazamiz. Bunda chegaraning ikki tomonida ham g'ovak muhitni va g'ovaklik koeffitsiyentlarini o'zgarmas deb hisoblaymiz.



8.1-rasm. Suyuqlikning bo'linish chegarasida oqim chiziqklarining sinishi.

bo'lishi kerak, chunki kichik tezliklarda (tovush tezligidan kichik bo'lganda) bosim uzilishi uzluksiz yaxlit oqimlarda bo'lishi mumkin emas. Ikkala suyuqliklardagi filtratsiya tezliklarining urinma tashkil etuvchilari Darsi qonuni bo'yicha aniqlanadi:

$$v_{1n} = -\frac{k}{\mu_1} \frac{\partial p}{\partial \tau}; \quad (8.1)$$

$$v_{2n} = -\frac{k}{\mu_2} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (8.2)$$

$\mu_2 > \mu_1$ bo'lgani uchun, (8.1) va (8.2) tenglamalardan $v_{1r} > v_{2r}$ ekanligiga ega bo'lamiz. Bundan, $\vec{v}_1 (\vec{v}_1 = \vec{v}_{1r} + \vec{v}_{1n})$ filtratsiya tezligining natijaviy vektori AM oqim chizig'iga urinma bo'lib, MB neft oqim chizig'iga urinma bo'lgan $\vec{v}_2 (\vec{v}_2 = \vec{v}_{2r} + \vec{v}_{2n})$ vektoridan katta.

Demak, M nuqtadan o'tadigan AM va MB oqim chiziqlari M nuqtada sinishga ega bo'ladi. Suyuqliklarni bo'linish chegarasidagi oqim chiziqlarining sinishini hisobga olish, bo'linish chegarasi harakati masalalarini aniq yechimida asosiy qiyinchiliklarni keltirib chiqaradi. Oqim chizig'i faqat ikki holda, ya'ni to'g'ri chizikli parallel va tekis radial bo'linish chegarasi harakatlarida (qachon $v_{1r} = v_{2r} = 0$ bo'lsa) sinmaydi.

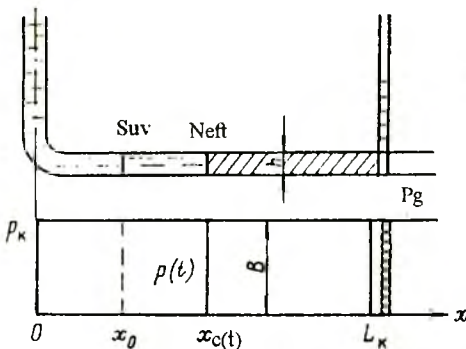
8.2. Neftni suv bilan to'g'ri chizikli parallel siqib chiqarish

G'ovak muhitdagi neftni suv bilan «porshenli siqib chiqarish»da neft va suvning zichliklarini bir xil deb qaraymiz. Bu neft va suv kontakt tekisligini vertikal deb qarash imkoniyatini beradi. Neftning μ_H va suvning μ_c dinamik qovushoqlik koeffitsiyentlarining har xilligini hisobga olamiz. 8.2-rasmida to'g'ri chizikli parallel harakat holati uchun siqib chiqarish sxemasi ko'rsatilgan. Iste'mol konturi va

galereyada mos ravishda p_k va p_g o'zgarmas bosimlar saqlab turilibdi.

x_0 neft tashuvchi kontur boshlang'ich holati galereya va iste'mol konturiga parallel. Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

x_c — siqib chiqarish boshlanganidan keyin t momentda neft tashuvchi qatlamligacha bo'lgan joriy vaqtdagi masofa; L_k — iste'mol konturidan galereyagacha bo'lgan masofa;



8.2-rasm. Suv-neft bo'linish chegarasining to'g'ri chizikli parallel harakatida qatlam modeli sxemasi.

p_c , p_H – mos ravishda suv tashuvchi va neft tashuvchi qatlam qismining ixtiyoriy nuqtasidagi bosim; $p(t)$ – iste'mol konturidan x_c masofadagi, suv-neft bo'linish chegarasidagi bosim.

Bizga ma'lumki, bir jinsli barqaror to'g'ri chizikli-parallel filtratsiya oqimidagi (3-bob, 3.2-sahifa) holat uchun filtratsiyaning bosim va tezlik taqsimlanishlari quyidagi tenglamalar bilan yoziladi:

$$p = p_k - \frac{p_k - p_g}{L_k} x = p_g + \frac{p_k - p_g}{L_k} (L_k - x); \quad (8.3)$$

$$v = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_g}{L_k} \quad (8.4)$$

Bunda galereyaga parallel chiziqlar izobarlar bo'lib hisoblanadi. (8.3) va (8.4) formulalarga asosan suv tashuvchi oblastdagi filtratsiya bosimi va tezliklarining taqsimlanishini

$$p_c = p_k - \frac{p_k - p(t)}{x_c(t)} x, \quad 0 \leq x \leq x_c \quad (8.5)$$

$$v_c = \frac{k}{\mu_c} \cdot \frac{p_k - p(t)}{x_c(t)} \quad (8.6)$$

ko'rinishlarda yozishimiz mumkin.

Suyuqlik bo'linish chegarasiga mos tushadigan izobarani iste'mol konturi deb qabul qilsak, neft tashuvchi zonadagi filtratsiya bosimi va tezligi tarqalishini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$p_H = p_g + \frac{p(t) - p_g}{L_k - x_c(t)} (L_k - x), \quad x_c(t) \leq x \leq L_k \quad (8.7)$$

$$v_H = \frac{k}{\mu_H} \cdot \frac{p(t) - p_g}{L_k - x_c(t)} \quad (8.8)$$

Bo'linish chegarasidagi $p(t)$ bosimni topamiz. Suyuqlikning siqilmasligi va oqimning uzluksizligi tufayli oqim chizig'i $0x$ o'qqa parallel (bo'linish chegarasida sinish bo'lmaydi) to'g'ri chiziq ko'rinishiga ega bo'ladi, filtratsiya tezligi esa qatlamning hamma nuqtalarida bir xil ($v_c = v_H$) bo'ladi.

Unda (8.6) va (8.8) tenglamalardan

$$\frac{k[p_k - p(t)]}{\mu_c x_c(t)} = \frac{k[p(t) - p_g]}{\mu_H [L_k - x_c(t)]} \quad (8.9)$$

hosil qilamiz.

Suyuqliklar bo'linishidagi bosim

$$P(t) = \frac{P_k \mu_H [L_k - x_c(t)] + P_f \mu_c x_c(t)}{\mu_c x_c(t) + \mu_H \mu_H [L_k - x_c(t)]}. \quad (8.10)$$

Endi neft va suvning quyidagi filtratsiya xarakteristikalarini aniqlaymiz:

1. *Suv tashuvchi va neft tashuvchi oblastlarda bosim taqsimlanishi.* Buning uchun (8.10) ifodani (8.5) va (8.7) tenglamalarga qo'yamiz:

$$p_c = p_k - \frac{\mu_c (p_k - p_g)}{\mu_c x_c(t) + \mu_H [L_k - x_c(t)]} x \quad (8.11)$$

$$p_H = p_g - \frac{\mu_H (p_k - p_g)}{\mu_c x_c(t) + \mu_H [L_k - x_c(t)]} (L_k - x). \quad (8.12)$$

2. *Filtratsiya tezligi.* (8.10) ifodani (8.6) va (8.8) tenglamalarga qo'yamiz:

$$v_c = v_H = \frac{k_c (p_k - p_g)}{\mu_c x_c(t) + \mu_H [L_k - x_c(t)]}. \quad (8.13)$$

3. *Q suyuqlik sarfi (galereya debiti).* (8.13) tenglamani Bh oqim ko'ndalang kesimi yuzasiga ko'paytiramiz:

$$Q = \frac{k(p_k - p_g)}{\mu_c x_c(t) + \mu_H [L_k - x_c(t)]} Bh. \quad (8.14)$$

4. *Bosim gradiyenti.* x bo'yicha (8.11) va (8.12) tenglamalarni differensiallaymiz:

$$\frac{\partial p_c}{\partial x} = - \frac{\mu_c (p_k - p_g)}{\mu_c x_c(t) + \mu_H [L_k - x_c(t)]}, \quad (8.15)$$

$$\frac{\partial p_H}{\partial x} = - \frac{\mu_H (p_k - p_g)}{\mu_c x_c(t) + \mu_H [L_k - x_c(t)]}. \quad (8.16)$$

5. $x_c = x_c(t)$ bo'linish chegarasi harakati qonuni harakatini filtratsiya va o'rtacha tezliklarining munosabatlaridan topamiz:

$$v = m\omega = m \frac{dx_c}{dt}.$$

Bundan

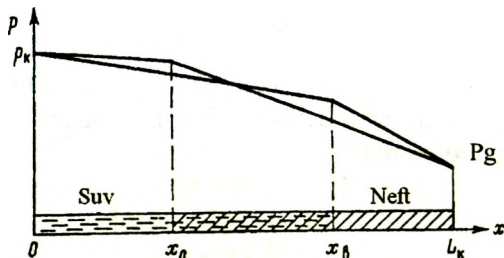
$$dt = \frac{m}{v} \cdot dx_c = \frac{m}{k(p_k - p_g) \mu_c x_c(t) + \mu_H [L_k - x_c(t)]} dx_c. \quad (8.17)$$

(8.17) tenglamani 0 dan t gacha va x_0 dan x_c gacha integrallab

$$t = \frac{m}{k(P_k - P_f)} \left[\mu_H L_k (x_c - x_0) - \frac{1}{2} (\mu_H - \mu_c) (x_c^2 - x_0^2) \right] \quad (8.18)$$

ifodani hosil qilamiz.

Neftni to'liq siqib chiqarishdagi vaqtni topish uchun, (8.18) formulaga $x_c = L_k$ ni qo'yish kerak, unda



8.3-rasm. Neftni suv bilan siqib chiqarishda bosim tarqalish egri chizig'i.

$$T = \frac{m}{2k(p_k - p_g)} [\mu_c(L_k^2 - x_0^2) + \mu_H(L_k - x_0)^2]$$

bo'ladi.

x_c bo'linish chegarasi koordinatalarining t vaqt bo'yicha bog'lanishni topish uchun (8.18) kvadrat tenglamani x_c ga nisbatan yechamiz:

$$x_c = \frac{\mu_H}{\mu_H - \mu_c} L_k - \sqrt{\left(\frac{\mu_H}{\mu_H - \mu_c} L_k - x_0\right)^2 + \frac{2k(p_k - p_g)}{m(\mu_H - \mu_c)} t} \quad (8.19)$$

x_c ning bu qiymatini (8.13) va (8.14) formulalarga qo'yib, filtratsiya tezligi va galereya debitlarining vaqt bo'yicha o'zgarishlarini topamiz:

$$v = \frac{k(p_k - p_g)}{\sqrt{[\mu_H L_k - (\mu_H - \mu_c)x_0]^2 - \frac{2k(p_k - p_g)}{m}(\mu_H - \mu_c) t}}; \quad (8.20)$$

$$Q = \frac{khB(p_k - p_g)}{\sqrt{[\mu_H L_k - (\mu_H - \mu_c)x_0]^2 - \frac{2k(p_k - p_g)}{m}(\mu_H - \mu_c) t}} \quad (8.21)$$

Hosil qilingan oqim xarakteristikalarini tahlil qilamiz.

1. (8.11) va (8.12) tenglamalardan ko'ramizki, qatlamdagi bosim faqat x koordinatalarga bog'liq bo'lmasdan, balki x_c bo'linish chegarasi joylashishiga ham bog'liq bo'ladi. Lekin x_c (8.19)

tenglamadan ko'rinadiki, vaqtga ko'ra ortadi. Bundan qatlam bosimi vaqt bo'yicha suv tashuvchi zonada tushishi, neft tashuvchi qatlamda esa ko'tarilishi kuzatiladi. 8.3-rasmda bo'linish chegarasi x_c holatni egallagan, boshlang'ich momentda siqib chiqarishdagi va qandaydir t vaqt o'tgandan keyingi bo'linish chegarasi x_c holatni egallagandagi bosim taqsimlanishlari ko'rsatilgan. Grafikdan ko'rinadiki, bo'linish chegarasida p'ezometrik chiziq sinishga ega.

2. ν filtratsiya tezligi (8.20) va Q suyuqlik sarfi (8.21) ham vaqtga ko'ra o'zgaradi. $\Delta p = p_k - p_x$ depressiyaning o'zgarishligiga qaramasdan, qatlamda suyuqlik nobarqaror harakatining bo'lishi kelib chiqadi.

$\mu_H > \mu_c$ da, yuqorida ko'rsatilgan formulalardan ko'rinadiki, filtratsiya tezligi va galereya debiti vaqt o'tishi bilan orta boradi (neft tashuvchi kontur harakati o'lchamida).

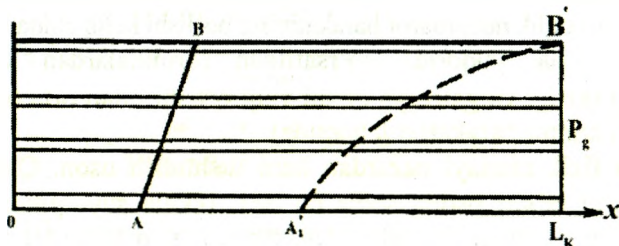
Buni fizik nuqtayi nazardan ham tushunish oson. Qatlamda Δp bosim farqi ta'siri ostida sodir bo'ladi. Ikkala suyuqlikda qarshilik ko'rsatuvchi kattaliklar, ular oblastlarining o'lchamlariga bog'liq bo'ladi.

Vaqt o'tishi bilan suv tashuvchi oblast kengayadi, suv tashuvchi oblastdagi qarshilik shu o'lchamlardagi neft tashuvchi oblastnikiga nisbatan ancha kichik. Demak, ikkala oblastning umumiy qarshiligi vaqt bo'yicha kamayadi, o'zgarish Δp depressiyasi esa filtratsiya tezligining va galereya debitining oshishiga olib keladi.

Agar qatlamda AB suv neftli kontaktning joylashishi holati galereyaga parallel bo'lmasa, unda bu masalani faqat yaqinlashish, masalan, V.N. Shelkachov tomonidan taklif etilgan «polosalar» usulidan foydalaniladi (8.4-rasm). Oqimda, har birining chegaralarida suv neft kontakti galereyaga parallel deb hisoblanadigan ensiz poloskalar ajratiladi va har bir poloskadagi harakat yuqoridagi keltirib chiqariladigan formulalar yordamida yoziladi. Bunda, (8.20) formuladan ko'rinadiki, x_0 qancha katta bo'lsa, ν filtratsiya tezligi shuncha katta bo'ladi. Bundan kelib chiqadiki, bo'linish chegarasi B nuqtada A nuqtaga nisbatan tezroq harakatlanadi va galereyaning suvga to'lishi xuddi mana shu BB' chiziq bo'yicha, bu vaqtda neft tashish konturi boshqa chiziqlar bo'yicha, neft tashish kontur esa boshqa chiziqlar bo'ylab galereyadan yanada uzoqlashgan bo'ladi. Demak, agar suv-neft bo'linish chegarasida neft yotqiziqqlarining ishlanishida «suvli til» hosil bo'lsa, unda u nafaqat yo'qolib ketmaydi,

balki qolgan suv-neft kontaktiga qaraganda katta tezlik bilan harakatlanib tezda choʻziladi.

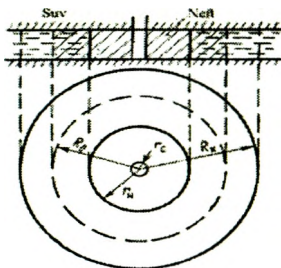
3. (8.19) tenglamani hisobga olib, (8.15) va (8.16) tenglamalardan koʻramizki, suv va neft tashuvchi oblastlardagi bosim gradiyentlari vaqt boʻyicha ortadi. Buni 8.3-rasmdan koʻrish mumkin. Neft tashuvchi oblastda bosim gradiyenti, suv tashuvchiga koʻra koʻp, yaʼni neftning qovushoqligi suvnikiga nisbatan qancha koʻp boʻlsa, uning bosim gradiyenti ham suvnikiga nisbatan shuncha koʻp boʻladi.



8.4- rasm. «Polosa» usulidan foydalanish.

8.3. Neftni suv bilan tekis radial siqib chiqarish

Darsi qonuniga koʻra, tekis radial shartlaridagi neftni suv bilan siqib chiqarish masalasini qaraymiz (8.5-rasm). R_k radiusli isteʼmol konturida p_k oʻzgarmas bosim va r_c radiusli quduq tubida p_c oʻzgarmas bosimlar ushlab turilibdi hamda h qatlam qalinligi va uning k oʻtkazuvchanliklari ham oʻzgarmas boʻlsin.



8.5-rasm. Neftni suv bilan tekis radial siqib chiqarishdagi qatlam sxemasi.

Quyidagi belgilashlarni kiritamiz: R_0 va r_H mos ravishda boshlangʻich va qaraladigan paytdagi neft tashuvchi konturlar joylashishi; p_c va p_H – mos ravishda suv va neft tashuvchi oblastlarning ixtiyoriy nuqtasidagi bosimlari; p –suyuqliklar boʻlinish chegarasidagi bosim.

Bir jinsli suyuqlikning barqaror tekis radial harakati

holatidagi oqimda (3-bob, 3.2-sahifa) bosim taqsimlanishi va filtratsiya tezligi quyidagi tenglamalar bilan yoziladi:

$$p = p_k - \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r} = p_c + \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{r}{r_c}$$

$$v = \frac{k}{\mu} \cdot \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \cdot \frac{1}{r}$$

Agar qaraladigan momentda neft tashuvchi konturga mos keladigan izobarani quduq sifatida qabul qilsak, unda suv oblastdagi bosim va filtratsiya tezligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$p_c = p_k - \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r}; \quad (8.22)$$

$$v = \frac{k}{\mu_c} \cdot \frac{p_k - p_c}{\ln \frac{R_k}{r_H}} \cdot \frac{1}{r}. \quad (8.23)$$

Agar r_H ga mos keladigan izobarani iste'mol konturi sifatida qabul qilsak, unda neft tashuvchi oblastdagi bosim taqsimlanishi va filtratsiya tezligini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$p_H = p_c + \frac{p - p_c}{\ln \frac{r_H}{r_c}} \ln \frac{r}{r_c}; \quad (8.24)$$

$$v_H = \frac{k}{\mu_H} \cdot \frac{p - p_c}{\ln \frac{r_H}{r_c}} \cdot \frac{1}{r}. \quad (8.25)$$

Suyuqliklar bo'linish chegarasidagi p bosimni shu chegarada neft va suv filtratsiya tezliklarining tengligi shartidan topamiz. Buning uchun $r = r_H$ da (8.23) va (8.25) ifodalarni tenglashtiramiz. Natijada

$$\frac{k}{\mu_c} \cdot \frac{p_k - p}{\ln \frac{R_k}{r_H}} \cdot \frac{1}{r_H} = \frac{k}{\mu_H} \cdot \frac{p - p_c}{\ln \frac{r_H}{r_c}} \cdot \frac{1}{r_H}$$

Bundan

$$p = \frac{p_k \mu_H \ln \frac{r_H}{r_c} + p_c \mu_c \ln \frac{R_k}{r_H}}{\mu_c \ln \frac{R_k}{r_H} + \mu_H \ln \frac{r_H}{r_c}}. \quad (8.26)$$

Qaraladigan neft va gaz tekis radial filtratsiya oqimining harakatlarini aniqlaymiz. (8.26) tenglamani (8.22) va (8.24) tenglamaga qo'yib suv tashuvchi va neft tashuvchi oblastlardagi bosim taqsimlanishlarini topamiz:

$$p_c = p_k - \frac{\mu_c (p_k - p_c)}{\mu_c \ell n \frac{R_k}{r_H} + \ell n \frac{r_H}{r_c}} \ell n \frac{R_k}{r}; \quad (8.27)$$

$$p_H = p_c + \frac{\mu_H (p_k - p_c)}{\mu_c \ell n \frac{R_k}{r_H} + \mu_H \ell n \frac{r_H}{r_c}} \ell n \frac{r}{r_c}. \quad (8.28)$$

Bu formulalardan ko'rinadiki, ikki zonada ham bosim taqsimlanishining qonuniyati logarifmik bo'ladi.

Agar (8.27) va (8.28) formulalar maxrajlarini ushbu

$$\mu_c \ell n \frac{R_k}{r_H} + \mu_H \ell n \frac{r_H}{r_c} = \ell n \frac{r_H^{\mu_H - \mu_c} \cdot R_k^{\mu_c}}{r_c^{\mu_H}}$$

ko'rinishda yozsak, unda vaqtga ko'ra kamayadi. U paytda (8.27) va (8.28) formulalardan ko'ramizki, qatlam suv tashuvchi qismida vaqt o'tishi bilan bosim ortadi. Shunday qilib, bu yerda, ham xuddi to'g'ri chiziqli parallel oqimi singari ko'rinish namoyon bo'ladi.

2. Ikkala oblast oqimidagi gradiyent bosimlarini (8.27) va (8.28) tenglamalarni differensiallab topamiz:

$$\frac{\partial p_c}{\partial r} = \frac{\mu_c (p_k - p_c)}{\mu_c \ell n \frac{R_k}{r_H} + \mu_H \ell n \frac{r_H}{r_c}} \ell n \frac{1}{r}; \quad (8.29)$$

$$\frac{\partial p_H}{\partial r} = \frac{\mu_H (p_k - p_c)}{\mu_c \ell n \frac{R_k}{r_H} + \mu_H \ell n \frac{r_H}{r_c}} \frac{1}{r}. \quad (8.30)$$

Bu formulalardan ko'zramizki, vaqt o'tishi bilan bosim gradiyenti suv tashuvchi qatlamda ham, neft tashuvchi qatlamda ham ortadi.

Suyuqliklar bo'linish chegarasida ($r = r_H$ da) bosim gradiyenti neft tashuvchi qatlamdagidagidek « μ_H » va « μ_c » dan qancha katta bo'lsa, shuncha katta bo'ladi. Bu shundan darak beradiki, suyuqliklarning bo'linish chegarasida p'ezometrik chiziq sinishga ega.

3. Suyuqliklarning filtratsiya tezliklarni Darsi qonuniga ko'ra aniqlaymiz:

$$v_c = \frac{k}{\mu_c} \frac{\partial p_c}{\partial r}; \quad (8.31)$$

$$v_H = \frac{k}{\mu_H} \frac{\partial p_H}{\partial r} \quad (8.32)$$

(8.31) tenglamaga (8.29) tenglamadan bosim gradiyenti qiymatini (8.32) tenglama esa (8.30) tenglamani qo'yib,

$$v_c = \frac{k(p_k - p_c)}{\mu_c \ell n \frac{R_k}{r_H} + \mu_H \ell n \frac{r_H}{r_c}} \cdot \frac{1}{r}, \quad R_k \geq r \geq r_H; \quad (8.33)$$

$$v_H = \frac{k(p_k - p_c)}{\mu_c \ell n \frac{R_k}{r_H} + \mu_H \ell n \frac{r_H}{r_c}} \cdot \frac{1}{r}, \quad r_H \geq r \geq r_c. \quad (8.34)$$

ifodalarni hosil qilamiz.

(8.33) va (8.34) formulalardan ko'rinadiki, suvning ham, neftning ham filtratsiya tezliklari vaqt bo'yicha orta boradi.

4. «Q» quduq debitini va «v» filtratsiya tezligini $\Omega = 2\pi hr$ yuzaga ko'paytirib topamiz:

$$Q = \frac{2\pi kh(p_k - p_c)}{\mu_c \ell n \frac{R_k}{r_H} + \mu_H \ell n \frac{r_H}{r_c}} \quad (8.35)$$

$\Delta p = p_k - p_c$ o'zgarmas depressiyada quduq debiti vaqt bo'yicha, ya'ni neft tashuvchi kontur unga yaqinlashishi bilan ko'payadi.

3. Suyuqliklarning bo'linish chegarasi harakati qonuniyatini filtratsiya tezliklari va harakat o'rtacha tezligi o'rtasidagi munosabatdan topamiz:

$$v = m\omega = -m \frac{dr_H}{dt}$$

Bundan

$$dt = -\frac{m}{v} dr_H = -\frac{m}{k(p_k - p_c)} \left(\mu_c \ell n \frac{R_k}{r_H} + \mu_H \ell n \frac{r_H}{r_c} \right) r_H dr_H \quad (8.36)$$

(8.36) tenglamani Q dan t gacha va R_0 dan r_H gacha integrallab

$$\begin{aligned} t &= \frac{m}{k(p_k - p_c)} \int_{r_H}^{R_0} \left[(\mu_H - \mu_c) r_H \ell n r_H - (\mu_H \ell n r_c - \mu_c \ell n R_k) r_H \right] dr_H = \\ &= \frac{m}{2k(p_k - p_c)} \left[\mu_H \left(R_0^2 \ell n \frac{R_0}{r_c} - r_H^2 \ell n \frac{r_H}{r_c} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \mu_c \left(R_0^2 \ell n \frac{R_k}{R_0} - r_H^2 \ell n \frac{R_k}{r_H} \right) - \frac{\mu_H - \mu_c}{2} (R_c^2 - r_H^2) \right] \quad (8.37) \end{aligned}$$

Neftli suv bilan siqib chiqarishdagi « T » vaqtini, $r=r_c$ ni (8.37) tenglamaga qo‘yib topamiz. Natijada (« r_c^2 » ni « R_0^2 » ga nisbatan hisobga olmay)

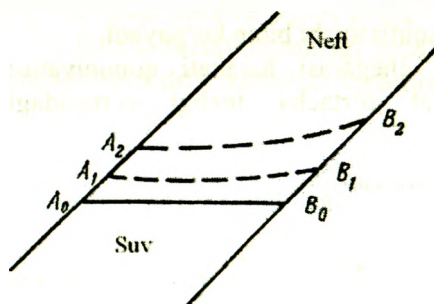
$$T = \frac{m}{2k(\rho_k - \rho_c)} \left[\mu_H R_0^2 \left(\ln \frac{R_0}{r_c} - \frac{1}{2} \right) + \mu_c R_0^2 \left(\ln \frac{R_k}{R_0} + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (8.38)$$

ifodani hosil qilamiz.

8.4. Suyuqliklar bo‘linish chegarasining barqarorligi

Suyuqliklar bo‘linish chegarasi harakatining real sharoitlarda, yuqorida qarab chiqilgan sxemalarga ko‘ra tabiiyki murakkabroq bo‘ladi, chunki suv neftli (gaz suvli) kontakt murakkab maydon harakatini hosil qiladi. Real sharoitlarda mahsuldor qatlam egilgan va boshlang‘ich gorizont joylashishga ega suyuqlik bo‘linishi chegarasi neft yotqizilari ishlanishi protsessida deformatsiyalanadi.

Neft yotqizig‘i egilgan qatlamda A_0B_0 suv-neft kontaktda boshlang‘ich gorizont holatda joylashgan bo‘lsin (8.6-rasm).



8.6-rasm. Qiya qatlamda suv-neft kontakt harakati sxemasi.

Neft olinishida suv-neft bo‘linish chegarasi ko‘cha boshlab, A_1B_1 , A_2B_2 va h.k. ketma-ket holatlarni egallaydi. Bo‘linish chegarasi harakatining barqarorligi masalasini qaraymiz. Darsi qonuniga ko‘ra har qaysi suyuqlikning filtratsiya tezligi og‘irlik kuchini hisobga olib, formulalar bo‘yicha;

$$v_c = -\frac{k_1}{\mu_c} \left(\frac{\partial P}{\partial S} + \rho_c g \frac{\partial z}{\partial S} \right);$$

$$v_H = -\frac{k_2}{\mu_H} \left(\frac{\partial P}{\partial S} + \rho_H g \frac{\partial z}{\partial S} \right) \quad (8.39)$$

aniqlanadi.

Chetlab o‘tib bo‘lmaydigan bo‘linish chegarasi ta’sirlanishlari tufayli suv zaxiralari neft bilan egallangan oblastga tushadilar va bunda ularning keyingi harakatlari tezlanishi yoki sekinlashishi mumkin. Birinchi holatda, suv zarrasi harakati tezlashganda, bo‘linish chegarasi harakati nobarqaror bo‘ladi; ikkinchi holatda, suv zarrasi

harakati barqaror bo'ladi. Bo'linish chegarasi harakati barqarorligi shartini quyidagi elementar tasavvurlardan o'rganamiz. Quyidagi belgilashlarni kiritamiz: $(v_c)_H$ – neft oqimiga $(\partial p / \partial S)_H$ bosim gradiyenti bilan tushgan suv zarrasining filtratsiya tezligi; $(k_1)_2$ – neft harakati zonasidagi suv uchun qatlam o'tkazuvchanligi.

Unda (8.39) ning birinchi tenglamasidan

$$(v_c)_H = -\frac{k}{\mu_H} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_H + \rho_c g \frac{\partial z}{\partial S} \right], \quad (8.40)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Suv zarralari tekkan asosiy neft zarralaring filtratsiya tezligi

$$v_H = -\frac{k_2}{\mu_H} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_H + \rho_c g \frac{\partial z}{\partial S} \right], \quad (8.41)$$

bo'ladi.

(8.40) va (8.41) tenglamalardan $(v_c)_H$ va v_H filtratsiya tezliklarining o'zaro bog'lanishlarini hosil qilamiz:

$$\frac{\mu_c}{(k_1)_2} (v_c)_H + \rho_c g \frac{\partial z}{\partial S} = \frac{\mu_H}{K_c} v_H + \rho_H g \frac{\partial z}{\partial S} = - \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_H$$

Bundan

$$(v_c)_H = \frac{\mu_H}{\mu_c} \frac{(k_1)_2}{k_2} v_H - \frac{(k_1)_2}{\mu_c} (\rho_c - \rho_H) g \frac{\partial z}{\partial S}.$$

Bo'linish chegarasi harakati barqarorligini filtratsiya tezliklarining farqi bo'yicha ham qarash mumkin.

$$\Delta v = (v_c)_H - v_H = \left[\frac{\mu_H}{\mu_c} \frac{(k_1)_2}{k_2} - 1 \right] v_H - \frac{(k_1)_2}{k_2} (\rho_c - \rho_H) g \frac{\partial z}{\partial S} \quad (8.42)$$

$\Delta v \leq 0$ bo'lganda suyuqliklar bo'linish chegaralari harakati barqaror, $\Delta v \geq 0$ da esa harakat nobarqaror bo'ladi.

Agar gorizontga nisbatan qatlam qiyaligini α orqali belgilasak, unda $\partial z / \partial S = \sin \alpha$ bo'ladi.

U holda (8.42) formuladagi bo'linish chegarasi harakati barqarorligini shartini

$$\Delta v = \left[\frac{\mu_H}{\mu_c} \frac{(k_1)_2}{k_2} - 1 \right] v_H - \frac{(k_1)_2}{k_2} (\rho_c - \rho_H) g \sin \alpha$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Odatda $(k_1)_2 \ll k_2$: Birinchi yaqinlashishda $(k_1)_2 = k_2$ deb hisoblab, bu tenglikni

$$\Delta v = \left(\frac{\mu_H}{\mu_c} - 1 \right) v_H - \frac{k_2}{\mu_c} (\rho_c - \rho_H) g \sin \alpha \quad (8.43)$$

ko'rishga keltiramiz.

Bo'linish chegarasi barqaror harakatida $\Delta v \leq 0$ bo'lsa, unda (8.43) tenglamadan suyuqlikning bo'linish chegarasi barqaror harakatida bo'linish chegarasida neftning filtratsiya tezligi

$$v_H \leq \frac{k}{\mu_H - \mu_c} (\rho_c - \rho_H) g \sin \alpha$$

bo'lishi kerak.

Nazorat savollari

1. Ikki fazali suyuqliklar haqida ma'lumot bering.
2. Suyuqlik va gazlarning siqib chiqarish «Porshen harakati» sxemasini tushuntirib bering.
3. Suyuqliklarning o'zaro bo'linish chegarasi harakatini aytib bering.
4. Bo'linish chegarasidagi kinematik shartlar.
5. To'g'ri chizikli-parallel siqib chiqarishni tushuntiring.
6. Tekis radial siqib chiqarishni aytib bering.
7. Suv tashuvchi oblastdagi bosim taqsimlanishi va filtratsiya tezligini yozib ko'rsating.
8. Neft tashuvchi oblastdagi bosim taqsimlanishi va filtratsiya tezligini yozing.
9. Siqib chiqarishda Q quduq debitini aniqlash formulasini ko'rsating.
10. Suyuqliklar bo'linish chegarasining barqarorligini tushuntiring.

Xulosa

G'ovak muhitda suyuqliklarning bo'linish chegarasidagi harakatiga oid masalalar nazariy va amaliy jihatidan juda katta qiziqish uyg'otadi. Shuning uchun bu masalaga keng e'tibor berilgan. «Porshen harakati» sxemasi qo'llanilishi ko'rsatib o'tilgan.

Suyuqliklarni o'zaro siqib chiqarishda harakatlanuvchi bo'linish chegarasidagi kinematik shartlar asoslab berilgan. G'ovak muhitda

ikki suyuqlikning bo'linish chegarasi harakati haqidagi masalalar qarab chiqilgan.

G'ovak muhitdagi neftni suv bilan siqib chiqarishda to'g'ri chiziqli-parallel va tekis radial harakatlari ko'rsatib o'tilgan.

Suyuqliklar bo'linish chegarasining barqarorligiga oid tushunchalar berilgan. Real sharoitlardagi bo'linish chegaralarining harakati haqida so'z yuritilgan.

9. KO'P FAZALI SISTEMALAR FILTRATSIYASINING NAZARIY ASOSLARI

9.1. Ko'p fazali sistemalar haqida ma'lumot

Neft qazib chiqarish, ko'p hollarda mahsuldor qatlamning g'ovak muhitida uni suv yoki gaz aralashishi bilan sodir bo'ladi. Tabiiy gaz konlari ishlanishda va gaz omborlaridan foydalanishda ham gazni suv bilan siqib haydash kuzatiladi.

Flyuid qatlamlarning o'zaro va bir jinsli bo'lmagan struktura bilan ta'siri kapillar hodisani, to'liq bo'lmagan va notekis siqib chiqarishni, mahsuldor qatlam flyuidlarining birgalikda oqishi zonalarini, ya'ni ko'p fazali filtratsiyalarni sodir bo'lishiga sharoit yaratadilar. Tabiiyki to'liq bo'lmagan siqib chiqarish qatlamning neft gaz bera olish koeffitsiyentini kamaytiradi.

Neft, gaz va kondensat qatlamlarni to'yintiruvchi suyuqliklar va gazlar uglevodorod aralashmalardan hamda nouglerod komponentlardan iborat bo'ladi. Nouglerod komponentlardan ba'zi birlari uglevodorod aralashmasida erib ketish xususiyatiga ega.

Neft ishlanishi va neft-gaz kondensat konlari rejimlari va yotqiziqlari aniqlangan sharoitlardagi qatlamda, murakkab ko'p komponentli aralashmaning ko'p fazali oqimi sodir bo'ladi. Bunda harakatlanuvchi har xil tezliklarda harakatlanish fazalar orasida intensiv massa almashishni amalga oshiradi.

Alohida komponentlarning bir fazadan ikkinchisiga o'tishida, o'zi bilan filtratsiyalanadigan fazaning tarkibi va fizik xususiyatlari o'zgarishini olib o'tadi. Bunday protsesslar, masalan, gazlangan neftni suv yoki gaz bilan siqib chiqarishda, tarkibi murakkab komponentli bo'lgan tabiiy konlarning ishlanishida, neftning aktiv aralashmalarida (polimerli, ishqorli va mitsellayar erituvchilar; har xil suyuq va gaz sifat eritmalar) sodir bo'ladi. Bunday protsesslarning hisobiy asosi bo'lib, ko'p fazali ko'p komponentli filtratsiya nazariyasi xizmat qiladi.

Uglevodorod sistemalari gomogen va geterogen bo'lishi mumkin. Gomogen sistemada uning hamma qismi bir xil fizik va kimyoviy

xossalarga ega bo'ladi. Gomogen sistemani tashkil etuvchilar (komponent deb ataluvchilar) butun muhit bo'yicha «surkalgan» va molekular darajada o'zaro ta'sir etadilar. Geterogen sistemalar uchun fizikaviy va kimyoviy xossalalar har xil nuqtalarda turli xil bo'ladi. Geterogen sistemalar fazalardan iborat. Faza sistemaning qismi bo'lib, gomogen hisoblanadi va boshqa fazalardan yaqqol chegaralar bilan ajratilgan. Geterogen muhitning turi bo'lib qatlamdagi suv, neft va gaz aralashmalari hisoblanadi.

Ko'p fazali sistemalar harakatining asosiy xarakteristikalari bo'lib, har bir faza filtratsiyasining to'yinganligi va tezligi hisoblanadi. G'ovak muhit fazasining to'yinganligi σ_i , deb,

$$\sigma_i = \Delta V_i / \Delta V_n, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (9.1)$$

nisbatga aytiladi. Bunda ΔV_i – g'ovak hajmi; ΔV_n – elementar hajm. Ko'ramizki:

$$\sum_{i=1}^n \sigma_i = 1. \quad (9.2)$$

Demak, n fazali sistemada $(n-1)$ bog'liq bo'lmagan to'yinganlik bo'ladi. Ayrim hollarda, ikki faza aralashmalarining filtratsiyasi tadqiqotlarida to'yinganliklardan faqat birginasi foydalaniladi (odatda bu fazani siqib chiqaruvchi σ to'yinganlik).

Fazalardan har birining harakati qaraladigan faza \bar{v}_i tezligi vektori bilan xarakterlanadi. Bu tezlik vektori xuddi qandaydir ℓ yo'nalish bo'yicha vektor proyeksiyasi qaraladigan faza Q_i hajmiy sarfini ko'rsatilgan yo'nalishga perpendikular Ω_i yuzaga nisbati kabi aniqlanadi:

$$(\bar{v}_i)_\ell = Q_i / \Omega_i, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (9.3)$$

Ω_i yuzacha qattiq va harakatlanuvchi fazalarni kesib o'tadi.

Murakkab filtratsiya protsesslarini o'rganishda ko'p fazali (geterogen) sistemalar modelining ko'rinishi kerak bo'ladi. Ko'p fazali sistemada har bir faza, o'z navbatida, ko'p komponentli gomogen aralashma bilan modellanadi. Bunda komponentlar orasida kimyoviy reaksiyalar ro'y berishi mumkin. Kelgusida qulay bo'lishi uchun ikki fazali filtratsiyalarni (neft va suv yoki suv va gaz) qarash bilan cheklanamiz.

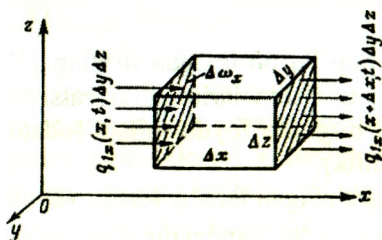
G'ovak muhitda ikki fazaning birgalikdagi oqimida ulardan hech bo'lmasa bittasi jins skeleti va qisman boshqa suyuqlik bilan chegaralanuvchi sistemani tashkil etadi.

9.2. Ko'p fazali filtratsiyaning uzluksizligi tenglamasi

Fazali o'tish va kimyoviy reaksiyalar bo'lmagan bir jinsli g'ovak muhitda ikki fazali birgalikdagi izotermik oqimlarni qaraymiz. Uzluksizlik tenglamasini keltirib chiqaramiz. Bir jinsli suyuqlikning filtratsiya oqimida to'g'ri burchakli parallelepiped ko'rinishidagi ΔV elementar hajm ajratib olamiz: $\Delta V = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$. Tomonlari yuzalari:

$$\Delta \omega_x = \Delta y \cdot \Delta z; \quad \Delta \omega_y = \Delta x \cdot \Delta z; \quad \Delta \omega_z = \Delta x \cdot \Delta y \quad (9.1\text{-rasm}). \quad (9.4)$$

Birinchi faza filtratsiyasining massali tezlik vektori $q_1(x, y, z, t) = \rho_1 \omega_1$ bo'lsin. Uning siqiluvchan fazasidagi zichlik, massa va to'yinganliklar qaraladigan elementar hajmda vaqt bo'yicha o'zgarishlari mumkin. Agar qandaydir vaqt oralig'ida hajmga chiqishdan ko'ra ko'p miqdorda suyuqlik kirs, bunda uning zichligi va to'yinganligi bu hajmda ko'payadi (va aksincha).



9.1-rasm.

Bu fikrlashlardan keyin, massa saqlanish qonunini ifodalaymiz. Ox yo'nalish bo'yicha massa balansini yozamiz. Parallelepipedning chap tomonidan Δt vaqt oralig'ida

$$M_x^+ = q_{1x}(x + \Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta t) \Delta y \Delta z \Delta t \quad (9.5)$$

massaga teng bo'lgan birinchi faza massasi oqib kiradi, uning o'ng tomonidan esa,

$$M_x^- = q_{1x}(x, \Delta y, \Delta z, \Delta t) \Delta y \Delta z \Delta t \quad (9.6)$$

massaga teng bo'lgan shu fazadagi massa oqib chiqadi. Qaraladigan elementar hajmda faza massasining ortishi $M_x^+ - M_x^-$ ga teng. Oy va Oz o'qlari yo'nalishlari bo'yicha massalar ortishi ham analogik ravishda hisoblanadi. Unda qaraladigan ΔV hajmda Δt vaqtdagi massalarning umumiy o'zgarishlari quyidagiga teng:

$$\begin{aligned} M^+ - M^- = & \{ [q_{1x}(x, y, z, t) - q_{1x}(x + \Delta x, y, z, t)] \Delta y \Delta z + \\ & + [q_{1y}(x, y, z, t) - q_{1y}(x, y + \Delta y, z, t)] \Delta z \Delta x + \\ & + [q_{1z}(x, y, z, t) - q_{1z}(x, y, z + \Delta z, t)] \Delta x \Delta y \} \Delta t \end{aligned} \quad (9.7)$$

Boshqa tomondan, bu massa o'zgarishi elementar g'ovak hajmda joylashgan faza massalari to'yinganligi va zichligi o'zgarishlari hisobida tenglashgan bo'lishi kerak:

$$\Delta M (m\sigma\rho_1|_{x,y,z,t+\Delta t} - m\sigma\rho_1|_{x,y,z,t}) \Delta x\Delta y\Delta z \quad (9.8)$$

Bu yerda m g'ovak muhit, vaqt bo'yicha o'zgarishi mumkin. (9.7) va (9.8) ifodalarni tenglashtirib, hosil bo'lgan tenglikni ikkala qismini Δx , Δy , Δz , Δt ga bo'lamiz va Δx , Δy , Δz va Δt lar da nolga intiladigan chegaraga o'tib,

$$\frac{\partial q_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{1y}}{\partial y} + \frac{\partial q_{1z}}{\partial z} = -\frac{\partial (m\rho_1\sigma)}{\partial t},$$

ifodani hosil qilamiz. \vec{q} ni $\rho_1\vec{v}_1$ ga almashtirib,

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = -\frac{\partial(m\rho\sigma)}{\partial t}$$

yoki

$$\frac{\partial}{\partial t}(m\rho_1\sigma) + \text{div}(\rho_1\vec{v}) = 0 \quad (9.9)$$

vektor formadagi ifodani topamiz.

Shunga analogik ravishda ikkinchi faza uchun massa saqlanish tenglamasi keltirib chiqariladi:

$$\frac{\partial}{\partial t}[m\rho_2(1-\sigma)] + \text{div}(\rho_2\vec{v}_2) = 0 \quad (9.10)$$

Agar siqiluvchan va siqib chiqaradigan fazalar kam siqiluvchan elastik suyuqlik bo'lsa, unda bosim to'yinganligida siqilish ta'sirini hisobga olmasa ham bo'ladi, chunki suyuqlik siqilishi hisobidagi bosim qayta taqsimlanishi vaqti, hech bo'lmaganda siqib chiqarish vaqtiga qaraganda ikki marta kichik. Qayta taqsimlangan elastik bosimning nostatsionar protsesslari siqib chiqarish protsessining boshlanishida tamom bo'ladi. Ba'zi bir hollarda qatlam sharoitlaridagi gazlarni ham siqilmaydigan deb hisoblash mumkin, unda (9.9) va (9.10) tenglamalar o'rniga

$$m\frac{\partial\sigma}{\partial t} + \text{div}\vec{v}_1 = 0 \quad \text{va} \quad -m\frac{\partial\sigma}{\partial t} + \text{div}\vec{v}_2 = 0 \quad (9.11)$$

tenglamalarga ega bo'lamiz.

Ko'p fazali filtratsiyaning harakat tenglamasi

Filtratsiya qonuni ifodalanishida, fazalardan har biri istalgan nuqtada termodinamik muvozanat holatida bo'ladi deb faraz qilamiz.

U paytda ikki fazali aralashma oqimi uchun faqat to'yinganlikka bog'liq nisbiy $K_i(\sigma)$ o'tkazuvchanlikni va $p_k(\sigma)$ kapillar bosimni qarab chiqishga olib kelishi mumkin.

Gisterezis hodisani hisobga olmay, faqat bir yo'nalishli filtratsiya protsesslarini qarab chiqamiz.

U holda (9.4) filtratsiya qonuni bajariladi:

$$\vec{v}_i = \frac{k}{\mu_i} k_i(\sigma)(grad p_i - \vec{\rho}_i g). \quad (9.12)$$

Fazalar bosimlari orasidagi bog'lanish esa (9.5) va (9.6) tenglamalardan aniqlanadi:

$$p_2 - p_1 = p_k(\sigma) = \alpha_n \cos \theta \sqrt{\frac{m}{k}} J(\sigma). \quad (9.13)$$

Hosil qilingan tenglamalar sistemasining bog'lanishi uchun bosim bilan faza va g'ovak muhit xususiyatini bosim bilan xarakterlovchi parametrlar berish kerak.

Flyuidlar holat tenglamasi

Filtratsiyaning izotermik sharoitlarida, har qaysi faza zichligi va qovushoqligi qaraladigan faza bosimi bilan aniqlanadi.

$$\rho_i = \rho_i(p_i); \mu_i = \mu_i(p_i). \quad (i=1,2) \quad (9.14)$$

Qatlamni deformatsiyalanmaydigan deb hisoblaymiz. Demak, hamma noma'lum fazalar σ to'yinganliklari, p_i bosimi, \bar{v}_i filtratsiya tezliklari ρ_i zichliklari hamda μ_i qovushoqliklarning parametrlarini aniqlash uchun (9.9), (9.10), (9.11), (9.12), (9.13) va (9.14) yopiq tenglamalar sistemasi hosil qilingan.

Bir jinsli bo'lmagan suyuqlik filtratsiyasi to'liq tenglamalar sistemasi asosiga masalalarning qo'yilishi va yechimi hamda bu tenglamalarning o'zini murakkab ko'rinishga egaligi bilan qiyinlashadi.

9.3. Qorishmaydigan suyuqliklarni siqib chiqarishning bir o'lchamli modeli

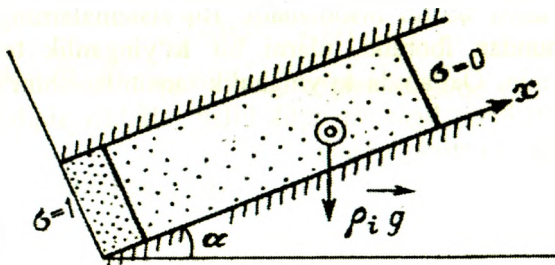
Hozirgi paytda g'ovak muhitdagi suyuqlikning ikki fazali bir o'lchamli harakati nazariyasi ko'proq o'rganilgan. Bu nazariyaning asosiy cheklanishlari quyidagilardan iborat:

- suyuqlik qarishmaydigan (o‘zaro erimaydigan) deb qaraladi;
- suyuqlik siqilmaydigan, g‘ovak muhit esa deformatsiyalanmaydigan deb hisoblanadi;
- fazoviy o‘tishlar bo‘lmaydi;
- fazolar qovushoqligi koeffitsiyentlari o‘zgarmas;
- fazolar nisbiy o‘tkazuvchanligi va kapillar bosimlar ma‘lum bir alomatli to‘yinganlik funksiyalari bo‘ladi;
- gisterezis hodisalari hisobga olinmaydi (faqat bir yo‘nalishli protsess qaraladi).

To‘liq tenglamalar sistemasi

Bu cheklanishlarga asoslanib, kapillar va gravitatsion kuchlarni hisobga olgan holda bir jinsli g‘ovak muhitdagi ikki fazali filtratsiyaning to‘liq tenglamalar sistemasini keltirib chiqaramiz.

x o‘q yo‘nalishi bo‘yicha to‘g‘ri chiziqli parallel oqim holatida (9.2-rasm)



9.2-rasm. Og‘irlik kuch hisobga olingan ikki fazali bir o‘lchamli filtratsiya sxemasi.

(9.11) fazalar uchun uzluksizlik tenglamasi ushbu

$$-m \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial v_1}{\partial x}, \quad m \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial v_2}{\partial x} \quad (9.15)$$

ko‘rinishga ega bo‘ladi. (9.12) umumlashgan Darsi qonuni

$$v_1 = \frac{k}{\mu} k_r(\sigma) \left(\frac{\partial p_1}{\partial x} + \rho_1 g \sin \alpha \right);$$

$$v_2 = \frac{k}{\mu} k_r(\sigma) \left(\frac{\partial p_2}{\partial x} + \rho_2 g \sin \alpha \right), \quad (9.16)$$

bunda α -gorizontga nisbatan x o'qining hosil qilgan burchagi. Oqimning $\sigma, \nu_1, \nu_2, p_1, p_2$ noma'lum xarakteristikalari bo'lib, x koordinataga va t vaqtga bog'liq.

Tekis radial (simmetriya) siqib chiqarish bo'lganda (9.11) va (9.12) tenglamalardan mos ravishda

$$-m \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \nu_1); \quad m \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \nu_2); \quad (9.17)$$

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \frac{k}{\mu} k_1(\sigma) \left(\frac{\partial}{\partial x} + \rho_1 g \sin \alpha \right); \\ \nu_2 &= \frac{k}{\mu} k_2(\sigma) \left(\frac{\partial}{\partial x} + \rho_2 g \sin \alpha \right), \end{aligned} \quad (9.18)$$

ifodalarga ega bo'lamiz. Bunda r – qaraladigan paytdagi quduqdan qatlam ixtiyoriy nuqtasigacha bo'lgan masofa. U holda aniqlanadigan funksiyalar r va t larga bog'liq. (9.15), (9.16) yoki (9.17), (9.18) tenglamalar, (9.13) tenglamani hisobga olib yopiq sistemani (mos ravishda chiziqli va radial holatlar uchun) tashkil etadi va bir suyuqlik bilan, ikkinchisini siqib chiqarishdagi masalalar yechimining asosi bo'lib hisoblanadi. Bu sistemalarning xarakterli xususiyati shundan iboratki, ularni bir to'yinganlik tenglamasiga keltirish mumkin. Qatlamda to'yinganlik taqsimlanishini bilish, neft yoki gazni qorishmaydigan suyuqlik bilan effektiv siqib chiqarishni tahlil qilish imkoniyatini yaratadi.

Ikki fazali filtratsiyaning ko'proq o'rganilgan ikki modelini qarab chiqamiz.

Raport-Lis modeli

To'liq sistema tenglamalaridan to'yinganlik tenglamasini keltirib chiqarishni ko'rsatamiz. Oldin to'g'ri chiziqli parallel oqim holatini qarab chiqamiz.

Ikkala faza uchun (9.15) uzluksizlik tenglamasini qo'shib,

$$\frac{\partial}{\partial x} (\nu_1 + \nu_2) = 0$$

tenglamani hosil qilamiz.

Bunda

$$\nu_1 + \nu_2 = v(t). \quad (9.19)$$

(9.19) tenglik ko'rsatadiki, ikki fazali oqim $v(t)$ tezliklari yig'indisi (shuningdek, $Q(t) = v(t) \cdot b \cdot h$ fazalarning yig'indi sarfi ham, bu yerda, b va h – qatlam eni va qalinligi) x koordinataga bog'liq emas, ya'ni yo o'zgaras, noma'lum vaqtning funksiyasi bo'ladi. Bu fazalarning natijasi bo'ladi. (9.19) tenglamaga (9.16) tenglamada fazalar tezliklari (v_1 va v_2) qiymatlarini qo'yib,

$$v(t) = -k \left[\frac{k_1(\sigma)}{\mu_1} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial x} + \frac{k_2(\sigma)}{\mu_2} \cdot \frac{\partial p_2}{\partial x} \right] - k \left[\frac{k_1(\sigma)}{\mu_1} \rho_1 + \frac{k_2(\sigma)}{\mu_2} \rho_2 \right] g \sin \alpha$$

ekanligini topamiz.

Bundan $\partial p_2 / \partial x$ bosim gradiyentini (9.13) tenglama yordamida x bo'yicha differensiallab chiqaramiz:

$$\frac{\partial p_2}{\partial x} = \frac{\partial p_1}{\partial x} + \frac{\partial p_k(\sigma)}{\partial x} = \frac{\partial p_1}{\partial x} + p'_k \frac{\partial \sigma}{\partial x}$$

$$(p'_k = dp_k / d\sigma)$$

O'rin almashtirishlardan keyin

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = \frac{v(t) + \frac{k}{\mu_2} k_2(\sigma) p'_k \frac{\partial \sigma}{\partial x} + \left(\frac{k}{\mu_1} k_1(\sigma) \rho + \frac{k}{\mu_2} k_2(\sigma) \rho_2 \right) g \sin \alpha}{\frac{k}{\mu_1} k_1(\sigma) + \frac{k}{\mu_2} k_2(\sigma)}. \quad (9.20)$$

Bu tenglikni (9.16) ning birinchi tenglamasiga qo'yib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$u_1 = \left[u(t) + \frac{k}{\mu_2} k_2(\sigma) \left(p'_k(\sigma) \frac{\partial \sigma}{\partial x} + \Delta \rho g \sin \alpha \right) \right] f(\sigma), \quad (9.21)$$

bu yerda, $\Delta \rho = \rho_2 - \rho_1$ va

$$f(\sigma) = \frac{k_1(\sigma)}{k_1(\sigma) + \mu_0 k_2(\sigma)} \quad \mu_0 = \mu_1 / \mu_2 \quad (9.22)$$

belgilashlar kiritilgan.

$f(\sigma)$ funksiya ikki fazali filtratsiya oqimlari gidrodinamik hisobida muhim rol o'ynaydi.

Birinchi faza uchun (9.21) ifoda va (9.15) uzluksizlik tenglamalaridan foydalanib, to'yinganlik tenglamasini oxirgi ko'rinishda yozamiz:

$$m \frac{\partial \sigma}{\partial t} + u(t) \frac{df(\sigma)}{d\sigma} + \frac{k}{\mu_2} \frac{\partial}{\partial x} \left[k_2(\sigma) p'_k \frac{\partial \sigma}{\partial x} + \Delta \rho g \sin \alpha \right] f(\sigma) = 0. \quad (9.23)$$

$v(t)$ filtratsiya tezligi yig'indisini o'zgaras ($v(t) = v = \text{const}$) deb hisoblab, qulay bo'lishi uchun

$$\zeta = x/L, \quad \tau = vt / (mL) \quad (9.24)$$

o'Ichamsiz bog'liq bo'lmagan o'zgaruvchilarni kiritamiz. Bunda L – xarakterli chiziqli o'Icham (foydalaniladigan galereyagacha bo'lgan masofa; mL – qatlam g'ovak hajmi. ζ kattalikni g'ovak hajm ulushida ifodalangan x va boshlang'ich kesimlar oralig'idagi qatlam hajmi, τ kattalikni esa t vaqt momentida qatlamdan olingan o'Ichamsiz suyuqlik hajmi sifatida qarash mumkin.

U holda kapillar bosim uchun (9.13), (9.24) ifodalarni hisobga olsak, (9.23) tenglama quyidagi ko'rinishni egallaydi:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial r} + \frac{\partial f(\sigma)}{\partial \xi} + A_g \frac{\partial}{\partial \rho} [k_2(\sigma) f(\sigma)] + A_k \frac{\partial}{\partial \rho} \left[k_2(\sigma) f(\sigma) J'(\sigma) \frac{\partial(\sigma)}{\partial \rho} \right] = 0 \quad (9.25)$$

bu yerda, A_g va A_k – o'Ichamsiz parametrlar ushbu tengliklardan aniqlanadi

$$A_g = \frac{k\rho \cdot \sin \alpha}{mL};$$

$$A_k = \frac{\alpha \cos \alpha \theta \sqrt{mk}}{mL} \quad (9.26)$$

Radial siqib chiqarishda to'yinganlik tenglamasi analogik ravishda hosil qilinadi. (9.17) va (9.18) tenglamalardan quyidagini hosil qilamiz.

$$v = v_1 + v_2 = \frac{q(t)}{r}, \quad (9.27)$$

bu yerda, $q(t) = Q(t)/(2\pi h)$ – fazalarning «solishtirma» yig'indi sarfi.

$$v_1 = \left[\frac{q(t)}{r} + \frac{k}{\mu_2} k_2(\sigma) \left(P'_k \frac{\partial \sigma}{\partial r} + \Delta \rho g \sin \alpha \right) \right] f(\sigma) \quad (9.28)$$

va to'yinganlik tenglamasining oxirgi ko'rinishi quyidagicha:

$$m \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{q(t)}{\partial r} \frac{\partial f(\sigma)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{k}{\mu_2} k_2(\sigma) f(\sigma) \left(P'_k \frac{\partial \sigma}{\partial r} + \Delta \rho g \sin \alpha \right) \right] = 0 \quad (9.29)$$

Ko'ramizki, (9.27) tenglikka asosan v fazalarning yig'indi tezligi bu holda saqlanmaydi, lekin $Q(t)$ hajm sarflari yig'indisi sarflanadi.

$$q(t) = q = \text{const bo'lganda,}$$

$$\xi = r^2 / (2R_k^2),$$

$$\tau = qt / (mR_k^2). \quad (9.30)$$

(9.24) ga analogik bo'lgan fizik ma'noga ega o'Ichamsiz o'zgaruvchilar kiritib (bu yerda, R_n haydash qudug'idan chiqarish qudug'igacha bo'lgan masofa), (9.29) tenglamani quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial r} - \frac{\partial f(\sigma)}{\partial \xi} + \bar{A}_x \frac{\partial}{\partial \xi} [k_2(\sigma) f(\sigma) \sqrt{\xi}] + \bar{A}_k \frac{\partial}{\partial \xi} [k_2(\sigma) f(\sigma) J'(\sigma) \xi \frac{\partial \sigma}{\partial \xi}] = 0, \quad (9.31)$$

bu yerda,

$$\begin{aligned} \bar{A}_x &= \frac{\sqrt{2k\Delta\rho \cdot \sin \alpha}}{\mu_2 q}; \\ \bar{A}_k &= \frac{2\alpha_2 \cos \theta \sqrt{mk}}{\mu_2 q}. \end{aligned} \quad (9.32)$$

(9.26) va (9.32) o'lichamsiz parametrlar mos ravishda og'irlik kuchlarining (A_x va \bar{A}_x parametrlar) va kapillar kuchlarining (A_k va \bar{A}_k) nisbatini xarakterlaydi. Gravitatsion va kapillar effektlarining ahamiyatini konkret filtratsiya protsesslarini qarashda baholash qiyin emas. Agar siqib chiqarish butun qatlam chegaralarida qaralsa va siqib chiqarish tempalari yetarli darajada katta bo'lsa, unda \bar{A}_k (yoki A_k) parametr qiymati kichik bo'ladi, ya'ni $\bar{A}_k \ll 1$ va kapillar kuchlarini hisobga olmasa bo'ladi.

$$\Delta\rho \sin \alpha \ll \mu_2 Q / 2 \pi khR_k$$

shartda $\bar{A}_k \ll 1$ o'rinli bo'lsa, og'irlik kuchini hisobga olmasa bo'ladi.

To'g'ri chizikli parallel siqib chiqarishdagi $A_x = 0$ da (9.25) tenglamani birinchi bo'lib amerikalik tadqiqotchilar L.Rapoport va V.Lis tomonidan 1953-yilda hosil qilingan. Shuning uchun kapillar effektini hisobga oladigan ikki fazali filtratsiyani modelini odatda Rapoport - Lis modeli deyiladi.

(9.25) va (9.31) tenglamalar ikkinchi darajali parabolik tipdagi murakkab chizikli tenglamalardan iborat bo'ladi. Qaysidir oddiy xususiy hollarda bu tenglamalarning xususiy yechimlari mavjud.

Boshlang'ich va chegaraviy shartlar

(9.25) yoki (9.31) tenglamani konkret masalasi yechimida boshlang'ich va chegaraviy shartlarning muvofiq kelishi ko'rsatilishi kerak. Boshlang'ich shart sifatida σ noma'lum funksiyaning $t=0$ da fazoviy koordinatga (x yoki r) bog'liqligining qiymati beriladi. $t=0$ da to'yinganlikni hamma vaqt o'zgarmas (masalan, $\sigma = \sigma_0$) deb hisoblash mumkin.

Neftni suv bilan siqib chiqarish holatida, tabiiyki, qatlamga (haydaydigan quduq yoki galereya) kirishda siqib chiqaradigan suv sarfi va neft filtratsiya tezligining nolga tengligi beriladi; oxirgi shartdan kelib chiqadiki, $k_2=0$, bundan esa sirtida $\sigma=\sigma_0$ ekanligi kelib chiqadi.

Qatlamdan chiqishda ($\xi=1$) chegara shartlarining ikki varianti bo'lishi mumkin;

1. Kapillar bosim gradiyentini fazalardagi bosim gradiyenti bilan solishtirganda, ularni hisobga olmasa ham bo'ladi, ya'ni $\xi=1$ da $\partial p / \partial \xi = 0$ deb hisoblanadi. Bundan $\xi=1$ da $\partial \sigma_1 / \partial \xi = 0$ ekanligi kelib chiqadi.

2. Tajribalarga ko'ra, suv gidrofil qatlamdan oqib chiqmaydi. suvning to'yinganligi toki σ qiymatga yetmaguncha chiqish kesimida to'planish sodir bo'ladi. « σ » qiymatga yetgan momentda suv shu to'yinganlik qiymatini qatlamdan chiqishida saqlagan holda olib chiqiladi. Bu hodisa oxirgi effekt deb ataladi. U chiqishdagi matematik chiziqsiz chegaraviy shartlarga keltiriladi.

Bakli-Laverett modeli

Agar kapillar bosimlar hisobga olinmasa, u holda fazalardagi bosimlar bir xil bo'ladi: $p_1=p_2=p$. U paytda (9.25) va (9.31) tenglamada $A_k = \bar{A}_k = 0$ deb qarab, to'yinganlikni aniqlashning birinchi tartibli differensial tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} + \frac{\partial f(\sigma)}{\partial \xi} + \bar{A}_1 \frac{\partial}{\partial \xi} [k_2(\sigma) f(\sigma) \xi^n] = 0 \quad (9.33)$$

Bu yerda $n=0, 1/2$ – mos ravishda to'g'ri chiziqli parallel va radial siqib chiqarish uchun; A_n – mos ravishda (9.26) va (9.34) tenglamalardagi « A_s » va « \bar{A}_s » kattaliklarga teng bo'lgan koeffitsiyent; (9.34) bir xil tartibli kvazi chiziqli giperbolik tenglamalar sinfiga tegishli bo'lib, bular odatda, xarakteristik usullar bilan yechiladi va o'zining xususiyatlariga ega bo'ladi.

Og'irlik kuchini hisobga olmasdan ($A_n=0$ (9.34)da) ikki fazali filtratsiya to'g'ri chiziqli parallel siqib chiqarishdagi hol uchun 1942-yilda S.Bakli va M.Laverettlar tomonidan o'rganilgan. Keyinchalik ularga bog'liq bo'lmagan holda ikki fazali oqim umumiy filtratsiya qonunining ko'p hollari A.M.Pirverdyan tomonidan tadqiq etilgan.

Ikki fazali filtratsiya (kapillar kuchlarni hisobga olmasdan) masalalarning (9.3) tipdagi tenglamalarga asoslangan bo'lib, boshlang'ich va chegaraviy shartlaridagi yechimlariga, Bakli - Laverett masalalari (model) deb aytiladi.

9.4. Bakli-Laverett masalasi va uni umumlashtirish

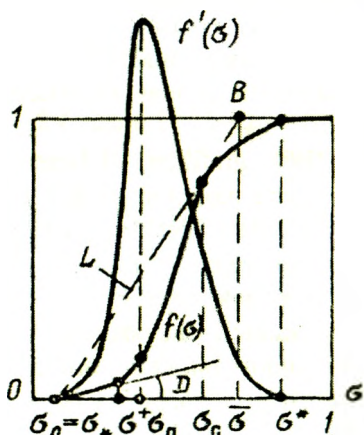
Siqilmaydigan va qorishmaydigan suyuqliklarning bir o'lchamli oqim holatida, kapillar bosimlar, shuningdek, og'irlik kuchlari ta'siri hisobga olinmasa, siqib chiqarish protsessining oddiy matematik ifodalinishi ko'rsatiladi.

To'g'ri chiziqli parallel va tekis radial bir o'lchamli oqimlarining holatlari klassik nazariy siqib chiqarish Bakli-Laverett modeliga olib keladi va bu $A_n=0$ gravitatsion parametrda (9.34) tenglamadan hosil qilinadigan i fazani siqib chiqarishda σ to'yinganlik uchun bir tipli tenglama ekanligini ko'rsatadi:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} + f'(\sigma) \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} = 0, \quad (9.34)$$

bu yerda,

$$\frac{\partial f(\sigma)}{\partial \xi} = \frac{df}{d\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} = f'(\sigma) \frac{\partial \sigma}{\partial \xi}$$



9.3-rasm. Bakli-Laverett funksiyasi tipik grafiklari va hosilasi.

(9.24) va (9.30) tenglamalardan aniqlanadigan ξ va τ o'lchamsiz bog'liq bo'lmagan o'zgaruvchilarni ikkala bir o'lchamli oqimlar uchun bir ko'rinishga keltirish va fazalarning solishtirma yig'indisi sarfi vaqtga bog'liq bo'lgan holat uchun umumlashtirish mumkin. Quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\xi = \frac{1}{v} \left(\frac{x}{L} \right)^v; \quad \tau = \int_0^t \frac{q(t^1)}{mL^v} dt^1, \quad (9.35)$$

bu yerda, L - xarakterli chiziqli o'lcham; $v=1; 2$ - mos ravishda chiziqli va radial

oqimlar uchun; oxirgi holatda fazoviy koordinata $x=r$ (r -qatlamning nuqtasidan quduqqacha bo'lgan masofa), $L=R_k$: $q(t)=v(t)$ yoki $q(t) = Q(t)/(2\pi h)$ mos ravishda chiziqli va radial siqib chiqarishlar uchun; $v(t)$ – fazalar filtratsiya tezliklarining yig'indisi; $Q(t)$ – hajmiy sarf yig'indisi; m va h mos ravishda g'ovaklik koeffitsiyenti va qatlam qalinligi; ξ va τ – mos ravishda fazoviy va vaqtli o'zgaruvchilar deyiladi. (9.35) tenglamaga kiradigan $f(\sigma)$ funksiya (9.22) tenglamadan $k_{i(\sigma)}$ nisbiy fazoviy o'tkazuvchanlik orqali aniqlanadi.

Qaraladigan holatdagi Bakli-Laverett funksiyasi yoki fazalar oqimidagi taqsimlanish funksiyasi deb ataladigan $f(\sigma)$, oddiy fizik ma'noga ega. Haqiqatan ham, $\Delta\rho=0$ va $p'_x(\sigma)=0$ da (9.21) va (9.28) tenglamalardan mos ravishda to'g'ri chiziqli va tekis radial siqib chiqarishdagi fazalar uchun v_1 filtratsiya tezligi

$$v_1 = f(\sigma)v(t);$$

$$v_1 = f(\sigma)\frac{q(t)}{r} \quad (9.36)$$

ifodalarni topamiz, unda (9.19)ifodaga mos ravishda

$$v_2 = [1-f(\sigma)]v$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Bakli-Laverett funksiyasi siqib chiqarish to'laligini va qatlam bo'yicha to'yinganlikning tarqalish xarakterini aniqlaydi.

Neft va gazkondensat bera olishni oshirish masalalarida siqib chiqarish to'laligini ko'payishi yo'nalishi oxirgi hisobida $f(\sigma)$ funksiya ko'rinishini o'zgartiradigan qatlamda bunday ta'sirlardan yetarli darajada foydalanish kiritiladi.

$f(\sigma)$ va uning $f'(\sigma)$ hosilasining tipik grafiklari 9.3-rasmda tasvirlangan. $f(\sigma)$ to'yinganlik 0 dan 1 gacha monoton o'sadi. $f(\sigma)$ grafikning xarakterli xususiyati nuqtada keskin egilishi uchastkalarining botiqligi va qabariqligi, bu yerda, $f''(\sigma)$ ikkinchi hosilaning mos ravishda noldan katta va kichikligiga ega bo'lishi hisoblanadi. Bu xususiyat Bakli-Laverett modeli chegarasida siqib chiqarish maxsus filtratsiya masalalarini yuqori darajada aniqlaydi. $f(\sigma)$ va $f'(\sigma)$ funksiyalarning fazalar qovushoqligi nisbatiga ($\mu_0 = \mu_1/\mu_2$) bog'liqligi 9.4-rasmda ko'rsatilgan.

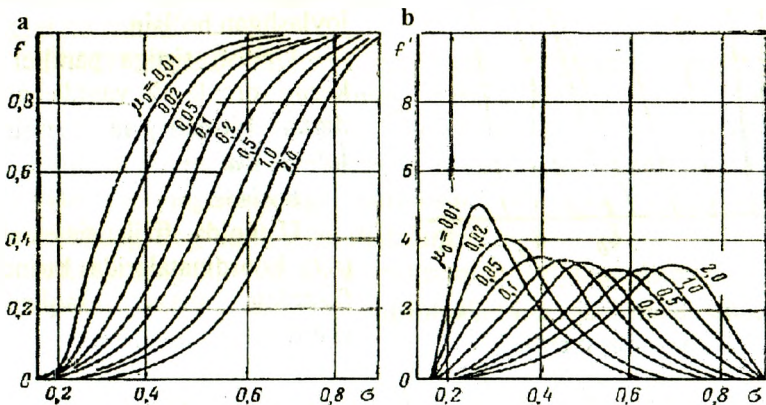
Siqib chiqarish protsessini ta'riflash va hisoblash uchun (9.35) tenglamaga boshlang'ich va chegaraviy shartlarni qo'shimcha qilish kerak:

$$\begin{aligned} \tau=0 \text{ da, } \sigma(\xi, 0) &= \varphi(\xi), & \xi > 0; \\ \xi=0 \text{ da, } \sigma(0, \tau) &= \psi(\tau), & \tau > 0. \end{aligned} \quad (9.37)$$

(9.38)ning birinchi sharti, $\tau=0$ vaqt momentida (siqib chiqarish protsessi boshlangunga qadar) qatlamda $\varphi(\xi)$ funksiya bilan aniqlanadigan fazalarni siqib chiqaradigan, qandaydir ma'lum σ to'yinganlik taqsimlanishini bildiradi. Ikkinchi shartiga asosan, $\tau > 0$ da qatlamda, $\xi=0$ «chiziq» da joylashgan chiqarish qudug'i yoki galereya orqali siqib chiqaradigan suyuqlik yuboriladi. Bu suyuqlikning $\xi=0$ da to'yinganligi $\psi(t)$ berilgan qonunga ko'ra vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Bir qator hollarda

$$\begin{aligned} \tau=0 \text{ da, } \varphi(\xi) &= G_0 = \text{const}; \\ \xi=0 \text{ da, } \psi(\tau) &= G_0 = \text{const}, \end{aligned} \quad (9.38)$$

deb hisoblash bo'ladi.



9.4-rasm. Bakli-Laverett funksiyalari va uning qovushoqlik turli nisbatlaridagi hosilalari.

To'yinganlikning keskin o'zgarishidagi shartlari

To'yinganlikning sakrash (grafikda) holatlari oldindan aniq emas va masalaning yechimiga ko'ra vaqtga bog'liqligidan aniqlash kerak. σ^- va σ^+ to'yinganlik qiymatlari keskin oshishigacha va undan keyin ixtiyoriy bo'lishlari mumkin emas, balki bir-biri bilan uzilish tezliklari aniqlanadigan tengliklar bilan bog'liq bo'ladi.

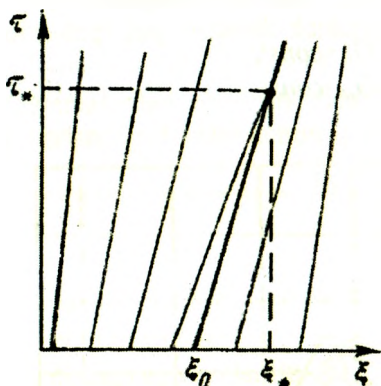
Har qaysi faza massa balansini ifodalovchi (9.35) differensial tenglama, uzilishlar ro'y beradigan nuqtalarda ma'noga ega

emasligiga qaramasdan, tabiiyki balansning o'zi bajarilishi kerak. Uzilish harakati tezligini D orqali belgilaymiz, ya'ni

$$D = d\xi_c/dt,$$

bu yerda, ξ_c/τ – to'yinganlikni sakrash harakati qonuni.

Fazalarning harakati yo'nalishida (uzilishlar sirtiga normal yo'nalishida) ajratib olingan g'ovak muhit qandaydir hajm elementi orqali uzilish sirti o'tishida har qaysi fazalarda massaning saqlanish shartini qaraymiz (9.5-rasm).



9.5-rasm. Sakrashdagi shartni keltirib chiqarish sxemasi.

Qandaydir t vaqt momentida uzilish x koordinataga ega bo'lsin, d kichik vaqt oralig'ida esa $x_c + d x_c$ holatga joylashgan bo'lsin.

Uzilish sirtiga parallel ω kesim orqali dt vaqtda o'tadigan birinchi faza oqimi.

$$(v_1^+ - v_1^-) \omega dt$$

bo'ladi.

U holda fizik sistemalar (x, t) koordinatalarida birinchi fazaning massa saqlanish sharti

$$m \frac{dx_c}{dt} (\sigma^+ - \sigma^-) \omega dt = (v_1^+ - v_1^-) \omega dt$$

ko'rinishni oladi. Bunda

$$\frac{dx_c}{dt} = \frac{v_1^+ - v_1^-}{m(\sigma^+ - \sigma^-)}, \quad (9.39)$$

bu yerda, dx_c/dt – koordinatlar sistemasidagi sakrash tezliklari. Ikkinchi fazaning massa saqlanish tenglamalari ham (9.40) tenglamaga keltiriladi, chunki v filtratsiya tezliklari yig'indisi o'zgarmaydi:

$$v_1^+ + v_2^+ = v_1^- + v_2^-.$$

(9.37) ifodalarga muvofiq

$$v_1^{(\pm)} = f(\sigma) \frac{q(t)}{x^{\nu-1}}$$

(bunda $v=1.2$ chiziqli va radial siqib chiqarishlarga muvofiq),
(9.40) tenglamani

$$\frac{dx_c}{dt} = \frac{q(t)}{mx^{v-1}} \frac{f(\sigma^+) - f(\sigma^-)}{\sigma^+ - \sigma^-}$$

ko'rinishda yozamiz.

Endi bu tenglamadan (9.36) formulalar bo'yicha o'zgaruvchilarga o'tib, sakrashdagi

$$D = \frac{d\xi}{dt} = \frac{f(\sigma^+) - f(\sigma^-)}{\sigma^+ - \sigma^-} \quad (9.40)$$

shartni hosil qilamiz.

(9.41) ifoda suvning qatlamga haydalish tezligi, ya'ni filtratsiya tezligi berilgan holda, fazalar chegarasining harakat tezligi, faqatgina to'yinganlikning front oldi hamda front ortidagi qiymatiga bog'liqligini ko'rsatadi.

(9.41) tenglik, filtratsiya protsessida to'yinganlikning har bir qiymatida fazalar chegarasining harakat tezligi, $v(t)$ filtratsiya tezligiga proporsional bo'lishini ko'rsatadi. Bu vaqtni quyidagicha tahlil qilish mumkin. Faraz qilaylik, t_0 vaqt uchun harakat oqimchasi bo'ylab to'yinganlikning tarqalishi $\sigma = \sigma_0(x)$ yoki $x = x_0(\sigma)$ ko'rinishdagi bog'liqlik bilan ifodalansin.

(9.41) tenglik, filtratsiya protsessida to'yinganlikning har bir qiymatida fazalar chegarasining harakat tezligi, filtratsiya tezligi $v(t)$ ga proporsional bo'lishini ko'rsatadi. Bu vaqtni quyidagicha tahlil qilish mumkin. Faraz qilaylik, t_0 vaqt uchun harakat trubkasi bo'ylab to'yinganlikning tarqalishi $\sigma = \sigma_0(x)$ yoki $x = x_0(\xi)$ ko'rinishdagi bog'liqlik bilan ifodalansin.

To'yinganlik tarqalishi $\sigma = \sigma_0(x)$ ni taqriban pog'ona shaklidagi egri chiziq I (punktir bilan ko'rsatilgan) ko'rinishda tasavvur qilish mumkin.

Bu egri chiziqning har bir pog'onasi, fazalar orasidagi chegaraning to'yinganlik « σ_i » dan $\sigma_i + \Delta\sigma_i$ - ga o'zgaruvchi bir holatini aks ettiradi.

Bu chegaraning harakat tezligi (9.41) formula bilan yoki taqriban

$$\frac{dx}{dt} = \frac{v(t)}{m} f'(\sigma) \quad (9.41)$$

formula bilan aniqlanadi. Demak, Δt vaqt davomida bu pog'ona

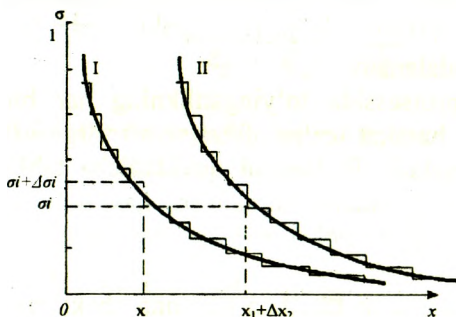
$$\Delta x = \frac{f'(\sigma)}{m} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} v(t) dt \quad (9.42)$$

(9.42) masofaga siljiydi. Butun egri chiziq esa yangi holat II ga o'tadi (9.6-rasm).

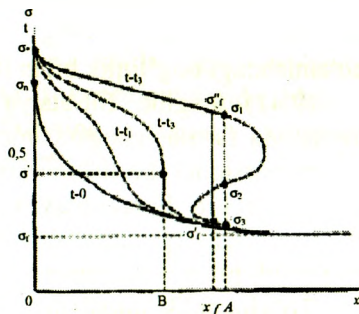
Agar zina pog'onalari balandligini tobora kichraytirib borilsa, $t_0+\Delta t$ vaqt uchun to'yinganlik tarqalishi tobora yuqori aniqlik bilan hisoblanishiga erishiladi. (9.43) formula o'ng tomonidagi integral to'yinganlik ζ , ning qiymatiga bog'liq bo'lmaganligi sababli vaqt bo'yicha qadam Δt ning qiymatini kichraytirishga hojat yo'q. Natijada t_0 vaqtda x_0 koordinataga ega bo'lgan σ_i to'yinganlik $t_0+\Delta t$ vaqtda

$$x_0 + f'(\sigma) \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} v(t) dt / m$$

koordinataga ega bo'ladi. Bu demak, agar $v(t) = const$ bo'lsa, to'yinganlikning har bir qiymati o'zgarmas tezlik bilan siljib boradi. (9.42) formula to'yinganlikning boshlang'ich qiymati berilgan holda vaqtning istalgan qiymati uchun uning tarqalish qonuniyatini aniqlash imkonini beradi.



9.6-rasm. To'yinganlik tarqalishining harakati.



9.7-rasm. To'yinganlik tarqalishining vaqt bo'yicha o'zgarishi.

To'yinganlik har bir qiymatining tarqalish tezligi $f(\sigma)$ funksiyaga proporsional bo'ladi.

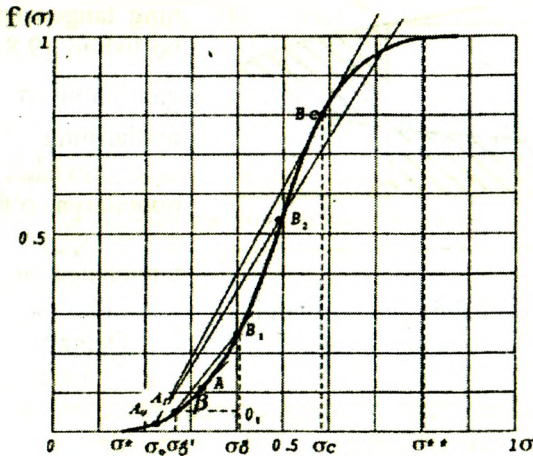
Nisbiy o'tkazuvchanlik egri chizig'ining ko'rinishi ma'lum bo'lgan holda $f(\sigma)$ funksiyani tuzish hech qanday qiyinchilik tug'dirmaydi.

$f'(\sigma)$ funksiya maksimumga ega bo'lganligi sababli to'yinganlik tarqalishining vaqt bo'yicha o'zgarishining yuqorida keltirilgan

xususiyatlariga muvofiq, ma'lum bir vaqt o'tishi bilan $x(\sigma)$ egri chizigi ham maksimumga ega bo'ladi.

(9.7-rasmda t_3 vaqtga mos grafik). Demak, to'yinganlik tarqalishi qandaydir bir A nuqtada yagona qiymatga ega bo'lmaydi. Ya'ni x ning bir qiymatida to'yinganlikning uchta $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ qiymati mos keladi. Tabiiyki, to'yinganlik tarqalishining bunday holati fizik ma'noga ega emas. Bu demak, to'yinganlik tarqalishi uzluksiz bo'lganda u (9.50) tenglama bilan ifodalanar va uning bir qiymatligi buzilmas edi. Amalda esa, yuqorida keltirilgan dalillarga muvofiq, x ning qandaydir bir qiymatida to'yinganlik σ_1 dan σ_3 ga keskin (uzilishli tarzda) o'zgaradi. Bunday uzilishli o'zgarish vaqtning t_2 qiymatida shakllana borib ($x=B$ nuqtada $\sigma(x)$ egri chizig'iga o'tkazilgan urinma vertikal holatda bo'lganda), t_3 qiymatida yaqqol paydo bo'ladi va undan keyingi vaqtlarda kengayib boradi.

Uzilish kattaligi σ_f ning o'sib va σ_f ning (9.9-rasm) kamayib o'z chegaraviy qiymatlariga yetguncha o'zgarib boradi va mana shu chegaraviy qiymatda barqarorlashadi. To'yinganlik qiymatidagi uzilishning bunday xususiyatini tahlil qilish uchun $f(\sigma)$ funksiya grafigi tasvirlangan 9.8 - rasimga murojaat qilaylik.



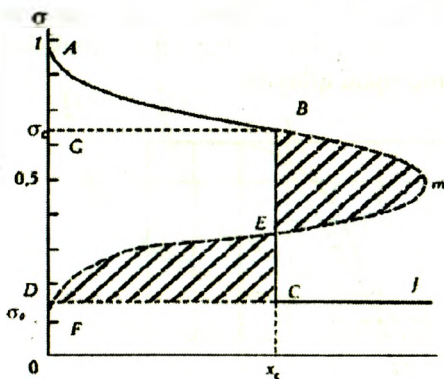
9.8-rasm. To'yinganlikning uzilish nuqtasidagi o'zgarishi.

(9.42) formulasiga muvofiq to'yinganlikning σ' qiymatining (9.9-rasmda A nuqta) harakat tezligi A nuqtada $f(\sigma)$ chizig'iga o'tkazilgan

urinma qiyalik burchagining tangensiga ($f'(\sigma)$) proporsional bo'ladi. Vaqtning $t=t_2$ momentida dastlab to'yinganlikning $\sigma=\sigma'$ qiymatida $\sigma(x)$ egri chizig'iga urinmaning vertikal holatga kelganida $\sigma=\sigma'$ nuqtaning ortidagi nuqtalarda to'yinganlikning tarqalish tezligi σ' nuqtanikiga nisbatan katta bo'ladi. (chunki bu nuqtalarda $\sigma>\sigma'$ va $f'(\sigma)> f'(\sigma')$ σ' nuqtaning old tomonida $\sigma>\sigma'$ va $f'(\sigma)<f'(\sigma')$) bo'lganligi sababli bu nuqtalardagi to'yinganlik qiymatining harakat tezligi S' nuqtaga nisbatan kichik bo'ladi. Shu sababli to'yinganlik tarqalishida σ_0^* dan σ_0' gacha o'zgaruvchi uzilish hosil bo'ladi (9.9 - rasm).

Faraz qilaylik, vaqtning qandaydir momentda to'yinganlikning σ_0^* dan σ_0' qiymatlariga $f(\sigma)$ egri chizig'ida A_1 va B_1 nuqtalar mos kelsin. Uzilish nuqtasining harakat tezligi (9.49) formulaga muvofiq aniqlanadi.

$$\frac{v}{m} \frac{f(\sigma_0^*) - f(\sigma_0')}{\sigma_0^* - \sigma_0'} = \frac{v}{m} \operatorname{tg} \beta \quad (\beta = \angle V_{1A_1O_1})$$



9.9-rasm. Uzilishga ega bo'lgan ikki fazali harakatga misol.

Bu esa, uzilish nuqtasining harakat tezligi $A_1 B_1$ kesma qiyalik burchagi β ning tangensiga proporsional bo'lishini (9.8-rasm), to'yinganlikning σ_0^* va σ_0' qiymatlarining harakat tezligi mos ravishda A_1 va B_1 nuqtalarga o'tkazilgan urinmalar qiyalik burchagining tangensiga proporsional bo'lishini ko'rsatadi.

Demak, uzilish nuqtasi o'z harakati davomida to'yinganlikning o'zidan oldingi qiymatlarini quvib o'ta boshlaydi va aksincha to'yinganlikning uzilish nuqtasidan keyingi qiymatlari uzilish nuqtasini quvib yeta boshlaydi. Buning natijasida to'yinganlikning uzilishdagi maksimal qiymati kamayib boradi.

To'yinganlikning uzilish nuqtasidan oldingi qiymatlari boshlang'ich tarqalish egri chizig'i bilan aniqlanadigan σ_0 qiymatga

intiladi. To'yinganlikning uzilish nuqtasidagi maksimal qiymatini topish uchun quyidagicha mulohaza yuritaylik. Faraz qilaylik vaqtning qandaydir momentidan boshlab, to'yinganlik uzilish nuqtasidan oldingi nuqtalarda bir xil bo'lib, σ_0 ga teng bo'lsin. Vaqtning qandaydir bir momentida uzilish nuqtasining harakat tezligi A_0B_2 kesma qiyalik burchagi tangensiga proporsional bo'ladi. Yuqorida ko'rsatilgandek vaqt o'tishi bilan to'yinganlikning uzilish nuqtasidagi yuqori qiymati σ_0^2 va uzilish nuqtasining harakat tezligi o'sib boradi.

To'yinganlik uzilish nuqtasida o'zining maksimal qiymati σ_c , shuningdek, uzilish nuqtasi harakatining maksimal tezligiga erishganda, A_0B_c nuqtalardan o'tgan kesma va $f(\sigma)$ egri chizig'iga B_c nuqtada o'tkazilgan urinmalar ustma - ust tushadi, ya'ni ularning qiyalik burchaklari bir xil bo'ladi.

Ana shu vaqtdan boshlab uzilish nuqtasi harakat tezligi to'yinganlikning uzilish nuqtasi ortidagi qiymatining tarqalish tezligiga tenglashadi. Shu sababli, bundan keyingi vaqt mobaynida to'yinganlikning uzilish nuqtasidagi yuqori qiymati o'zgarmaydi.

Uzilish nuqtasining harakat tezligi (9.41) formula bilan va to'yinganlikning tarqalish tezligi (9.42) formula bilan aniqlanadi. Bu ikki ifodani tenglashtirish natijasida

$$f'(\sigma_c) = \frac{f(\sigma_c) - f(\sigma_0)}{\sigma_c - \sigma_0} \quad (9.43)$$

munosabatga ega bo'lamiz.

(9.44) formula to'yinganlikning uzilish nuqtasidagi maksimal qiymatini (σ_c) aniqlashga imkon beradi.

9.9-rasmda misol tariqasida boshlang'ich to'yinganligi o'zgarmas σ_0 bo'lgan, silindrik namunaga suv chiqara boshlangandan t_0 vaqt o'tgandagi to'yinganlikning tarqalishi aks ettirilgan.

To'yinganlikning tarqalish egri chizig'i ko'rilayotgan holda istalgan vaqt momenti uchun $f'(\sigma)$ ga proporsional bo'lishi va barcha $\sigma > \sigma_0$ qiymat uchun $x=0$ ekanligini hisobga olsak, bu holda (9.43) formula bilan aniqlanadigan formula yechim boshlang'ich $t=0$ vaqtdanoq uzilishga ega bo'ladi, ya'ni bir qiymatlilik buziladi.

Chunki bu holda to'yinganlikning boshlang'ich taqsimotining o'zi uzilishga ega bo'ladi.

To'yinganlikning uzilishdagi yuqori qiymati boshlang'ich momentdayoq o'zining (9.44) formula bilan aniqlanadigan maksimal qiymatiga erishadi.

Suv bilan to'yinganlikning bu, maksimal qiymati qatlamning maksimal neft bera olish koeffitsiyentiga mos bo'ladi, ya'ni bu holda neft bilan to'yinganlik neftning qatlamda harakatdan to'xtash holatiga mos bo'lgan qoldiq to'yinganlik ($\sigma = \sigma''$) qiymatini qabul qiladi.

9.9-rasmdagi to'yinganlikning tarqalish egri chizig'i ($ABmEF$) uzilish chizig'i BC bilan shunday bo'linadiki, unda shtrixlangan yuzalar DmE va EFC o'zaro teng bo'ladi. Darhaqiqat, (9.44) tenglikni

$$\frac{v}{m} f'(\sigma_c)(\sigma_c - \sigma_0) = \frac{v}{m} t [f(\sigma_c) - f(\sigma_0)]$$

ko'rinishda yozsak, uning chap tomoni $GDCD$ to'g'ri to'rtburchak yuzasi, chunki egri chiziqning AB bo'lasi

$$x = (\sigma/m) f(\sigma)$$

formula bilan ifodalanadi, o'ng tomoni esa $GBmEFD$ egri chizikli trapetsiya yuzasi ekanligini ko'ramiz. Bu tenglikdan shtrixlangan yuzalarning tengligi kelib chiqadi. Natijada biz harakat naychasi bo'ylab to'yinganlikning tarqalish qonuniyatini topdik, ya'ni qo'yilgan masalaning yechimi to'la aniqlanadi.

Neft bera olish koeffitsiyenti hisobi

Siqib chiqarish protsessining asosiy texnologik xarakteristikalaridan biri bo'lib, uning suvsiz gaz yoki neft bera olish koeffitsiyenti η hisoblanadi. U chiqarish galereyasidan (quduqdan) frontigacha suv bilan siqib chiqarishdagi neft hajmini, siqib chiqarish boshlanganga qadar, neft bilan bo'lgan umumiy g'ovak hajmiga nisbati kabi aniqlanadi. Bu koeffitsiyentni kuchsiz suvli qatlamlardagi neftni suv bilan siqib chiqarishdagi hol uchun qarab chiqamiz. Bu hol uchun quyidagi shartlar bo'ladi.

$$\begin{aligned} \xi=0, \tau>0 \text{ da, } \sigma &= \sigma^*; \\ 0 < \xi \leq f(\sigma) \tau = \xi_c \text{ da, } f(\sigma) &= \xi/\tau; \\ f(\sigma) \tau < \xi \leq 1 \text{ da, } \sigma &= \sigma_0. \end{aligned} \quad (9.44)$$

Bunda

$$\eta = \frac{m \int_0^{\xi_c} (\sigma - \sigma_0) d\xi}{m(1 - \sigma_0) \xi_c} \quad (9.45)$$

(9.46) integralida ξ o'zgaruvchidan $\xi = f(\sigma)\tau$, $\sigma > \sigma_0$ yordamida σ o'zgaruvchiga o'tishda, bo'laklarga bo'lib integrallaymiz:

$$\int_0^{\xi_c} (\sigma - \sigma_0) d\xi = \tau \int_{\sigma_0}^{\sigma_c} (\sigma - \sigma_0) f'(\sigma) d\sigma = \tau \left[(\sigma - \sigma_0) f(\sigma) \Big|_{\sigma_0}^{\sigma_c} - \int_{\sigma_0}^{\sigma_c} f(\sigma) d\sigma \right] \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \tau \left[(\sigma - \sigma_0) f(\sigma) + 1 - f(\sigma) \right]$$

bu yerda, $f(\sigma_0) = 0$, $f(\sigma_c) = 1$ ekanligi hisobga olingan.

Hosil qilingan ifodani (9.46) tenglamaga qo'yib, bunda

$$\frac{f(\sigma_c) - f(\sigma_0)}{\sigma_c - \sigma_0} = f'(\sigma_c)$$

va

$$\xi_c = f'(\sigma_c) \tau$$

Ifodalarni hisobga olib va o'rin almashtirishlardan keyin

$$\eta = \frac{\sigma_c - \sigma_0}{1 - \sigma_0} \frac{1 - f(\sigma_0)}{f(\sigma_c) - f(\sigma_0)} \quad (9.46)$$

formulaga ega bo'lamiz

Suvsiz neft bera olish koeffitsiyenti μ_o o'sishi bilan ko'payadi.

Nazorat savollari

1. Ko'p fazali sistemalar deganda nimani tushunasiz?
2. Geterogen va geterogik muhitlar nima?
3. Fazalardagi harakat tezligini tushuntirib bering.
4. Ko'p fazali filtratsiya uzluksizligi tenglamasini mohiyati nima?
5. Ko'p fazali filtratsiya harakat tenglamasini yozib ko'rsating va tushuntiring.
6. Flyuidlar holat tenglamani tushuntirib bering.
7. Qorishmaydigan suyuqliklarni siqib chiqarishning bir o'lchamli modelini tushuntiring.
8. Rapoport-Lis modelini mohiyati nimadan iborat?
9. Bakli-Laverett modelini tushuntirib bering.
10. To'yinganlikning keskin o'zgarishidagi shartlarni keltiring.
11. Neft bera olish koeffitsiyenti hisobini ko'rsating.

Xulosa

Neft ishlanishi va neft-gaz kondensat konlari rejimlari va yotqizilari aniqlangan sharoitlardagi qatlamda, murakkab ko'p komponentli aralashmaning ko'p fazali oqimi sodir bo'ladi. Bunda harakatlanuvchi har xil tezliklarda harakatlanish fazalar orasida intensiv massa almashishni amalga oshiradi. Bu va bunga o'xshash sharoitlarda filtratsiya oqimlarining harakati o'rganiladi. Shu sababli ko'p fazali sistemalar haqida ma'lumot berilgan.

Ko'p fazali filtratsiyaning uzluksizlik, harakat va holat tenglamalari keltirib chiqarilgan.

Qorishmaydigan suyuqliklarni siqib chiqarishning bir o'lchamli modeli ta'riflab berilgan. Bunda Rapoport-Lis va Bakli-Laverett modellari batafsil tahlil etilgan.

10. NONYUTON SUYUQLIKLARNING FILTRATSIYA XUSUSIYATLARI

10.1. Filtratsiyalanadigan suyuqlikning reologik modeli va filtratsiyaning chiziqsiz qonunlari

Nonyuton suyuqlik oqimini xarakterlovchi yagona parametr bo'lib, uning μ dinamik qovushoqlik koeffitsiyenti hisoblanadi. Bu μ koeffitsiyent Nyutonning qovushoq ishqalanish qonunidagi proporsionallik koeffitsiyenti bo'ladi:

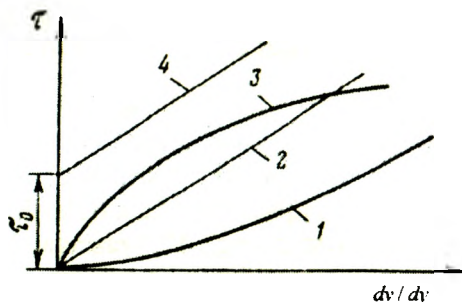
$$\tau = \mu \frac{dv}{dy}, \quad (10.1)$$

bu yerda, τ – urinma kuchlanish; $\frac{dv}{dy}$ – oqim x yo'nalishiga perpendikular tezlik gradiyenti. τ va $\frac{dv}{dy}$ orasidagi bog'lanish bu holda to'g'ri chiziqli bo'lib, koordinata boshidan o'tadi (10.1-rasm, 2 egri chiziq).

Nonyuton suyuqliklarni uch sinfga bo'lish mumkin:

1. Nonyuton qovushoq suyuqliklar, bularda urinma kuchlanish faqat tezlik gradiyentiga (statsionar-reologik suyuqliklar) bog'liq:

$$\tau = f\left(\frac{dv}{dy}\right) \quad (10.2)$$



10.1-rasm. Urinma kuchlanishning tezlik gradiyentiga bog'liqligi.

Suyuqlik: 1-dilatantli; 2-nyutonli; 3-pseudoplastikli; 4-qovushoq plastikli.

2. O'zaro τ va $\frac{dv}{dy}$ bog'lanishli suyuqliklar (no-statsionar-reologik suyuqliklar) kuchlanishlar ta'siri vaqtiga bog'liq, ya'ni

$$\tau = f\left(\frac{dv}{dy}, t\right).$$

3. Qovushoq plastik suyuqliklar, ya'ni xuddi qattiq jism kabi xossaga, shuningdek, kuchlanishni olgandan keyin esa

formasini qisman tiklaydigan qobiliyatga ega suyuqliklar.

(10.2) tenglama bilan ifodalanadigan birinchi sinf nonyuton suyuqliklarni uch tipga ajratish mumkin.

1. Qovushoq plastik suyuqliklar. Bular uchun (10.2) tenglama quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{aligned} \tau > \tau_0 \text{ da, } \frac{d\nu}{dy} &= \frac{1}{\mu} (\tau - \tau_0); \\ \tau \leq \tau_0 \text{ da, } \frac{d\nu}{dy} &= 0 \quad . \end{aligned} \quad (10.3)$$

Reologik egri chiziq deb ataladigan bu bog'lanish grafigi 10.1-rasmda (4 egri chiziq) ko'rsatilgan. (10.3) tenglamaga μ qovushoqlik koeffitsiyentidan tashqari, boshlang'ich kuchlanish siljishi deb ataladigan τ_0 o'zgarmas ham kiradi. $\tau \leq \tau_0$ da suyuqlik o'zini xuddi qattiq jism kabi tutadi va oqim bo'lmaydi deb hisoblanadi. Bu tinch holatdagi qovushoq plastik suyuqliklarni fazoviy qattiq tuzilishga egaligi bilan tushuntiriladi. Bu tuzilish ixtiyoriy τ_0 kichik bo'lgan τ kuchlanishga qarshilik ko'rsatadi. $\tau > \tau_0$ bo'lganda, tuzilish buziladi.

2. Pseudoplastik suyuqliklar. Tajribalar ko'rsatishicha, qator muhitlar logarifm koordinatalarida siljish kuchlanishi va tezlik gradiyenti orasida qandaydir chiziqli bog'liqlik bor. To'g'ri chiziqqa mos keladigan burchakning koeffitsiyenti θ va l oralig'ida joylashgan. Shuning uchun bunday muhitlarni ta'riflashda darajali bog'lanishdan foydalaniladi:

$$\tau = k \left(\frac{d\nu}{dy} \right)^n, \quad (n < 1) \quad (10.4)$$

bu yerda, k va n – qaraladigan suyuqlik uchun o'zgarmas; k – suyuqlikning konsistensiya o'lchovi; n – bir birlikka nisbatan qaraladigan suyuqlikning nyuton suyuqlikdan farqlanishini xarakterlaydi. Pseudoplastik suyuqlikning tipik reologik egri chizig'i 10.1-rasmda (3 egri chiziq) ko'rsatilgan. Pseudoplastik suyuqliklar modeli, pseudoplastik suyuqliklar, xususan, polimer eritmalarining suzib oqishlari harakatini bayon qilishda foydalaniladi.

Effektiv qovushoqlik μ , tushunchasini kiritamiz. Bu urinma kuchlanishning tezlik gradiyentiga nisbati kabi bo'ladi.

$$\mu_* = \tau / \left(\frac{dv}{dy} \right)$$

(10.4) ifodani nazarga olib, psevdoplastik suyuqliklar uchun, bu

$$\mu_* = k \left(\frac{dv}{dy} \right)^{n-1}$$

kattalik $n < 1$ bo'lgani sababli, tezlik gradiyenti o'sishi bilan μ_* kamayadi.

3. Dilatant suyuqliklar. Bu suyuqliklar (10.4) darajali tenglama bilan ifodalanadi, lekin $n < 1$ bo'lganda, oqim egri chizig'i 10.1-rasmda (1 egri chiziq) ko'rsatilgan. Bu suyuqlikda μ_* effektiv qovushoqlikning tezlik gradiyenti o'sishi bilan kuchayadi. Dilatant suyuqlik modeli tarkibida ko'p qattiq faza bo'lgan aralashma xossasini yaxshi ko'rsatadi. Nonyuton xossalarga ega bo'lgan muhitning oddiy holatini qaraymiz: qovushoq - plastik suyuqlikning bir g'ovakdagi tezligi harakatini (10.3) xuddi o'zgarimas radiusli kapillar naychadagi singari deymiz. Naychani qandaydir kesimidagi tezlik taqsimlanishi 10.2-rasmda ko'rsatilgan.

Naycha o'qidan qandaydir r_o masofa narida (10.3.) tenglik bilan ifodalanadigan urinma kuchlanish $\tau = \tau_o$, bu yerda, $\frac{dv}{dy} = \frac{dv}{dr}$, bunda $r = r_o$ da $\frac{dv}{dr} = 0$. « r_o » masofa suyuq silindrik qatlam tengligi shartidan aniqlanadi (10.2-rasm):

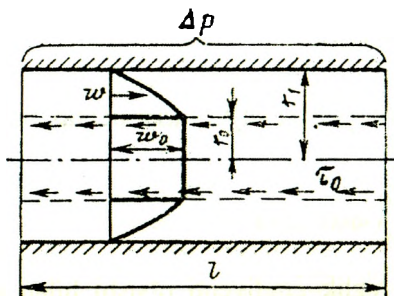
$$2\pi r_o \ell \tau_o = \pi r_o^3 \Delta p,$$

bundan

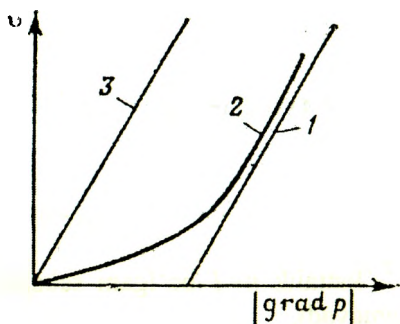
$$d_o = 2r_o = 4 \ell \tau_o / \Delta p. \quad (10.5)$$

(10.5) ifodada $d_o = 2r_o = d$ deylik; qaraladigan g'ovakda harakat to'liq to'xtaganligini ko'rsatuvchi chegaraviy tenglikda bo'lgan qovushoq plastik suyuqlikdagi kattaroq (Δp) bosim farqini topamiz, unda (10.5) ifodadan

$$v = \left(\frac{\Delta p}{\ell} \right) = \frac{4\tau_o}{d} \quad (10.6)$$



10.2-rasm. Yopishqoq – plastik suyuqlikning kapillar ichida harakatining kapillar ichida harakatlari tezliklarining epyurasi.



10.3-rasm. Indikator chiziqlar: 1-nonyuton suyuqlik uchun; 2-uning chiziqli appoksimatsiyasi; 3-Darsi qonuni bo'yicha bo'g'lanish.

ekanligini topamiz. Gradiyentning kichik qiymatlarida harakat bo'lmaydi. Agar $d \approx k$ deb qarasaq

$$v = \tau_0 / \sqrt{k} \quad (10.7)$$

v kattalik chegaraviy (boshlang'ich) gradiyent deb ataladi.

G'ovak muhitdagi qovushoq plastik suyuqlik filtratsiyasiga mos bo'lgan qonun quyidagicha bo'ladi:

$$\text{grad} \cdot p = -\frac{\mu}{k} v - v \frac{v}{v}, \quad v > 0$$

$$|\text{grad} \cdot p| \leq v, \quad v = 0 \quad (10.8)$$

(10.8) ga muvofiq, v filtratsiya tezligi faqat $|\text{grad} p| > v$ (10.3-rasm, 1 egri chiziq) bo'lgan zonalarda noldan farqli bo'ladi. Chegaraviy gradiyentli filtratsiya modelini reologik 2 egri chiziq (10.3-rasm, 2 egri chiziq) ko'rinishini oladigan qatlam sharoitlarida real anomal neft oqimini qandaydir ideallashtirilgan deb qaraladi. Solishtirish uchun 10.3-rasmda Darsi qonuni (3 egri chiziq) ko'rsatilgan.

Har xil diametrli ko'pgina mikrokapillardan tuzilgan g'ovak muhitda bosim farqini kamayishida kapillarlar «tiqilishi» boshlanadi. (10.6.) formulaga asosan boshqa juda kichik kapillarda (g'ovaklarda) harakat to'xtaydi. Bosimi pasaya borishi bilan kattaroq va katta kapillarda «tiqilish» ro'y beradi. G'ovak o'lchamlari qanchalik ko'p tarqalgan bo'lsa, harakatning to'la to'xtalishiga o'tish shuncha ko'p cho'zilgan va filtratsiyaning haqiqiy qonuni (10.8.) munosabatdan kuchliroq farqlanadi.

Qatlamli sistemalarda nonyuton xossalarning paydo bo'lishi asosiga har xil fizik mexanizmlar yotadi. Nonyuton effektlar filtratsiyaning kichik tezliklarida va kichik o'lchamli g'ovak muhitlarda (kam o'tkazuvchanli) sodir bo'ladi. Bu bir jinsli bo'lmagan qatlamlarda nonyuton filtratsiyaning xususiyatlarini aniqlaydi. O'tkazuvchanligi kam bo'lgan zonalarda nonyuton effektlar ko'proq sodir bo'ladi.

Buni bir jinsli bo'lmagan qavatlardan iborat qatlam misolida qarab chiqamiz. Qavatli qatlamlarda chegaraviy gradiyentlar, har xil qavatlar uchun har xil bo'ladi. (10.7.) dan ko'ramizki, o'tkazuvchanlik qancha katta bo'lsa, v chegaraviy gradiyent shuncha kichik bo'ladi va aksincha.

Har bir qavatda chegaraviy gradiyentli (10.8.) tipdagi filtratsiya qonuni o'rinli deb faraz qilaylik:

$$\text{agar } |grad p| > v_i, \text{ bo'lsa, } \bar{v}_i = -\frac{k_i}{\mu} \left(grad P - v_i \frac{grad P}{(grad P)} \right), \quad (10.9)$$

$$\text{agar } |grad P| < v_i, \text{ bo'lsa, } \bar{v}_i = 0.$$

bu yerda, i indeks i - qavat xarakteristikasi.

Aniqlash uchun uch qavatlardan iborat, har xil o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan qatlamni qarab chiqamiz: $k_1 > k_2 > k_3$; u holda $v_1 < v_2 < v_3$. Qavatlar bir-biri bilan o'zaro ideal aloqada, ya'ni qalinlik bo'yicha bosim o'zgarishini hisobga olmasa bo'ladi deb faraz qilaylik. Bu alohida qavatlar orasida paydo bo'ladigan bosim farqlari qavatlar orasidagi almashishi hisobiga tezda tekislanadilar, degan farazga ekvivalent. Bu farazni, qatlam filtratsiya tezligini n umumiy qavatlar bo'yicha o'rtachasini olib va (10.9.) dan foydalanib, o'rtacha filtratsiya tezligini aniqlaymiz:

$$\bar{v} = \frac{1}{H} \int_0^H v_i dz = -\frac{1}{H} \left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{k_i h_i}{\mu} - \frac{v_i}{|grad \cdot p|} \right) grad \cdot p \right] \quad (10.10)$$

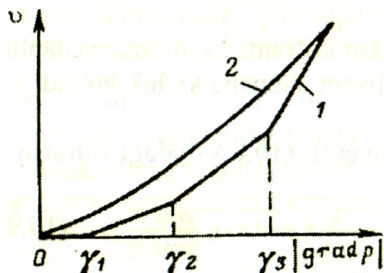
Bunda $0 \leq j \leq 3$ qavat nomeri, ushbu

$$v_i < |grad \cdot p| \leq v_{i+1} \quad (10.11)$$

Bundan qavatlar ketma-ket ishga tusha boshlaydi. Agar $grad \cdot p < v_1$ bo'lsa, unda butun qatlam bo'yicha harakat bo'lmaydi. Agar $v_1 < grad \cdot p \leq v_2$ bo'lsa, filtratsiya faqat birinchi qavatda bo'ladi va h.k. Demak, (10.10.) tenglama filtratsiyaning bo'lak-chiziqli qonunini aks ettiradi (10.4-rasm, 1 egri chiziq).

Bundan qatlam qalinligi bo'yicha o'tkazuvchanlik uzluksiz o'zgarishi (10.4-rasm, 2 egri chiziq) holatiga o'tish oson bo'ladi. Ikkala holatda ham filtratsiya qonuni katta tezliklar oblastida to'g'ri chizikli uchastkaga ega.

(10.9) bo'lak-chiziqli qonunga muvofiq, qavatli qatlamdagi chegaraviy gradiyentli suyuqlik filtratsiyasini bir jinsli qatlamdagi u o'rtacha filtratsiya tezligining harakati kabi qarash mumkin.



10.4-rasm.

10.4) psevdoplastik flyudida mos bo'lgan (10.12) darajali qonun, g'ovak muhitda polimer eritmalar harakatini yaxshi ifodalaydi va qatlam neft bera olishini oshirish maqsadida polimerli qatlamni harakatga keltirish hisobida foydalaniladi.

10.2. Qovushoq plastik suyuqliklar filtratsiyasining bir o'lchamli masalalari.

Barqaror oqim

Siqilmaydigan qovushoq plastik suyuqlikning quduqqa (10.8) shartga ko'ra tekis radial oqib kirishini qaraymiz. Bu holda

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\mu}{k} v + \nu, \quad (v > 0);$$

$$\frac{dp}{dr} \leq \nu, \quad (v = 0). \quad (10.13)$$

Dyupyui formulasini umumlashtirib, doiraviy qatlamda quduq debiti formulasini keltirib chiqamiz. (10.13) dan quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\text{Agar } \frac{dp}{dr} > \nu \text{ bo'lsa, } v = \frac{Q}{2\pi rh} = \frac{\mu}{k \left(\frac{dp}{dr} - \nu \right)};$$

Agar $\frac{dp}{dr} \leq \nu$ bo'lsa, $\nu=0$. (10.14)

Quduq tubi va qatlam chegaralarida berilgan

$$p(r_c) = p_c^*; \quad p(R_k) = p_k$$

bosimlarni o'zgarmas deb hisoblab (qaraladigan oqib kirish holatida $p_k > p_c$ va qatlamdan suyuqlikni chiqarishda $p_k < p_c$) va (10.14) tenglamani integrallab,

$$dp = \frac{\mu}{k} \frac{Q}{2\pi h} \frac{dr}{r} + \nu dr$$

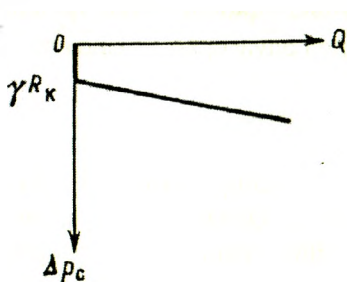
ifodani hosil qilamiz. Bundan

$$p(r) = p_c + \nu(r - r_c) + \frac{Q}{2\pi h} \ln r / r_c \quad (r_c \leq r \leq R_k); \quad (10.15)$$

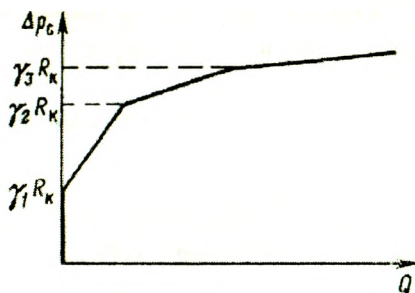
$$\Delta p = \nu R_k \text{ da } Q = \frac{2\pi k h}{\mu \ln(R_k / r_c)} (\Delta p_c - \nu R_k);$$

$$(\Delta p = \nu R_k - p_c) \text{ da, } Q = 0 \quad (10.16)$$

(10.15) va (10.16) formulalarda mos ravishda qatlamda bosim taqsimlanishi va quduq debitlari ko'rsatilgan. (10.15) formuladan bosim farqlari qismi siljish bosimi gradiyentini yengish uchun sarflanishini ko'ramiz. $Q \rightarrow 0$ bo'lganda (10.15) formula o'zgarmas (Darsi qonuni bo'yicha filtratsiyasi holatidagi kabi), ammo chiziqli qonun bo'yicha o'zgarishi kelib chiqadi. (10.16) formuladan ko'rinadiki, qatlamda chegaraviy bosim gradiyentining mavjudligi quduq debitining kamayishiga olib keladi. Qaraladigan holda, quduqning indikator chizig'i, ya'ni $Q(\Delta p_c)$ bog'lanish to'g'ri chiziqli bo'lib, koordinatalar boshidan o'tmaydi, lekin depressiya o'qidagi νR_k ga teng bo'lakni kesib o'tadi (10.5-rasm).



10.5-rasm. Yopishqoq plastik suyuqlikning tekis radial filtratsiyadagi indikator chizig'i.



10.6-rasm. Uch qavatli qatlamni indikator chizig'i.

Hosil qilingan natijalarni, qavatli qatlam holati uchun umumlashtiramiz. Qavatlar gidrodinamik izolatsiyalangan, ya'ni har xil o'tkazuvchanlikka ega qavatlarda o'zaro oqib o'tishlar bo'lmaydi deylik. Unda har bir qavat debiti uchun (10.16) formula o'rinli bo'ladi:

$$Q_i = \frac{2\pi k_i h_i}{\mu \ln\left(\frac{R_k}{r_c}\right)} (\Delta p_c - v_i R_k), \quad (\Delta p_c > v_i R_k)$$

$$Q_i = 0, \quad (\Delta p_c \leq v_i R_k). \quad (10.17)$$

Q debit yig'indi esa

$$Q = \sum_{i=1}^j Q_i \quad (10.18)$$

ifodaga teng bo'ladi.

Agar xuddi oldingidek, qavatlar o'tkazuvchanligi $k_1 > k_2 > k_3, \dots$, va shu kabi $v_1 < v_2 < v_3, \dots$ bo'lsa, unda (10.18) ifodadagi j indeks (10.11) shartdan aniqlanadi. $\Delta p_c < v_1 R_k$ bo'lsin, unda butun qatlam bo'yicha harakat bo'lmaydi va $Q = 0$. Indikator chiziqda (10.6-rasm.) bu vertikal bo'lak bilan ko'rsatilgan. Agar $v_1 R_k < \Delta p_c < v_2 R_k$ bo'lsa, unda harakat faqat birinchi qavatda bo'ladi; (10.17), (10.18) formulalar $i=1$ bo'lganda bajariladi. Endi $v_2 R_k < \Delta p_c < v_3 R_k$ bo'lsin, unda k_1 va k_2 [(10.18) da $j=2$] o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan qavatlarda harakat bo'ladi va debitlar yig'indisi

$$Q = Q_1 + Q_2 = \frac{2\pi}{\mu \ln\left(\frac{R_k}{r_c}\right)} [(k_1 h_1 + k_2 h_2) \Delta p_c - (k_1 h_1 v_1 + k_2 h_2 v_2) R_k]$$

bo'ladi.

Oxirida, $\Delta p_c > v_3 R_k$ bo'lganda, uchinchi qatlam va h.k. qo'shiladi. Indikator chiziq singan, depressiya o'qiga qavariq ko'rinishda bo'ladi.

Nobarqaror filtratsiya

Elastik g'ovak muhitda elastik qovushoq plastik suyuqlikning nostatsionar filtratsiyasini qarab chiqamiz. Qatlam elastik rejimidagi bosimni aniqlashning differensial tenglamasini, (10.8) chegaraviy gradiyentli filtratsiya qonunini kiritib yoki flyuid va g'ovak muhit holati tenglamasi qonunlariga ko'ra boshqacha approksimatsiyalash bilan hosil qilish mumkin. Qaraladigan filtratsiya oqimining uzluksizlik tenglamasi

$$\frac{\partial}{\partial t} = (m\rho) + diV(\rho\bar{v}) = 0 \quad (10.19)$$

(10.19) va (10.8) hamda (2.18) holat tenglamalaridan foydalanib, bosimni aniqlashning differensial tenglamasini hosil qilamiz:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \varkappa \operatorname{div} \left[\left(1 - \frac{v}{|\operatorname{grad} r|} \right) \operatorname{grad} r \right], \quad (10.20)$$

bu yerda, \varkappa – p'ezoo'tkazgich koeffitsiyenti.

(10.20) tenglama elastik rejimning chiziqli bo'lmagan nazariyasini o'rnatish uchun asos bo'lib xizmat qiladi. Filtratsiyaning konkret masalalarini yechishda (10.20) tenglama uchun masalaning shartidan kelib chiqadigan oddiy boshlang'ich va chegaraviy shartlar shakllantiriladi. Shu bilan birga shuni e'tiborga olish kerakki, chegaraviy gradiyentli filtratsiya modeli asosidagi nostatsionar masalalar yechimida, chegaralarda (qatlam chegarasiga yetmagunga qadar) bosim gradiyenti moduli v chegaraviy gradiyentga tenglashishi, bosim esa boshlang'ich qatlam bosimiga teng bo'lishi kerak.

Amaliyot uchun muhim bo'lgan, chegaraviy gradiyentli qovushoq plastik qatlam filtratsiyasida o'zgarmas debitli quduqning ishga tushirilishi masalasini qarab chiqamiz. Filtratsiyaning tekis radial holatida (10.8) tenglik (10.13) ko'rinishini oladi, bosim esa

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \varkappa \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\partial p}{\partial r} - v \right) \right] \quad (10.21)$$

differensial tenglamani qanoatlantiradi.

Boshlang'ich momentda qatlam ta'sirlangan:

$$t=0 \quad \text{da} \quad \dot{p} = p_k \quad (10.22)$$

Quduq devoridagi shart (10.14) munosabatdan hosil qildinadi:

$$Q = \frac{k}{\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial r} - v \right) 2\pi r h,$$

Bundan

$$r=r_c \quad \text{da} \quad \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{Q\mu}{2\pi k h r_c} \quad (10.23)$$

Qo'yilgan masalaning yaqinlashish hisobini integral tengliklar (munosabatlar) usulidan izlaymiz. $R(t)$ radiusli ta'sirlangan zonada bosim taqsimlanishini quyidagi ko'rinishda olamiz:

$$\begin{aligned} r \leq R(t) \quad \text{da} \quad p(r,t) &= a_0 \varepsilon n \frac{r}{R(t)} + a_1 + a_2 \frac{r}{R(t)} \\ r > R(t) \quad \text{da} \quad p(r,t) &= p_k, \end{aligned} \quad (10.24)$$

bu yerda, α_1, α_2 – aniqlanadigan koeffitsiyentlar; $R(t)$ – filtratsiya sodir bo‘ladigan ta’sirlangan zona radiusi; vaqt o‘tishi bilan ta’sirlangan zona $R=R(t)$ qonun bo‘yicha siljiydi, $R(0)=r_c$.

Ta’sirlangan zona chegarasida

$$r = R(t) \text{ da} \quad P(r, t) = P_k, \quad \frac{\partial P}{\partial r} = v \quad (10.25)$$

shart bajariladi.

(10.23.) va (10.25.) munosabatlardan α_1, α_2 koeffitsiyentlarni topamiz, unda (10.24.) formula

$$p(r, t) = P_k + \frac{Q\mu}{2\pi kh} \left(\ln \frac{r}{R(t)} - \frac{r}{R(t)} + 1 \right) - v(R(t) - r) \quad (10.26)$$

ko‘rishini oladi.

Ta’sirlangan oblast radiusini (6.7.) material balans tenglamasidan topamiz. Buni $Q = \text{const}$ hol uchun

$$Q(t) = \beta \pi R^2(t) h (p_k - \bar{p}) \quad (10.27)$$

ko‘rinishda yozish mumkin. Bunda \bar{p} – ta’sirlangan oblastdagi o‘rtacha bosim. Buni (10.26.) tenglamani (3.21) tenglikka qo‘yib va integrallab,

$$\bar{p} = p_k - \frac{Q\mu}{12\pi kh} - v \frac{R(t)}{3} \quad (10.28)$$

(10.28.) tenglikni hisobga olib, (10.27.) tenglamadan ta’sirlangan oblast harakati qonunini topamiz:

$$R^2(t) + \frac{4\pi kh v}{Q\mu} R^3(t) = 12\pi t \quad (10.29)$$

Bundan har xil vaqt momentlarida $R(t)$ qiymatni aniqlab va (10.26.) formulaga qo‘yib, $P(r, t)$ bosim qiymatini topish mumkin.

Quduq tubida ($r=r_0$ da) bosim o‘zgarishi tadqiqoti masalasi katta qiziqish uyg‘otadi:

$$p_c = p_k + \frac{Q\mu}{2\pi kh} \left(\ln \frac{r_c}{R(t)} + 1 \right) - vR(t) \quad (10.30)$$

Bunda quduqni ishga tushirgandan keyin, darhol $r_c \ll R$ bo‘lishi hisobga olingan.

Chegaraviy gradiyentli filtratsiyada quduq bosimi o‘zgarishini tadqiqot qilish uchun (10.29.) tenglikni

$$R^2(t) \left(1 + \frac{4\pi kh v}{Q\mu} R(t) \right) = 12\pi t \quad (10.31)$$

ko‘rinishga keltiramiz.

$R(t) \ll \frac{Q\mu}{4\pi kh v}$ qiymatlari uchun qavs ichidagi ifoda birdan kichik va uni tashlab,

$$R^2(t) = 12\aleph t \quad (10.32)$$

munosabatni hosil qilamiz. Bu elastik rejim uchun xarakterli bo'ladi. Bu tenglik kam vaqtlar uchun

$$t \ll \frac{1}{12\aleph} \left(\frac{Q\mu}{4\pi kh\nu} \right)^2$$

bajariladi. Bunda $\nu R \ll \frac{Q\mu}{4\pi kh}$ va (10.30.) tenglamada asosiy rol

$$p_c = p_k - \frac{Q\mu}{2\pi kh} \ln \frac{12\aleph t}{r^2} + \dots \quad (10.33)$$

logarifmik a'zo o'ynaydi.

Vaqtning katta qiymatlarida, (10.30.) formuladagi qavs ichidagi qiymat $R \gg \frac{Q\mu}{4\pi kh\nu}$ bo'lgani sababli, hisobga olmasak, ta'sirlangan oblast chegarasi harakati qonuni

$$R = \left(\frac{3Q\mu\aleph t}{\pi kh\nu} \right)^{1/3} \quad (10.34)$$

ko'rinishini oladi va tub bosimini vaqtga bog'liqligi quyidagicha:

$$P_c = P_k - \frac{Q\mu}{6\pi kh} \ln \left(\frac{3Q\mu\aleph t}{\pi kh\nu r^3} \right) - \nu \left(\frac{3Q\mu\aleph t}{\pi kh\nu} \right)^{1/3} + \frac{Q\mu}{2\pi kh} \quad (10.35)$$

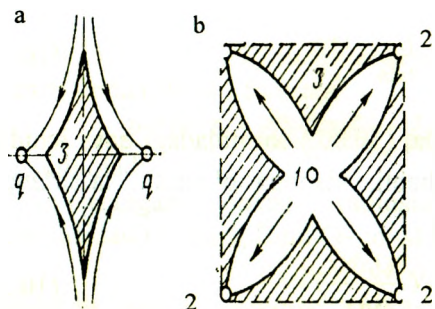
Parametrlarining qaysidir qiymatlarida, darajali a'zo asosiy ahamiyatga ega, chunki tub bosimining tushishi qonuni logarifmikdan darajalikka o'zgaradi. Shunday ekan katta va K_T oralig'ida elastik suyuqlik elastik suyuqlik filtratsiyasiga nisbatan chegaraviy gradiyentli filtratsiyadagi $P_c(t)$ tub bosimi o'zgarishi egri chizig'i ko'rinishi sezilarli o'zgaradi. Asosan bu qatlam sharoitlarida bosimning chegaraviy gradiyentlari sodir bo'lishini ko'rsatadi.

10.3. Neftni suv bilan siqib chiqarishda turg'un zonalarni barpo bo'lishi

Chegaraviy gradiyentli bosim filtratsiyasining muhim effekti – qatlamda turg'un zona barpo bo'lishining imkoniyatidir, bu yerda, gaz yoki suyuqlikning harakati bo'lmaydi. Bu zonalar bosim gradiyenti chegaraviydan ham bo'lgan joylarda paydo bo'ladi. Turg'un zonalarning paydo bo'lishi qatlamlar neft beraolishini kamayishiga olib keladi. 10.7(a) - rasmda teng debitli ikki chiqaruvchi quduqlar orasida joylashgan 3 turg'un zona shtrixlangan.

Quduqlar joylashuvi besh nuqtali bo'lgan qatlamdan neftni suv bilan siqib chiqarishni qaraymiz (10.7, b-rasm). 1 haydash qudug'i orqali suv yuborilayotgan bo'lsin, 2 chiqarish qudug'i orqali esa neft

olinayotgan bo'lsin. Ikki o'lchamli sodir bo'lgan oqim tahlili shuni ko'rsatadiki, 3 zonalarda (10.7, b-rasm) oqim tezligi haydash va chiqarish qudug'ini ulaydigan to'g'ri chiziq yotgan oblastlardagi oqim tezliklariga nisbatan kam bo'ladi. (10.7, b-rasm) shtrixlanmagan oblastlarning besh



10.7-rasm. Turg'un zonalar (3) paydo bo'lish sxemasi: a-ikki chiqaruvchi quduqlar orasida; b-quduqlarning besh nuqtali joylashishida (1-haydaydigan; 2-chiqaradigan).

nuqtali yacheyka hamma yuzalariga nisbatini qatlamni harakati bilan qamrash yuzali koeffitsiyenti deb hisoblash mumkin. Turg'un zona kattaligi va qatlamni qamrash koeffitsiyenti

$$\lambda = \frac{Q\mu}{(k\nu L)}$$

parametriga bog'liq. Bunda Q – chiqaruvchi quduq debiti; L – harakatli o'lcham (masalan, qo'shni quduqlar orasidagi yarim masofa).

Qatlam qamrash koeffitsiyenti « λ » parametr ko'payishi bilan ko'payar ekan.

Nazorat savollari

1. Nyuton suyuqlik deganda nimani tushunasiz?
2. Nonyuton suyuqlik xususiyatlari nimalardan iborat?
3. Qanday suyuqliklar qovushoq bo'ladi?
4. Dilatant suyuqlik deganda nimani tushunasiz?
5. Pseudoplastik suyuqliklarga misollar keltiring.
6. Qovushoq - plastik suyuqliklarni tushuntirib bering.
7. Nonyuton suyuqliklar filtratsiyasi chiziqli bo'lmagan qonunini tushuntiring.

8. Nonyuton suyuqliklar barqaror filtratsiyasini tushuntirib bering.

9. Nonyuton suyuqliklarda nobarqaror filtratsiya oqimi bo'ladimi yoki yo'qmi?

10. Turg'un zonalarda qayerlarda paydo bo'ladi?

Xulosa

Nonyuton suyuqlik oqimini xarakterlovchi yagona parametr bo'lib, uning μ dinamik qovushoqlik koeffitsiyenti hisoblanadi. Nonyuton suyuqlik ko'rinishlari keltirilgan. Shuningdek nonyuton suyuqlik oqimi to'g'risida ma'lumot berilgan. Filtratsiyalanadigan suyuqlikning reologik modeli va filtratsiyaning chiziqsiz qonunlari ko'rsatilgan.

Qovushoq plastik suyuqliklar filtratsiyasining bir o'lchamli, ya'ni barqaror va nobarqaror filtratsiyasi masalalari ko'rib chiqilgan.

Chegaraviy gradiyentli bosim filtratsiyasining muhim effekti – qatlamda turg'un zona barpo bo'lishining imkoniyatidir, bu yerda, gaz yoki suyuqlikning harakati bo'lmaydi. Neftni suv bilan siqib chiqarishda turg'un zonalarni barpo bo'lishi holatlari o'rganilgan.

11. SUYUQLIK VA GAZLARNING YORIQSIMON VA YORIQSIMON - G'OVAK MUHITLARDA HARAKATLANISHI

11.1 Yoriqsimon va yoriqsimon - g'ovak muhitlarda filtratsiyaning xususiyatlari

Dunyo neft va gaz zaxiralarining aksariyat qismi yoriqsimon-g'ovak muhitda joylashgan. Bunday tog' jinslarida joylashgan konlarni samarali ishlatish, yoriqsimon-g'ovak muhitdagi suyuqlik va gaz harakatlarning masalalari filtratsiya tadqiqotlari bilan bog'liq bo'ladi.

Ba'zi bir tabiiy qazilma joylarda quyidagi anomal holatlar kuzatiladi: burg'ilashda jinsning o'tkazuvchanligi kichik bo'lishiga qaramasdan loyqa eritmaning intensiv yutilishi sodir bo'ladi. Quduqning barqaror rejimli ishida jinsning o'tkazuvchanligi kichik bo'ladi, lekin katta debitlar kuzatiladi. Bular va bularga o'xshash hodisalar shuni ko'rsatadiki, qatlam o'zaro tutash yoriqlar sistemasidan iborat. Bular orqali asosan suyuqlikning quduqqa kirishi yoki loyqa eritmasining singib ketishi sodir bo'ladi. Bunday qatlamlar yoriqsimon qatlamlar deyiladi. Ular Eron, Iroq, Saudiya Arabiston, AQSH, Vengriya, Bolgariya, Rossiya, O'rta Osiyoda tarqalgan.

Yoriqsimon jinslar murakkab tuzilish sistemasiga ega bo'lib, ularda suyuqlik va gazlarning harakati g'ovak muhitdagi harakatga nisbatan ba'zi bir xususiyatlari bilan farq qiladi. Yoriqsimon jinslarda mikro- va makroyoriqlar, mayda yoki katta kavernlar bo'ladi. Jinsning o'zi matritsa (yoriqlar orasidagi muhit) absolyut o'tkazmas yoki o'zida oddiy g'ovak muhitni mujassam etishi mumkin. Makroyoriqlar yorilishi 1 mm atrofida, ba'zi bir hollarda esa katta ham bo'lishi mumkin. Mikroyoriqlar 1-100 mkm bo'ladi. Yoriqsimon jinslarda suyuqlik harakati qarshiligi juda katta. Makroyoriqlar katta uzunlikka ega bo'lmaydi va ko'p hollarda o'zaro mikroyoriqlar (katta qarshiliklar hosil qiladi) bilan bog'lanadilar.

Yoriqsimon jinslar toza yoriqsimon va yoriqsimon-g'ovaklarga bo'linadi. Toza yoriqsimon jinslarda yoriqlar orasida joylashgan jins

bloklari o'tkazuvchan emas, suyuqlik va gaz harakati faqat yoriqlarda (11.1,a-rasmda strelka bilan ko'rsatilgan) sodir bo'ladi, ya'ni yoriqlar ham kollektor ham suyuqlikni quduqqa uzatuvchi bo'lib hisoblanadi. Bunday jinslarga slanslar, kristall jismlar, dolomitlar va ba'zi ohaktoshlar kiradi. Yoriqsimon jinsni suyuqlik bilan uzluksiz qatlamli muhit deb katta sonli bloklarni o'z ichiga olgan hajmni qabul qilishi kerak, jism elementi deb hajmni qabul qilish kerak va filtratsiya xarakteristikalarining o'rtalanishi shu element chegarasiga olib keladi, ya'ni g'ovak muhitga nisbatan masshtab yanada kattaroq bo'lishi kerak. Agar tomoni $a = 0.1m$ kub deb qarash, unda elementlar hajm sifatida tomoni l m atrofida bo'lgan kubni olish kerak: o'lchamlari g'ovaklar xarakterli o'lchamlaridan ancha katta, chunki yoriqlar sistemasidagi k_1 o'tkazuvchanlik blokdagi g'ovaklar sistemasi k_2 o'tkazuvchanligidan ancha katta bo'ladi. Shu vaqtda yoriqlar g'ovaklarga nisbatan juda kichik hajmni egallaydi, chunki yoriqsimonlik koeffitsiyenti m_1 –yoriqlar egallagan hajmning jins umumiy hajmiga nisbatiga teng bo'lib, m_2 alohida bloklar g'ovakligidan ancha kam.

Yoriqsimon g'ovak-kollektorlar – bu asosan ohaktoshlar, ayrim hollarda qumlar, alevrolitlar, dalomitlar.

Toza yoriq jinslarning xarakteristikalarini qaraymiz. Yoriq tor tirqishlardan iboratligini ko'rsatadi. Yoriqsimonlik koeffitsiyenti ko'pincha foiz ulushini tashkil etadi (u vaqtda donador jins g'ovaklik koeffitsiyenti 10-20% ni tashkil etadi). Yoriqsimonlik koeffitsiyenti, k_1 o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti singari, yoriqning tig'izligi va yorilishi bilan aniqlanadi. G yoriq tig'izligi deb « n » yoriqlar sonini yoriqni hosil qiluvchi sirtlarga o'tkazilgan L normal uzunligi nisbatiga aytiladi.

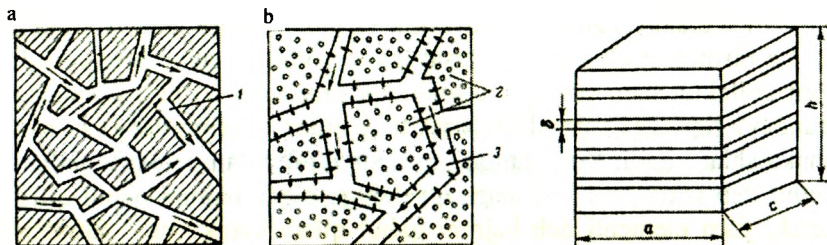
Agar yoriqsimon muhitni yoriqligi δ yoriqlar tartibli sistemasidan (11.2-rasm) iborat deb qaraymiz. U holda yoriqlar tig'izligi

$$G = \frac{n}{h},$$

yoriqsimonlik koeffitsiyenti esa

$$m_1 = \frac{acn\delta}{(ach)} = G \cdot \delta$$

bo'ladi.



11.1-rasm. Toza yoriqsimon (a) va yoriqsimon – g'ovak muhit (b) sxemalari.

11.2-rasm. Tartibli yoriqsimon sistemaga ega bo'lgan yoriqsimon muhit modeli.

Ko'pincha yoriqsimon qatlamlarda vertikal yoriqlarning ikkita o'zaro perpendikular sistemalarga egaligi xarakteri kuzatiladi. Bunday jins ikkiga bo'lingan, teng yoriq va tig'izlikka ega bo'lgan yoriqlar ikki o'zaro perpendikular sistemalar bilan bo'lingan, kollektorlarning modeli ko'rinishida bo'lishi mumkin:

$$m_1 = \theta \cdot G \cdot \delta, \quad (11.1)$$

bu yerda, θ – jinslardagi yoriqlar geometriyalari sistemalariga bog'liq o'lchamsiz koeffitsiyent, yuqoridagi holat uchun $\theta = 2$. Agar uchta bo'lsa, unda

$$m_1 = 3G\delta$$

bo'ladi.

Yoriqsimon qatlamda v filtratsiya tezligi va yoriqlar bo'yicha u o'rtacha tezligining o'zaro bog'lanishi

$$v = m_1 \cdot u$$

formuladan yoki gidromexanikadan ma'lum bo'lgan ikki tekis qo'zg'almas parallel devorlar orasidagi suyuqlik oqimining o'rtacha tezligi uchun Bussineski formulasidan aniqlanadi:

$$u = -\frac{\delta^2}{12\mu} \frac{dp}{dx}, \quad (11.2)$$

bu yerda, dp/dx – bosim gradiyenti.

Filtratsiya tezligi esa

$$v = -\frac{m_1 \delta^2}{12\mu} \frac{dp}{dx} \quad (11.3)$$

ifodadan aniqlanadi.

(11.3) formulani Darsi qonuni bilan solishtirib va (11.1) munosabatdan foydalanib, yoriqsimon jinsning o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini

$$k_1 = m_1 \delta^2 / 12 = \theta \cdot G \delta^3 / 12 \quad (11.4)$$

topamiz.

Mahsuldor yoriqsimon qatlamlardagi muhitning umumiy kuchlanish holatini aniqlaydigan bosim, jins skeletidagi kuchlanishlar va yoriqlardagi suyuqlik bosimlari bilan tenglashtiriladi. Qatlam bosimi suyuqlikning yoriqlardagi bosimi kamayishi bilan, yoriqsimon jins (g'ovak bloklar) zarrasini siquvchi kuchlanish kamayadi. Agar yoriqsimon qatlamdagi deformatsiya elastik va kattaligi bo'yicha kam bo'lsa, unda yoriq yorilishining bosimga bog'liqligini chiziqli deb hisoblash mumkin:

$$\delta = \delta_0 [1 - \beta(p_0 - p)], \quad (11.5)$$

bu yerda, β – yoriqning elastikligi va geometriyasiga bog'liq bo'lgan yoriqsimon muhit parametri, $\beta = \beta_T \frac{\ell}{\delta_0}$. Bunda $\beta_T = \frac{1 - 2\sigma}{E}$ – elastiklik o'zgarmasi; σ – Puasson koeffitsiyenti; E – Yung moduli; ℓ – yoriqlar orasidagi o'rtacha masofa. (11.4) va (11.5) formuladan k_1 o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini bosimga bog'liqligini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$k_1 = k_1^0 [1 - \beta(p_0 - p)]^3, \quad (11.6)$$

bu yerda, k_1^0 – yoriqsimon jinsning p_0 bosimdagi o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti.

Bizga 2-bo'limdan ma'lumki, o'tkazuvchanlikning bosimga eksponensial bog'lanishi

$$k_1 = k_1^0 e^{-\alpha(p_0 - p)} \quad (11.7)$$

bo'ladi, shuning uchun bosimning kam o'zgarishida $k_1(p)$ bog'lanishni chiziqli

$$k_1 = k_1^0 [1 - \beta(p_0 - p)] \quad (11.8)$$

deb hisoblash mumkin. Bunda $\alpha = 3\beta$.

Yoriqsimon g'ovak qatlamlarning differensial mexanizmi yaqqol yoriq tipdagi kollektorlardagiga qaraganda murakkabroq bo'ladi. Lekin shuni aytib o'tish kerakki, yoriqsimon-g'ovak muhitlarda tashqi ta'sirlar ostida oldin yoriqlar sistemasi deformatsiyalanadi (11.1-rasm, 1-muhit). Bunda bu sistemaning haqiqiy kuchlanishi g'ovak bloklar sistemasi uchun tashqi yuklama rolini o'ynaydi. (11.1-rasm, 2-muhit).

Yana shuni ko‘ramizki, (11.6) ko‘rinishdagi o‘tkazuvchanlik uchun ifoda yagona emas. Elastik deformatsiyaning chiziqli bo‘lmagan nazariyasini qurishda (bosimning katta o‘zgarishlarida va katta elastik deformatsiyalarida) o‘tkazuvchanlik, g‘ovaklik (shuningdek, filtratsiyalanadigan suyuqlik va gazning qovushoqligi va zichligi) ikkala sistemada (11.1-rasm, 1 va 2-muhit) ham bosimning eksponensial funksiyalari bo‘lib hisoblanadi:

$$\begin{aligned} k_i &= k_i^0 e^{-\alpha_i(p_0-p_i)}; & m_i &= m_i^0 e^{-\beta_i(p_0-p_i)}; \\ \rho_i &= \rho_i^0 e^{-\nu_i(p_0-p_i)}; & \mu_i &= \mu_i^0 e^{-\lambda_i(p_0-p_i)}, \end{aligned} \quad (11.8^1)$$

($i = 1, 2$),

bu yerda, $\alpha_i, \beta_i, \nu_i, \lambda_i$ – jins va suyuqlikning reologik o‘zgarishlari.

Yoriqsimon – g‘ovak muhitdagi nobarqaror filtratsiyaning muhim xususiyati shundan iboratki, bunda ikkala muhit orasida suyuqliklarning intensiv almashinuvi bo‘lishidadir, ya’ni g‘ovak bloklar va yoriqlarda p_2 va p_1 bosimlar farqi natijasida almashinuv sodir bo‘ladi. Vaqt o‘tishi bilan bosimning juda sekin o‘zgarishida suyuqliklar almashinuvi sodir bo‘ladi, shuning uchun bu protsessni kvazistatsionar (sekin o‘zgaruvchan), ya’ni aniq vaqtga bog‘liq emas deb hisoblash mumkin. Ko‘ramizki, kam siqiluvchan suyuqlik harakatida birlik jins hajmidan (q intensiv oqib o‘tish) birlik vaqt ichida yoriq bloklardan oqib chiqadigan suyuqlik massasi, p_2-p_1 bosimlar farqiga, ρ_c zichlikka (p_1 dan p_2 interval oralig‘ida zichlik kam o‘zgaradi deb hisoblanadi) proporsional, μ dinamik qovushoqlikka esa teskari proporsional, ya’ni

$$q = \alpha_0 \frac{p_0}{\mu} (p_2 - p_1), \quad (11.9)$$

bu yerda, α_0 – bloklarning geometrik xarakteristikalariga bog‘liq o‘lchamsiz koeffitsiyent; k_c o‘tkazuvchanlikka, ℓ bloklarning o‘rtacha o‘lchamiga va bloklar formalari xarakterlovchi $\alpha_0 = \frac{\bar{\alpha} k_0}{\ell^2}$ o‘lchamsiz kattalikka bog‘liq.

Ideal gaz filtratsiyasida bloklardan yoriqlarga intensiv oqib o‘tishda (11.9) formula quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$q = \alpha_0 \frac{\rho_0(p_2^2 - p_1^2)}{\mu^2 p_0} \quad (11.10)$$

bu yerda, p_0 – zichlik ρ_0 ga mos bo‘lgan bosim.

11.2. Yoriqsimon va yoriqsimon-g‘ovak muhitlarda suyuqlik va gaz harakatining differensial tenglamasini keltirib chiqarish

Har bir nuqta ikki bosim (p_1 sistema yorig‘ida va p_2 g‘ovak bloklaridagi bosimlar) va ikki filtratsiya (v_1 va v_2 filtratsiya tezliklari) tezliklariga ega deb hisoblab, deformatsiyalanadigan yoriqsimon-g‘ovak muhitda suyuqlik va gaz harakatining differensial tenglamasini keltirib chiqaramiz. Muhitlararo o‘tish (11.9) yoki (11.10) formulalar yordamida aniqlanadi. Differensial tenglamani tuzishda ikki uzluksizlik tenglama yoziladi. Birinchisi yoriqlardagi (1-muhit) filtratsiya uchun, ikkinchisi esa g‘ovak bloklardagi (2-muhit) filtratsiyalar uchun yoziladi. Yoriqlardagi suyuqlikning balans, ya’ni uzluksizlik tenglamasi (2.4) tenglamadan o‘ng tomonidagi birlik vaqt ichida yoriqlar bloklaridan birlik hajm muhitida oqib chiqadigan q suyuqlik (yoki gazning) massasini ko‘rsatadigan qo‘shimcha a‘zosi bilan farq qiladi:

$$-\left[\frac{\partial(\rho v_{1x})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_{1y})}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_{1z})}{\partial z} \right] = \frac{\partial(\rho m_1)}{\partial t} - q, \quad (11.11)$$

bu yerda, ρ – suyuqlik va gazning p_1 bosimdagi zichligi.

G‘ovak bloklardagi filtratsiya uchun uzluksizlik tenglamasi

$$-\left[\frac{\partial(\rho v_{2x})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_{2y})}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_{2z})}{\partial z} \right] = \frac{\partial(\rho m_2)}{\partial t} + q \quad (11.12)$$

ko‘rinishni oladi. Bunda ρ – suyuqlik yoki gazning p_2 bosimdagi zichligi.

Toza yoriqsimon qatlamlar uchun $q=0$ bo‘ladi va faqat (11.11) tenglama o‘rinli bo‘ladi, chunki bloklarda suyuqlik bo‘lmaydi.

Chiziqli Darsi qonuni bajarilayapti deb hisoblab, yoriq va g‘ovak bloklar sistemalari uchun harakat differensial tenglamalarini mos ravishda yozamiz:

$$v_{1x} = -\frac{k_1}{\mu} \frac{\partial p_1}{\partial x}, \quad v_{1y} = -\frac{k_1}{\mu} \frac{\partial p_1}{\partial y}, \quad v_{1z} = -\frac{k_1}{\mu} \frac{\partial p_1}{\partial z}; \quad (11.13)$$

$$v_{2x} = -\frac{k_2}{\mu} \frac{\partial p_2}{\partial x}, \quad v_{2y} = -\frac{k_2}{\mu} \frac{\partial p_2}{\partial y}, \quad v_{2z} = -\frac{k_2}{\mu} \frac{\partial p_2}{\partial z} \quad (11.14)$$

(11.11)-(11.14) tenglamalarga ρ zichlik, ikki muhitning m_1 va m_2 g'ovakliklari hamda bosimga bog'liq bo'lgan k_1 va k_2 o'tkazuvchanliklarni qo'shimcha qilish kerak.

(11.13), (11.14), shuningdek, (11.9) elastik suyuqlik yoki (11.10) gaz ifodalarini (11.11) va (11.12) uzluksizlik tenglamalariga qo'yib, umumiy holda yoriqsimon-g'ovak nobarqaror filtratsiyasining differensial tenglamalar sistemasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho(p_1)k_1(p_1)}{\mu} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho(p_1)k_1(p_1)}{\mu} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho(p_1)k_1(p_1)}{\mu} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial z} \right] = \frac{\partial}{\partial t} [\rho(p_1)m_1(p_1)] - \alpha_0 \frac{\rho_0}{\mu} [f(p_2) - f(p_1)] \quad ; \quad (11.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho(p_2)k_2(p_2)}{\mu} \cdot \frac{\partial p_2}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho(p_2)k_2(p_2)}{\mu} \cdot \frac{\partial p_2}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho(p_2)k_2(p_2)}{\mu} \cdot \frac{\partial p_2}{\partial z} \right] = \frac{\partial}{\partial t} [\rho(p_2)m_2(p_2)] + \alpha_0 \frac{\rho_0}{\mu} [f(p_2) - f(p_2)] \quad , \quad (11.16)$$

bu yerda, $f(p) = p$ – elastik suyuqlik uchun; $f(p) = p^2/2p_0$ – ideal gaz uchun.

Bu differensial tenglamalar sistemasini p_1 va p_2 bosimga nisbatan xususiy hosilalarda integrallab yagona yechimini topish uchun, bunga boshlang'ich va chegaraviy shartlarni (2-bob, 2.4-sahifaga qarang) kiritish kerak.

11.3. Yoriqsimon va yoriqsimon-g'ovak qatlamda suyuqlik va gazlarning barqaror bir o'lchamli filtratsiyasi

O'tkazuvchanligi (11.6)-(11.8) qonunlarning biri bo'yicha bosimga ko'ra o'zgaradigan, differensiallanadigan toza yoriqsimon qatlamda suyuqlik va gazning barqaror filtratsiyasini qarab chiqamiz. Bu holda (11.15) tenglamaning o'ng tomoni nolga teng bo'ladi va yoriqlardagi bosimlar uchun differensial tenglama

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho(p)k_1(p)}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho(p)k_1(p)}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho(p)k_1(p)}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \right] = 0 \quad (11.17)$$

Leybenzon funksiyasini

$$\varphi = \int \frac{\rho(p)k_1(p)}{\mu} dp + C \quad (11.18)$$

qanoatlantirishini ko'rsatish mumkin.

O'zgarmas o'tkazuvchanli muhitda siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasi uchun bosim o'zgarishi Laplas tenglamasi bilan ifodalanishini yodga olib, deformatsiyalanadigan yoriqsimon muhitdagi suyuqlik va gazning barqaror filtratsiyasi o'rtasida analogigiya o'rnatish mumkin:

3-bobning 3.2-paragrafida siqilmaydigan suyuqlik uchun hamma chiqarilgan qonuniyatlarni deformatsiyalanadigan jinsdagi oqimni ifodalash uchun ham qo'llash mumkin, buning uchun bosim p ni Leybenzon funksiyasi \wp ga almashtiriladi (bir xil chegaraviy shartlarda va bir xil geometriyali qatlamlarda).

Bir o'lchamli filtratsiyada massali debitni

$$Q_m = -\frac{\rho(p)k_1(p)}{\mu} \frac{dp}{dS} \omega(S) = -\frac{d\wp}{dS} \omega(S) \quad (11.19)$$

differensial tenglamadan aniqlash mumkin.

O'zgarmas qovushoqlikka ega ($\mu = const$) siqilmaydigan suyuqlik ($\rho = const$) filtratsiyasini qarab chiqamiz. O'tkazuvchanlikni bosimga eksponensial bog'lanishda (11.7) Leybenzon funksiyasining ifodasini topamiz.

$$\wp = \int \frac{\rho}{\mu} k_1^0 e^{-\alpha(p_0-p)} dp + C = \frac{e^{-\alpha(p_0-p)}}{\alpha} + C \quad (11.20)$$

va quduqqa nisbatan doiraviy qatlamdagi suyuqlikning tekis radial filtratsiyasi uchun bosim taqsimlanishi hamda debit formulasini keltirib chiqaramiz. Debit (4.33) Dyupyui formulasidan aniqlanadi, bunda p_k va p_c bosimlar Leybenzon funksiyasi qiymatlari bilan almashtirilgan bo'lishi kerak, ya'ni

$$\wp = \frac{\rho k_1^0}{\mu} \frac{e^{-\alpha(p_0-p_k)}}{\alpha} + C, \quad \wp = \frac{\rho k_1^0}{\mu} \frac{e^{-\alpha(p_0-p_c)}}{\alpha} + C \quad (11.21)$$

Agar bunda $p_0 = p$ deb qabul qilinsa, unda

$$Q_m = \frac{2\pi h \rho k_1^0 [1 - e^{-\alpha(p_k-p_c)}]}{\mu \cdot \alpha \cdot \ln\left(\frac{R_k}{r_c}\right)}, \quad (11.22)$$

hajmiy debit esa ushbu

$$Q = \frac{2\pi h \rho k_1^0 [1 - e^{-\alpha(p_k-p_c)}]}{\mu \cdot \alpha \cdot \ln\left(\frac{R_k}{r_c}\right)} \quad (11.23)$$

formula bilan ifodalanadi.

(11.24) formula bilan ko'rsatiladigan indikatorli diagramma egri chiziqli bo'lib (11.3-rasm), qazib chiqariladigan quduqlar uchun u debitlar o'qiga nisbatan qavariq, chiqarish quduqlari ($p_c > p_k$) uchun esa depressiya o'qiga nisbatan qabariq bo'ladi.

(4.33) formuladagi p , p_k va p_c bosimlar o'rniga (11.21) formuladan φ Leybenzon funksiyasi ifodasini, (11.21) formuladan « φ_k » va « φ_c » larni qo'yib

$$e^{-\alpha(p_k-p)} = e^{-\alpha(p_0-p_k)} - \frac{e^{-\alpha(p_k-p_c)}}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r}$$

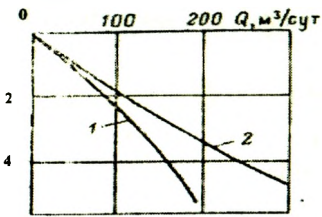
ifodaga ega bo'lamiz.

Agar $p_0 = p_k$ bo'lsa, unda

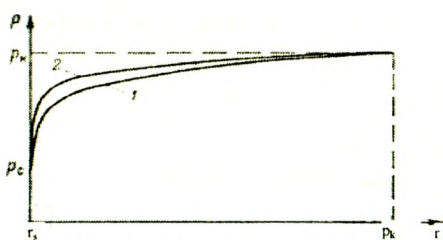
$$p = p_k + \frac{1}{\alpha} \ln \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha(p_k-p_c)}}{\ln \frac{R_k}{r_c}} \ln \frac{R_k}{r} \right]. \quad (11.24)$$

aniqlanadi.

11.4 - rasmda deformatsiyalanmaydigan qatlam uchun (11.35) va (3.27) bog'lanishlar egri chizig'i ko'rsatilgan. Egri chiziq larni taqqoslashdan deformatsiyalanadigan qatlamda yoriq kam yoritilganligi hisobiga qatlam bosimining kamayishida qarshilik ko'payadi va bosim deformatsiyalanmaydigan qatlamga nisbatan keskin tushadi.



11.3-rasm. Yoriqsimon qatlamdagi chiqaruvchi (1) va haydovchi (2) quduqlar uchun indikator chiziq lari.



11.4-rasm. Bosimning taqsimlanish egri chizig'i: 1-deformatsiyalanmaydigan qatlamda; 2-yoriqsimon qatlamda.

Amaliyotda yuqorida qayd etilgan k_1^0 va α koeffitsiyentlarni aniqlash muhim ahamiyatga ega. k_1^0 o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini quyidagi tenglamadan β aniqlangan holda topish mumkin:

$$k_1^0 = \frac{2Q\mu\beta\ell n \frac{R_k}{r_c}}{\pi\beta[1-(1-\beta(P_0-P)^4)]} \quad (11.25)$$

Turli konlardagi indikatorli egri chiziqlar qayta ishlanishida α koeffitsiyent qiymati $\alpha = (0.1 \dots 2.0)10^{-7} P\alpha^{-1}$ ekanligini ko'rsatadi.

Yoriqsimon – g'ovak qatlamda quduq debiti suyuqlikning yoriqlardan oqib keladigan va g'ovak bloklardan kirib keladigan debitlari qo'shilishidan iborat bo'ladi. Masalan, (11.7) tenglik bajarilgan holda, chiqaradigan quduqning yig'indi debiti

$$Q = \frac{2\pi k_2 h(p_k - p_c)}{\mu \cdot \ell n \left(\frac{R_k}{r_c} \right)} + \frac{2\pi k_1^0 \left[1 - e^{-\alpha(p_k - p_c)} \right]}{\mu \cdot \ell n \left(\frac{R_k}{r_c} \right)}, \quad (11.26)$$

ko'rinishni oladi. Bunda $k_2 = const$ deb qabul qilingan. Lekin oddiy holatda k_2 g'ovak bloklar o'tkazuvchanligi k_1^0 yoriqlar o'tkazuvchanligiga nisbatan juda ham kam bo'lgani sababli (11.27) formuladagi birinchi qo'shiluvchini hisobga olmaymiz.

Deformatsiyalanadigan toza yoriqli qatlamda ideal gazning barqaror izotermik filtratsiyasini qaraymiz. Bunda o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti bosimga chiziqli (11.8) bog'langan. Bu bog'lanish gaz uchun tabiiy bo'ladi, chunki gaz filtratsiyasida bosim farqlari ko'pincha kam bo'ladi. Bu holda (11.18) Leybenzon funksiyasi uchun ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\begin{aligned} \delta p &= \int \frac{\rho(p)k_1(p)}{\mu} dp + C = \int \frac{\rho_{at} p}{p_{at}} \frac{k_1^0 [1 - \alpha(p_k - p)]}{\mu} dp + C = \\ &= \frac{\rho_{at} k_1^0}{p_{at} \mu} \left[(1 - \alpha p_k) \int p dp + \alpha \int p^2 dp \right] + C = \frac{\rho_{at} k_1^0}{p_{at} \mu} \left[(1 - \alpha p_k) \frac{p^2}{2} + \alpha \frac{p^3}{3} \right] + C. \end{aligned} \quad (11.27)$$

Doiraviy qatlamda gazning tekis radial filtratsiyasidagi massali debitni Dyupyui formulasiga (11.18) ifodani qo'yib topish mumkin (bunda $p=p_k$ va $p=p_c$):

$$Q_m = \frac{2\pi k_1^0 h \rho_{at} \left\{ \left[(1 - \alpha p_k) \frac{p_k^2}{2} + \alpha \frac{p_k^3}{3} \right] - \left[(1 - \alpha p_k) \frac{p_c^2}{2} + \alpha \frac{p_c^3}{3} \right] \right\}}{p_{at} \mu \ell n \left(\frac{R_k}{r_c} \right)}. \quad (11.28)$$

(11.29) tenglamani boshqacha ko'rinishga keltirib, hajmiy keltirilgan debitni

$$Q_{at} = \frac{\pi k_1 h (p_k^2 - p_c^2)}{\mu \cdot \ln \left(\frac{R_k}{r_c} \right)} \left(1 - \frac{\alpha}{3} p_k + \frac{2}{3} \alpha \frac{p_c^2}{p_k + p_c} \right) \quad (11.29)$$

ko'rinishda yozamiz.

Bu yerda qavs oldidagi ifoda deformatsiyalanmaydigan muhitning gaz debitini ko'rsatadi va doiraviy qatlamning gaz oqimiga α parametrlarning ta'sirini ko'rsatish mumkin.

Agar deformatsiyalanmaydigan muhitdagi (ya'ni $\alpha=0$ da) gaz debitini Q orqali belgilasak, u holda ushbu nisbat

$$\frac{Q_{at}}{Q^*} = 1 - \frac{\alpha}{3} p_k + \frac{2}{3} \alpha + \frac{p_c^2}{p_k + p_c} \quad (11.30).$$

siqiluvchan muhitdagi gaz debitining o'zgarmas o'tkazuvchanli muhitdagi gaz debitidan farqini aniqlaydi. Agar, masalan, $\alpha = 2 \cdot 10^{-7} \text{ MPa}^{-1}$, $R_k = 10 \text{ MPa}$, $P_c = 7 \text{ MPa}$ bo'lsa, unda $Q_{at}/Q^* = 0,72$, ya'ni debit 28% ga kamayadi.

Xuddi shunga o'xshash tartibda galereyaga keladigan to'g'ri chiziqli parallel filtratsiyada suyuqlik va gaz uchun, debit va bosim taqsimlanishining formulalarini keltirib chiqarish mumkin.

11.4. Yoriqsimon va yoriqsimon-g'ovak muhitlarda suyuqlik va gazning nobarqaror harakati

Yoriqsimon-g'ovak muhitda nobarqaror filtratsiya oqimlari xarakteristikalarini aniqlash uchun (11.15) va (11.16) differensial tenglamalar sistemasini berilgan boshlang'ich va chegaraviy shartlarda integrallash kerak.

Quyidagicha faraz qilamiz: suyuqlik kam siqiluvchan, elastik, ya'ni $\rho = \rho_0 [1 + (p - p_0)]$; ikki muhit – yoriqlar va g'ovak bloklar – elastik, ya'ni $m_i = m_{v_i} + \beta_{\alpha_i} (p - p_0)$, ($i=1,2$), ikki muhitdagi o'tkazuvchanlik ham o'zgarmas ($k_1 = \text{const}$, $k_2 = \text{const}$); yoriqlar va bloklar o'rtasida suyuqlik almashinuvi sodir bo'ladi, bloklardan yoriqlarga oqib tushadigan suyuqlik massasi (11.9) tenglamaga bo'ysunadi. Bu farazlarga ko'ra (11.15) va (11.16) tenglamalar sistemasini quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{k_1}{\mu} \nabla^2 p_1 = \beta_1 \frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{\alpha_0}{\mu} (p_2 - p_1); \quad (11.31)$$

$$\frac{k_2}{\mu} \nabla^2 p_2 = \beta_2 \frac{\partial p_2}{\partial t} - \frac{\alpha_0}{\mu} (p_2 - p_1), \quad (11.32)$$

bu yerda, p_1 va p_2 – yoriqlar va g‘ovak bloklardagi bosimlar;

$$\beta_i^* = \beta_{oi} + m_{oi}\beta_{ei}, \quad (i=1,2) \quad (11.33)$$

β_1^* , β_2^* – mos ravishda yoriqlar va g‘ovak bloklarning elastik koeffitsiyentlari.

$$\aleph = k_1 / (\mu\beta_2^*), \quad \varepsilon_1 = \beta_1^* / \beta_2^*, \quad \varepsilon_2 = k_2 / k_1, \quad \tau = \mu\beta_2^* / \alpha_0 \quad (11.34)$$

Natijada (11.32) va (11.33) tenglamalar

$$\aleph \nabla^2 p_1 = \varepsilon_1 \frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{p_2 - p_1}{\tau}; \quad (11.35)$$

$$\aleph \varepsilon_2 \nabla^2 p_2 = \frac{\partial p_2}{\partial t} + \frac{p_2 - p_1}{\tau}. \quad (11.36)$$

ko‘rinishda yoziladi.

Bu yerda \aleph p‘ezoo‘tkazuvchanlik koeffitsiyenti β_2^* elastik hajmli bloklar va k yoriqlar sistemasi o‘tkazuvchanliklari orqali aniqlangan; τ – kechikish vaqti deyiladi va vaqt o‘lchoviga ega. Bu parametr yoriqsimon-g‘ovak muhitda suyuqlik nobarqaror harakati nazariyasida katta ahamiyatga ega, u yoriqsimon- g‘ovak muhitda \aleph p‘ezoo‘tkazuvchanli g‘ovak qatlamga nisbatan bosim qayta taqsimlanishi protsessining kechikishini xarakterlaydi. Bu kechikish g‘ovak bloklar sistemasi bilan yoriqlar sistemasi orasida suyuqlik almashinuvining mavjudligiga ko‘ra tushuntiriladi. Kechikish koeffitsiyentini boshqacha

$$\tau = \frac{\mu\beta_2^*}{\alpha_0} = \frac{\mu\beta_2^*\ell^2}{(\bar{\alpha}k_2)} = \frac{\ell^2}{(\bar{\alpha}\chi_2)}. \quad (11.37)$$

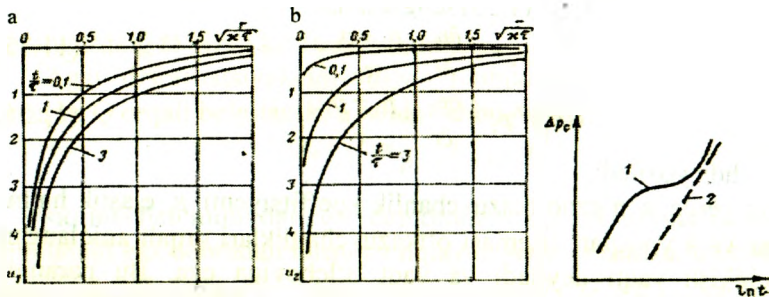
ko‘rinishda yozish mumkin.

Oxirgi ifodadan τ bloklarning katta o‘lchamlariga va katta qiymatlariga mos bo‘ladi.

(11.30) va (11.37) tenglamalar sistemasi tahlilidan quyidagicha xulosalar qilish mumkin. $\tau=0$ bo‘lganda $p_1=p_2$ ga ega bo‘lamiz, ya‘ni yoriqlar va bloklarda bosimlar bir xil va muhit o‘zini xuddi bir jinslilik kabi tutadi. $\tau=\infty$ da sistema ikkita filtratsiya tenglamasiga ajraladi – yoriqlar va bloklarda, ya‘ni bloklar izolatsiyalangan, o‘tkazmaydigan bo‘ladi va muhit o‘zini toza yoriqsimon singari tutadi. τ oraliq qiymati yoriqsimon-g‘ovak muhitga tegishli bo‘lib, u yoki bu masalani konkret ko‘rinishli yechimiga bog‘liq bo‘lmasdan, bir necha τ davriy oraliqning o‘tishi bilan unga yaqinlasha borib, t vaqt o‘tishi bilan yechim elastik rejim masalasi yechimiga intiladi.

Shuningdek, (11.36)-(11.37) sistemalarning yechimi, differensial tenglamalarni integrallab, yaqinlashish usullari bilan topiladi.

O'zgarmas debitli cheksiz qatlamda joylashgan, r_c radiusli quduqdan elastik suyuqlikni chiqarish to'g'risidagi tekis radial masalasining yechimi natijalariga asosan qurilgan grafikni keltiramiz.



11.5-rasm. Yoriqlar (a) va bloklarda (b) har xil vaqtlarda o'lcamsiz bosim taqsimlanishi egri chizig'i.

11.6-rasm. Yoriqsimon g'ovak (1) va g'ovak (2) qatlamlarda bosim tiklanishi egri chizig'i.

Boshlang'ich momentlarda yoriqlarda bosim $p_1(r,0)$ va bloklarda bir xil $p_2(r,0)$ va p_0 ga teng. Bunday bosim uzoqlashgan nuqtalarda ham hamma vaqt saqlanib turadi.

Quduq devoridagi shart

$$r = r_c \text{ da } r \frac{\partial p_1}{\partial r} + \varepsilon_2 r \frac{\partial p_2}{\partial r} = \frac{Q\mu}{2\pi k_1 h} \quad (11.38)$$

11.5-rasmdagi grafiklarda vertikal bo'yicha pastga $u_1 = 2\pi k_1 h(p_0 - p_1)/(Q\mu)$ va $u_2 = 2\pi k_2 h(p_1 - p_2)/(Q\mu)$, gorizontal bo'yicha - o'lcamsiz radial koordinat $r/\sqrt{4\kappa\tau}$ « t/τ » har xil qiymatlarida qurilgan egri chiziq, grafiklardan ko'rinadiki, bloklarda bosim qayta taqsimlanishi yoriqlarga nisbatan deyarli sekinroq sodir bo'ladi. $t/\tau=3$ da $u_1(r/\sqrt{4\kappa\tau})$ egri chiziq qariyb \approx p'ezoo'tkazuvchanli oddiy g'ovak muhitga mos bo'lgan $u = -\frac{1}{2} Ei(-r^2/4\kappa\tau)$ egri chiziqqa mos tushadi.

$t/\tau=3$ qiymatlarda u_1 va u_2 amalda mos tushadi, ya'ni τ kechikish vaqtdan ancha oshadigan vaqtlar uchun, yoriq va g'ovaklarda muhit filtratsiyasi tenglamalaridan foydalanish mumkin.

Yana shuni ta'kidlab o'tamizki, τ kechikish vaqti quduqlarni nobarqaror rejimidagi tadqiqot ma'lumotlaridan aniqlanadi.

Buning uchun 11.6-rasmda $\Delta p_c = p_c(t) - \ell n t$ koordinatalarda keltirilgan bosim tiklanishi egri chizig'idan foydalaniladi.

11.5. Neftni yoriqsimon – g'ovak va bir jinsli bo'lmagan muhitdan suv bilan siqib chiqarish

Tarkibida kam o'tkazuvchanli qo'shilmalardan iborat (11.7-rasm), bir jinsli bo'lmagan muhitdan neftni siqib chiqarishda quyidagi sxema qabul qilinadi.

Gidrodinamik kuch ta'sirida qatlam haydaladigan suv yaxshi o'tkazuvchan zonalaridan neftni siqib chiqarishga intiladi. U yuqori o'tkazuvchanli muhitga (yoki yoriqlar bo'yicha) tomon yo'naladi, kam o'tkazuvchan bloklar esa hamma tomonidan suv bilan o'ralgan bo'ladi. Bloklardan neftni chiqarish kapillar singdirish hisobida bo'lishi mumkin. Kapillar kuch ta'sirida suv namlash fazasida blokka singadi, neft (namlanmaydigan faza) esa yuqori o'tkazuvchanli muhitda (yoki yoriqda) siqiladi. Ko'rinadiki, neft katta g'ovaklar orqali chiqadi.

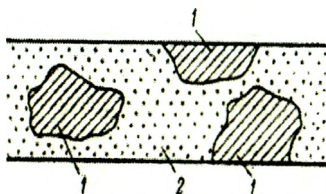
Faqat bir tomoni ochiq va suv bilan tutashgan, qolgan sirti suyuqlik uchun o'tkazuvchan emas. Kapillar kuchlar ta'siri ostida suv blokga singa boshlaydi, neft esa qarama-qarshi tomonga harakatlana boshlaydi. Bu protsess qarshi oqimli kapillar singdirish differensial tenglamasini $\Delta p = 0$ da (9.23) umumiy tenglamadan va umumiy filtratsiya tezligi $v = v_1 + v_2 = 0$ shart bo'lganda hosil qilish mumkin. Bu tenglama yechimidan $\sigma_n \leq \sigma$. boshlang'ich suv bilan to'yinganlik blokidan uzunlik bo'yicha σ o'rtacha to'yinganlik

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 + k\sqrt{t} \quad (11.39)$$

tenglamadan aniqlanadi. Bunda k – chegaralarda σ qiymatga bog'liq o'zgarmas.

11.7-rasm. Kam o'tkazuvchanli qo'shilmalardan iborat bo'lgan bir jinsli bo'lmagan qatlam sxemasi.

Zona: 1-kam o'tkazuvchanli;
2-yaxshi o'tkazuvchanli.



Suvning shimilish tezligi

$$u_1 = \alpha / \sqrt{t} \quad (11.40)$$

Blok oxiri yopiq qismiga siqib chiqarish frontining yaqinlashishida σ_1 o'rtacha to'yinganlik o'zgarish qiymatiga intiladi, vaqt o'tishi bilan esa suvning shimilish tezligi

$$v_1 = Ae^{-\alpha t} \quad (11.41)$$

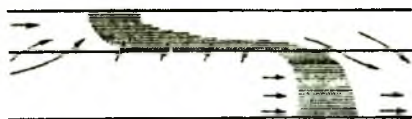
qonunga ko'ra kamayadi.

Yoriqsimon-g'ovak muhitda bir jinsli suyuqlikning filtratsiyasini ta'riflashda, har bir nuqtada ikki bosim qiymatini va ikki filtratsiya (har bir muhit uchun) tezligini kiritish kerak. Bundan tashqari, har bir muhitda ikki suyuqlik bor. Bu suyuqliklarda filtratsiya tezliklari va to'yinganlik turlicha, bosim esa kapillar bosim qiymatlariga ko'ra farqlanadi. Shuningdek, yuqori o'tkazuvchanli muhit va kam o'tkazuvchan qo'shilmalar (yoriqlar va bloklar bilan) orasida oqib o'tishni hisobga oladigan funksiyani kiritish lozim. Demak, (11.11)-(11.14) to'rtta tenglamalar o'rniga har qaysi suyuqlik va turlicha har qaysi muhit uchun sakkiz tenglamaga ega bo'lamiz.

Yoriqsimon-g'ovak muhitdan neftni siqib chiqarish uchun bloklarda ikkala suyuqlikning oqimi bo'lmaydi ($u_1^{(2)} = 0; u_2^{(2)} = 0$ yuqoridagi 1 va 2 indekslar mos ravishda yoriqlar va bloklarga tegishli, va pastki 1 va 2 - suv va neftga tegishli) va yoriq hajmi g'ovak hajmga nisbatan juda kichik, bir o'lchamli harakat uchun tenglamalar sistemasi

$$v_1^{(1)} = -\frac{k_1^*(\sigma^*)}{\mu_1} \frac{\partial p_1^{(1)}}{\partial x}; \quad v_2^{(1)} = -\frac{k_2^*(\sigma^{(1)})}{\mu_2} \frac{\partial p_2^{(1)}}{\partial x}; \quad (11.42)$$

$$\frac{\partial v_1^{(1)}}{\partial x} + q = 0; \quad \frac{\partial v_2^{(1)}}{\partial x} - q = 0; \quad m_2 \frac{\partial \sigma^{(2)}}{\partial t} - q = 0.$$



11.8-rasm. Ikki qavatli qatlamda neftni suv bilan siqib chiqarish sxemasi. (O'tkazuvchanlik pastki qavatda yuqorisidagisiga qaraganda katta).

Agar qaraladigan blok yuqori o'tkazuvchanlik zonasida (yoki yoriqlarga) siqib chiqarish frontining yaqinlashishini $t_0(x)$ orqali

belgilasak, unda oqib o'tishlar intensivligi $\tau = t - t_0(x)$ ning funksiyasi bo'ladi. $q(\tau)$ funksiya ko'rinishli (11.40) va (11.41) bir element kapillarlik singishi tezligi ifodalaridan tanlash mumkin. $q(\tau)$ uchun qulay approksimatsiya bo'lib

$$q(\tau) = Ae^{-\beta\tau} / \sqrt{\tau} \quad (11.43)$$

ko'rinishdagi funksiya hisoblanadi.

A va β o'zgarmlar nazariy yoki tajriba ma'lumotlaridan olinadi. (11.43) ifodani (11.42) differensial tenglamalar sistemasiga qo'yib, harakat xarakteristikasini topish mumkin. Bunda birinchi navbatda bloklardagi to'yinganlik, shuningdek, siqib chiqarish fronti harakati qonuni topiladi.

O'zgarmlar sarfli suv yuborgandan bir qancha vaqtdan keyin protsess boshlanishida orqa front ham bir xil tezlik bilan harakatlana boshlaydi. Bunda tekis ko'chadigan stabilizatsiyalashgan zona hosil qilinadi.

Bu keltirilgan yaqinlashishni har xil qalinlikdagi, g'ovaklikdagi va o'tkazuvchanlikdagi qatlamdan neftni suv bilan siqib chiqarish masalalariga tatbiq etish mumkin.

Nazorat savollari

1. G'ovak muhit nima?
2. Yoriqsimon muhit nima?
3. Yoriqsimon - g'ovak muhit nima?
4. Yoriqsimon - g'ovak muhitning kollektirik xususiyati nimalardan iborat?
5. Yoriqlar tig'izligi deganda nimani tushunasiz?
6. Yoriqsimon jinsning o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti nimalarga bog'liq?
7. Suyuqlik va gazning yoriqsimon va yoriqsimon - g'ovak muhitdagi differensial tenglamasi qaysi parametrlarga bog'liq?
8. Indikator chiziqlar nima uchun quriladi?
9. Yoriqsimon va yoriqsimon muhitlardagi suyuqlik va gazning nobarqaror filtratsiyasini tushuntirib bering.
10. Yoriqsimon va bir jinsli bo'lmagan muhitlardan neftni suv bilan siqib chiqarish.

Xulosa

Yoriqsimon va yoriqsimon - g'ovak muhitlarning tuzilishi va ularning filtratsion xususiyatlari to'g'risida tushuncha berilgan.

Har bir nuqta ikki bosim (p_1 sistema yorig'ida va p_2 g'ovak bloklaridagi bosimlar) va ikki filtratsiya (v_1 va v_2 filtratsiya tezliklari) tezliklariga ega deb hisoblab, deformatsiyalanadigan yoriqsimon-g'ovak muhitda suyuqlik va gaz harakatining differensial tenglamasi keltirib chiqarilgan.

Yoriqsimon va yoriqsimon-g'ovak qatlamda suyuqlik va gazlarning barqaror bir o'lchamli filtratsiyasi ko'rib chiqilgan. Buning uchun o'tkazuvchanlik qonunlarning biri bo'yicha bosimga ko'ra o'zgaradigan, differensiallanadigan toza yoriqsimon qatlamda suyuqlik va gazning barqaror filtratsiyasi qarab chiqilgan.

Yoriqsimon va yoriqsimon-g'ovak qatlamda suyuqlik va gazlarning nobarqaror bir o'lchamli filtratsiyasi protsesslari tushuntirib berilgan.

Neftni yoriqsimon - g'ovak va bir jinsli bo'lmagan muhitdan suv bilan siqib chiqarish masalasi ko'rsatilgan. Buning uchun tarkibida kam o'tkazuvchanli qo'shilmalardan iborat, bir jinsli bo'lmagan muhitdan neftni siqib chiqarish masalasi keltirilgan.

12. FILTRATSIYA PROTSESSLARINI MODELASHTIRISH ASOSLARI

12.1. Filtratsiya protsesslarini modellashtirish to'g'risida tushuncha

Gidrodinamik differensial tenglamaning yechimi, ko'pgina qiyinchiliklarga bog'liq va uni yechimi alohida olingan xususiy hollardagina mavjud bo'lishi mumkin, bunda ham qator farazlar va chekinishlarga boriladi.

Bu sababli gidravlikada, shu jumladan yer osti gidravlikasida ham katta va hal qiluvchi ahamiyatga ega analitik usul mavjud emas va matematik analizni qo'llanilishi asosan masalani qo'yilishining ko'rinishi bilan chegaralanadi, ya'ni qaraladigan protsessni ifodalaydigan tenglamalar tuzish va chegaraviy shartlarni o'rnatilishi bilan kifoyalanadi.

Hozirgi vaqtda analitik usullarning imkoniyatlari chegaralanganliklaridan kelib chiqqan holda, gidravlik protsesslarni tajriba usuli bilan o'rganish keng qo'llanila boshlandi. Bunda tadqiqot qilindigan protsessni o'rganish va bunga yondosh bo'lgan protsesslarning hisobi uchun ma'lumotlarni olish maqsad qilib qo'yiladi. Tadqiqotlar oddiy hollarda laboratoriya sharoitlarda qo'yilgan maqsadga muvofiq bo'lgan maxsus qurilmalarda o'tkaziladi.

Keyingi paytlarda EHM larning keng qo'llanishi modellashtirishning kelgusida rivojlanishidagi omillardan biri bo'lib hisoblanadi.

Filtratsiya protsesslarni modellashtirishning quyidagi usullari mavjud:

1. fizik modellashtirish;
2. matematik modellashtirish;
3. sonli yoki mashinali modellashtirish;
4. analogik modellashtirish.

12.2. Filtratsiya protsesslarini modellashtirish usullari. Fizik modellashtirish

Hozirgi paytda fizik modellashtirish gidravlikaning ko'pgina masalalarini tajriba o'tkazilib tadqiqot qilinishida keng qo'llaniladi. Bu usulning ustuvor tomoni shundan iboratki, modelni ixtiyoriy masshtabda (katta, kichik yoki natura bilan bir xil o'lchamlarda) yasash imkoniyatining mumkinligi bo'lib hisoblanadi. Ularni tanlash o'xshashlik shartlari va amaliy tasavvurlardan bajariladi. Model ko'pincha naturaga nisbatan kichik masshtablarda bajarilgani uchun tajribalar o'tkazishni soddalashtiradi va sarflanadigan xarajatlarni kamaytiradi.

Fizik modellashtirishning asosiy shartlaridan natura va modelning geometrik o'xshashligi bo'lib sanaladi.

Dinamik o'xshashlikni to'liq ta'minlash uchun tadqiqot etiladigan hodisani aks ettiradigan o'xshashlik qonunlarining bajarilishi lozim. Tadqiqot qilinadigan hodisa o'z navbatida natura va model o'xshashlik kriteriyalarining tengligini talab etadi.

Qatlam flyuidlaridagi real filtratsiya protsesslarining juda murakkab ko'rinishlarida bo'lishi sababli, to'liq o'xshash fizik model yasash qiyin yoki mumkin emas. Shuning uchun ko'pgina hollarda filtratsiya protsesslarning taxminiy modellashtirish bilan cheklana-dilar.

Fizik modellar qatlamda sodir bo'ladigan protsesslarni tushun-tirish uchun juda katta rol o'ynaydi. Fizik modellar yordamida tadqiqot, neft-gaz konlarini ishlatish protsesslari masalalari yechimini matematik ta'riflash mumkin bo'lmasa yoki qiyin bo'lsa, bunday hollarda yagona mumkin bo'lgan yechimining usuli bo'ladi. Fizik modellashtirish natijalarini ko'pincha har xil soddalashtirilgan yoki gipotezalarga asoslangan matematik modelni tekshirish va korrektirovkalashtirishda foydalaniladi.

Matematik modellashtirish

Matematik modellashtirish yoki analogik usulni asosiga bir xil differensial tenglamalar bilan ifodalanadigan va o'xshash chegaraviy shartlarga ega bo'lgan har xil tabiatli ko'pgina fizik hodisa holatlari yotadi.

Ixtiyoriy matematik model real protsessni soddalashtirishga asoslangan. Yer osti gidravlikasida quyidagilar modellashtiriladi: 1) flyuidlar (neft va gazlar; 2) jins kollektorlar; 3) harakatning geometrik formasi; 4) protsessning ko‘rinishi, shu bilan birga fizik-kimyoviy protsesslar. Oxirgi-yillarda neft gaz konlarini loyihalashtirishda matematik modellashtirishdan keng foydalanilmoqda. Hozirgi zamonaviy kompyuterlardan foydalanib, konlarni ishlatish bilan bog‘liq ko‘pgina gidrodinamik masalalarning yechimlari topilmoqda.

Analogik modellashtirish

Analogik modellashtirish ta’riflanadigan qandaydir filtratsiya protsesslarini boshqa fizik hodisalar (diffuziya, issiqlikni olib o‘tish protsessi, elektr tok va boshqa) o‘rtasidagi analogiyalarga asoslangan. Analogiya mavjudligining asosiy sababi, bu turli fizik protsesslarini ifodalovchi tenglamalarning bir xilligidir. Analogiya ko‘pgina fizik hodisalar asosiga yotadigan bir xil saqlanish prinsiplarini (massalar, impulslar, energiyalar, elektr va h.k.) ifodalovchi xarakteristikali tenglamalar (masalan Darsi va Om qonuni) asosida o‘rganiladi.

O‘lchamlar nazariyasi usuli

O‘lchamlar nazariyasi usullari yer osti gidravlikasida ko‘p qo‘llaniladi. Darsi filtratsiya qonunini keltirib chiqarishda foydalanilgan (filtratsiya parametrlarini aniqlashning o‘lchamlar nazariyasi usuli 1- bobning 1.4 -sahifaida keltirilgan).

12.3. O‘xshashlik nazariyasi

Yer osti gidravlikasida ko‘pincha qatlam flyuidlar filtratsiyasi protsesslari fizik modellashtiriladi. Tajriba ma’lumotlarini naturada qayta hisoblashni bilish kerak bo‘ladi. Agar bu noaniq bo‘lsa, u holda modellashtirishni foydasi bo‘lmaydi. To‘g‘ri modellashtirish uchun fizik o‘xshashlik hodisasi tushunchasi asosiy bo‘lib hisoblanadi. Shuning uchun tajriba asosida olingan ma’lumotlarni naturaga o‘tkazishda, o‘xshashlik qonuniyatlariga ko‘ra modelda va naturada geometrik o‘lchamlari, oqimning kinematik va dinamik qovushoqliklari o‘rtasida aniqlangan muvozanatlar o‘rnatishadi.

Aytib o'tish kerakki, fizik o'xshashlik geometrik o'xshashlikning umumlashgani bo'lib hisoblanadi. Geometriyadan ma'lumki, ikki shaklning mos hamma o'lchamlarining nisbatlari bir xil bo'lsa, bunday shakllar o'xshash deyiladi. Bunda bir shaklning o'lchamlari boshqa shaklning o'lchamlarini qandaydir masshtab ko'effitsiyentiga ko'paytirib hosil qilinadi.

P_1, \dots, P_{n-k} o'xshashlik parametrlari deb ataladi.

Qandaydir hodisa naturada modellashtiriladi deb faraz qilaylik. Naturadagi kerakli xarakteristikalarini aniqlash uchun foydalaniladigan modelda bu xarakteristikalar o'xshash bo'lishi kerak. Bundan ikkala hodisa uchun a aniqlanadigan xarakteristikaning $a_1, \dots, a_k, \dots, a_n$ parametrlarini aniqlovchilarga bog'liqligi o'rinli bo'ladi:

$$A = f(a_1, \dots, a_k, a_{k+1}, \dots, a_n). \quad (12.1)$$

Bunda f funksiya ikkala hodisa uchun bir xil, a_1, \dots, a_n parametrni aniqlovchilar va a aniqlanadigan parametr son qiymatlari har xil bo'lsa ham, ular o'xshash bo'ladi. Demak, (12.1) tenglik naturadagi va modeldagi hodisalar uchun quyidagi ko'rinishni oladi.

$$a^{(p)} = f(a_1^{(p)}, \dots, a_k^{(p)}) \quad a_{k+1}^{(p)}, \dots, a_n^{(p)} \quad (12.2)$$

$$a^{(m)} = f(a_1^{(m)}, \dots, a_k^{(m)}) \quad a_{k+1}^{(m)}, \dots, a_n^{(m)} \quad (12.3)$$

Bu yerda yuqoridagi (P) indeks bilan natura hodisasi, (m) indeks bilan esa modeldagi hodisalarga tegishli kattaliklar belgilangan.

O'lchamlar analizidan foydalanib, ikkala hodisa uchun

$$N^{(p)} = F(N_1^{(p)}, \dots, N_{n-k}^{(p)}) \quad (12.4)$$

$$N^{(m)} = F(N_1^{(m)}, \dots, N_{n-k}^{(m)})$$

ifodalarni topamiz.

Bu yerda F funksiya ikkala holda ham bir xil, chunki u f bir xil funksiyalar orqali ifodalanadi. Model va natura hodisalari o'xshash bo'lganligidan, quyidagi shart bajarilishi kerak.

$$N_1^{(m)} = N_1^{(p)}, \dots, N_{n-k}^{(m)} = N_{n-k}^{(p)} \quad (12.5)$$

(12.5) shart o'xshashlik kriteriysi deb ataladi. Bundan ko'ramizki,

$$F(N_1^{(m)}, \dots, N_{n-k}^{(m)}) = F(N_1^{(p)}, \dots, N_{n-k}^{(p)})$$

va (12.4)ga asosan, naturadagi va modeldagi hodisalar uchun o'lchamsiz aniqlanadigan parametrlar tengligi

$$P^{(p)} = P^{(m)} \quad (12.6)$$

o'rinli bo'ladi.

Quyidagi parametrlarni kiritamiz.

$$N_1 = \frac{a_{k+1}}{a_1^{f_{k+1}} \dots a_k^{f_{k+1}}}$$

$$N_i = \frac{a_{k+i}}{a_1^{f_{k+i}} \dots a_k^{f_{k+i}}}$$

$$N_{n-k} = \frac{a_n}{a_1^{f_n} \dots a_k^{f_n}}$$

$$N = \frac{a}{a_1^p \dots a_k^r}$$

Yuqorida asosan a_1, a_2, \dots, a_k o'lchamli o'zgaruvchilarga qaytib, modelda naturanikiga o'xshash hodisa natijalarining oddiy qoidasini hosil qilamiz:

$$a^{(r)} = a^{(m)} \left(\frac{a_1^{(r)}}{a_1^{(m)}} \right)^p \dots \left(\frac{a_k^{(r)}}{a_k^{(m)}} \right)^r \quad (12.7)$$

Model parametrlarini a_{1m}, \dots, a_{km} modellashtirishning maksimal oddiyligi va qulayligini hisobga olib, ixtiyoriy qabul qilish mumkin.

Modelning naturadagi hodisaga (12.5) o'xshashlik sharti, bu model va naturadagi hodisaning o'xshash parametrlarining tenglamasi bo'lib, modelning naturadagi o'xshashligini ta'minlashda $a_{k+1}^{(m)}, \dots, a_k^{(m)}$ qolgan aniqlovchi parametrlarni qanday qabul qilish kerakligini ko'rsatadi. Bu shartlarni ochib

$$N_1^{(m)} = N_1^{(p)}; \quad a_{k+1}^{(m)} \left(\frac{a_1^{(m)}}{a_1^{(p)}} \right)^{f_{k+1}} \dots \left(\frac{a_k^{(m)}}{a_k^{(p)}} \right)^{f_{k+1}}$$

$$N_{n-k}^{(m)} = N_{n-k}^{(p)}; \quad a_n^{(m)} = a_n^{(p)} \left(\frac{a_1^{(m)}}{a_1^{(p)}} \right)^{f_n} \dots \left(\frac{a_k^{(m)}}{a_k^{(p)}} \right)^{f_n}$$

Yuqoridagi o'xshashlik ifodalaridan foydalanib kerakli natijalar hosil qilinadi.

12.4 Qatlamdan neftni suv bilan chiqarish jarayonini modellashtirish va o'zaro o'xshashlik masalalari

G'ovak muhitda suyuqlik va gazlarning ikki fazali harakati gidrodinamik nazariyasi hozircha yetarli darajada rivojlanmagan. Mavjud harakat tenglamalarida empirik funksiyalardan foydalanilgan va ularning yechimini topish talaygina qiyinchiliklar tug'diradi.

Shu sababli ikki fazali harakat doirasida amaliy masalalar yechish va nazariy asoslarini rivojlantirish maqsadida fizik modellarda tadqiqotlar olib borishga ehtiyoj ham kamaygan emas.

Fizik modellar yordamida masalalar yechishda o'zaro o'xshashlik kriteriyalarini tanlash alohida ahamiyatga ega. O'xshashlik kriteriyalari ikki xil usul bilan tanlanishi mumkin: o'lchovlar tahlili va harakat tenglamalari hamda chegaraviy shartlar tadqiqoti asosida. Biz ko'rayotgan masalada yuqorida qayd etganimizdek, harakat tenglamalari bir qancha faraz va taxminlar asosida keltirib chiqarilganligi uchun o'lchovlar tahlili usulini qo'llash maqsadga muvofiq bo'ladi.

O'lchovlar tahlili usulini qo'llashda ko'rilayotgan fizik jarayonning barcha hal qiluvchi parametrlarining aniqlanganligi talab qilinadi. Chunki biror bir hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'lgan parametr hisobga olinmasa, olingan natija haqiqatan uzoq bo'ladi va aksincha, kam ta'sir qiluvchi parametrlar qo'shib qolsa, keraksiz o'lchov kriteriyalari qo'shib masalani murakkablashtiradi.

Ikki o'zaro qorishmaydigan suyuqliklarning g'ovak muhitda filtratsiyasi jarayonini modellashtirishdagi asosiy o'xshashlik qonuniyatlarini ko'rib chiqaylik. Ko'rilayotgan masalada asosiy aniqlanuvchi miqdor sifatida joriy neft bera olish koeffitsiyentini, ya'ni qatlamdan shu vaqtgacha olingan neft miqdorining qatlamdagi boshlang'ich neft miqdoriga nisbatini olaylik. O'tkazilgan ko'p sonli tajribalar va mavjud tenglamalar tadqiqoti natijalari, qatlamning neft bera olish koeffitsiyenti quyidagi parametrlarga bog'liq bo'lishini ko'rsatadi;

t – vaqt;

v – harakat tezligi;

l, h – qatlamni tavsiflovchi o'lchamlar;

α – qatlamning gorizontga nisbatan qiyalik burchagi;

S_0 – berilgan nuqtadagi boshlang'ich to'yinganlik

g – og'irlik kuchi tezlanishi;

k, m – qatlamning o'tkazuvchanlik va g'ovaklik koeffitsiyentlari;

μ_s, μ_N – suv va neft qovushqoqlik koeffitsiyentlari;

γ_s, γ_H – suv va neft solishtirma og'irliklar;

σ – sirt tarangligi;

θ_0 – neft, suv fazalari va tog' jinslari orasidagi statik chegaraviy burchak.

O'Ichamlar nazariyasi π -teoremasiga muvofiq qatlamning neft bera olish koeffitsiyenti o'Ichamsiz kattalik sifatida keltirilgan barcha parametrlarning o'Ichamsiz kombinatsiyalarning funksiyasi bo'ladi. Agar barcha kattaliklar o'Ichamlarini SGS sistemasida ifodalasak, u holda erkin o'Ichamli parametrlar soni unga teng bo'ladi.

O'rganilayotgan jarayonni tavsiflash uchun biz tanlagan parametrlar soni 15 ta bo'lganligidan 12 ta o'Ichamsiz erkin parametrlar kombinatsiyasini (o'xshashlik kriteriysi) tanlashimiz mumkin. Qatlamning neft bera olish koeffitsiyenti ana shu parametrlarga bog'liq.

Bu parametrlar qiymatlari model va o'rganilayotgan real jarayon uchun bir xil bo'lmog'i kerak.

O'xshashlik mezonlarini tanlash har xil yo'llar bilan bajariladi.

Ko'pincha bu mezonlar harakat tenglamalari va chegaraviy shartlar tahlili asosida quyidagi ko'rinishda tanlanadi:

$$v t l^{-1} m^{-1}, \alpha, m, \frac{\mu_H}{\mu_c} = \mu_0, S_0, \gamma_c / \gamma_H, l / n, \frac{K \Delta \gamma}{\partial \mu_c} = N_v, \frac{\sigma \cos \theta \sqrt{K m}}{\nu \mu_H l} = N_2$$

Bu yo'l bilan to'qqizta kriteriylari tanlandi. Demak, yana uchta mezon tanlanishi kerak. Bu o'xshashlik kriteriylaridan biri neft, suv fazalari tog' jinslari orasidagi statik chegaraviy burchak bilan bog'liq. Bu burchak N_2 kriteriyi tarkibida sirt tarangligi σ bilan birga $\cos \theta$ ko'rinishda kirgan. Ammo harakat tenglamalari kapillar gisterезis ta'sirini hisobga olmagan holda chiqarilganligi sababli, chegaraviy burchak θ ning qatlamdagi oqim sharoitlariga bog'liqligini ifodalamaydi. Shu sababli o'xshashlik mezonlari qatoriga statik chegaraviy burchak θ_0 , N_2 - kriteriydan tashqari $N_2^1 = \frac{\sigma \sqrt{km}}{\nu \mu_H l}$

ko'rinishdagi kriteriy bilan kiritiladi. Yetishmayotgan kriteriylarning ikkinchisi sifatida g'ovakliklarda fazalarning tarqalishiga (joylashishiga) gidrodinamik kuchlarning ta'sirini ifodalovchi $N_1 = \sigma / \partial_H$ parametr qabul qilinishi mumkin. N_1 kriteriy g'ovak kanallar miqyosida kapillar kuchlar gradiyentining qatlamda makroskopik miqyosda bosim gradiyentiga nisbatini ifodalaydi. Uchinchi kriteriy sifatida Reynolds sonining analogi bo'lmish $\nu \gamma_c \sqrt{k} / g \mu_c$ qabul qilinishi mumkin. Bu miqdorning o'xshashlik kriteriyi sifatida qabul qilinishi, asosiy parametrlar sirasiga suyuqliklar nisbiy og'irliklari va

og'irlik kuchi tezlanishi g ning kiritilishi bilan bog'liq $\frac{\gamma}{g}$ suyuqlik zichligi bo'lib, uning o'rganilayotgan jarayonga ta'siri inersion kuchlar yetarli darajada katta bo'lgandagina sezildi. Biz o'rganayotgan jarayon uchun, ya'ni qatlamda suyuqliklar harakati masalalarida, inersion kuchlar qovushqoqlik kuchlariga nisbatan juda kichik bo'lganligi sababli Reynolds soni katta ahamiyatga ega emas.

Hal qiluvchi parametrlar sirasiga harakat tezligi v o'rniga bosim farqi Δr ham qabul qilinishi mumkin. Bu holda barcha o'lchamsiz kombinatsiyalarda tezlik v o'rniga $k\Delta h/\mu_c l$ kiradi.

O'xshashlik mezonlarini tanlashda hal qiluvchi parametrlar sirasiga g'ovak muhit xususiyatlarini tavsivlovchi parametrlar sifatida o'tkazuvchanlik k va g'ovaklik m kiritilgan edi. O'rganilayotgan jarayonning model va real obyektga kechishidagi o'xshashlikni ta'minlash uchun so'zsiz $f_c(S)$, $f_H(S)$ va $J(S)$ funksiyalar ko'rinishining bir xilligi ta'minlanishi kerak.

Bu talabni bajarish model va real obyekt uchun g'ovak muhitning taqriban o'xshash bo'lishini taqozo qiladi. Tanlangan o'xshashlik kriteriyalari asosida ko'rilayotgan jarayon modelini tuzishning asosiy momentlari ustida to'xtalib o'taylik. Model va real obyektning geometrik o'xshashligini ta'minlash bir xil o'lchamli kattaliklar nisbatlari o'xshashligiga erishish katta qiyinchilik tug'dirmaydi. Chiziqli qatlam uchun vt/lm parametr qatlamga haydalgan suv hajmining g'ovakliklar hajmiga nisbatini ifodalaydi. Bu parametr yordamida model va real obyekt uchun vaqt momentlarini hisoblash usuli aniqlanadi.

Ammo model va real obyekt uchun N_1 va N_2 (yoki N_2^I) mezonlar qiymatlari mosligiga erishish anchagina qiyinchilik tug'diradi. Bu parametrlar nisbatiga teng.

$$N_1/N_2^I = l/\sqrt{k}$$

Bu nisbat qiymatini odatda model o'lchamlari chegarasida ta'minlash g'oyatda mushkul va u doimo ma'lum darajadagi xatolik bilan amalga oshiriladi. D.A. Efros, V.P. Onoprienkolar o'tkazgan tadqiqotlar ko'pchilik hollarda bunday taqribiy modellarda ham yetarli aniqlikdagi natijalar olish mumkinligini ko'rsatadi. Bunday imkonning mavjudligi N_1 va N_2 mezonlarning qiymatlari ma'lum chegaralarda o'zgarganda ular qatlamning neft bera olishiga sezilarli ta'sir ko'rsatmasligi bilan asoslanadi. N_2 mezon barqarorlashgan zona

uzunligining suyuqliklari filtratsiya oblastining (qatlam) chiziqli o'lcham bo'yicha uzunligiga nisbatani ifodalaydi. Agar bu nisbat yetarlicha kichik bo'lsa, uning qatlam neft bera olish koeffitsiyentiga ta'siri deyarli sezilmaydi. Qatlam bir jinsligi qanchalik yuqori bo'lsa, bu nisbat shunchalik kichik bo'ladi.

Efros va Onoprienkolar N_2 kriteriy o'rniga $\sigma/\sqrt{k\Delta p}$ shakldagi mezondan foydalanishgan va bu kriteriy qiymati $1/2$ dan kichik bo'lsa qatlam neft bera olish koeffitsiyentiga deyarli ta'sir etmasligini ko'rsatishgan.

N_1 mezon uchun qatlam neft bera olish koeffitsiyentiga ta'sir qilmaydigan qiymatlar chegarasi mavjud. Bu kriteriy qiymati yetarlicha katta bo'lganda kapillar kuchlar, vaqtning har bir momentida, g'ovakliklar bo'ylab fazalar taqsimotini barqaror harakat holatidagidek bo'iishini ta'minlashga ulguradi, ya'ni g'ovakliklarda istalgan vaqt momentida kapillar muvozanat holati hukm suradi. Shu sababli N_1 - kriteriyning yetarlicha katta qiymatida uning qatlam neft bera olish koeffitsiyentiga ta'siri sezilarli bo'lmaydi. Efros va Onoprienkolar tadqiqotlarida N_1 -kriteriy o'rniga unga muqobil kriteriy $\sigma/k\Delta p$ qabul qilingan va uning chegaraviy qiymati $0,5 \cdot 10^6$ ekanligi ko'rsatilgan. Ya'ni N_1 yoki unga muqobil boshqa kriteriy qiymati $0,5 \cdot 10^6$ dan kichik bo'lmasa, bu kriteriyning qatlam neft bera olish koeffitsiyentiga ta'siri sezilarli darajada bo'lmasligi ko'rsatilgan.

Agar tajribalarda og'irlik kuchi ta'sirini hisobga olish zarur bo'lsa, u holda $N_\gamma = k\Delta\gamma / \nu\mu_H$ qiymati modelda ta'minlanishi kerak. N_1 va N_2 kriteriyalar uchun yuqorida keltirilgan chegaralarni ta'minlash talabi N_γ kriteriy qiymatini ta'minlashda ma'lum qiyinchiliklar tug'dirishi mumkin. Chunki N_2 kriteriy qiymati kichik bo'lishi uchun μ_H real obyektning nisbatan juda katta bo'lishi kerak (chunki model o'lchami l obyekt o'lchamiga nisbatan juda kichik), o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti esa uncha katta bo'lmasligi kerak. Bu talab, N_γ kriteriy uchun $\Delta\gamma$ qiymatining maksimal darajada katta bo'lishini ta'minlash zaruratini tug'diradi. Keltirilgan talablarni bajarish model tuzish va unda o'tkazilishi kerak bo'lgan tajribani murakkablashtirib yuboradi. D.A. Efros tadqiqotlarida qatlam (model) neft bera olish koeffitsiyentini N_1 va N_2 N_γ kriteriyalar funksiyasi sifatida aniqlab, modeldan real obyekt sharoitiga o'tishda ekstrapolatsiyadan foydalanish tavsiya etiladi. Yana shularni ham

ta'kidlash lozimki, birinchidan modelda neft bera olish koeffitsiyentining N_2 – kriteriyga bog'liq bo'lmasligini ta'minlash, albatta shunday holat real obyekt uchun ham o'rinli bo'lishini talab qiladi. Bunday talab real obyekt yetarlicha bir jinsli bo'lsagina bajariladi. Agar qatlam bir jinsli bo'lmasa, u holda N_2 – kriteriy qiymati yetarlicha kichik bo'lmaydi va bu kriteriy ta'siri model va real obyekt uchun sezilarli darajada bo'ladi.

Ikkinchidan, odatda qatlama chiqarayotgan faza qovushqoqligi siqib chiqarilayotgan faza chiqarilayotgan faza qovushqoqligidan kichik bo'ladi (neftni suv bilan chiqarish). Neftni suv bilan chiqarish jarayonida ikki fazali harakat zonasining mavjudligi front ortidagi zonada harakatga qarshilikni (μ/k) oshirolsa ham, ba'zi hollarda bu qarshilik oldi qismidagi harakatga qarshilikka nisbatan kichik bo'lib qolishi mumkin. Tajribalarning ko'rsatishicha, agar harakatga qarshilik μ/k front oldida front ortidagiga nisbatan katta bo'lganda bunday harakat barqaror bo'lmaydi. Harakat barqarorligining bo'lishi bunday hollarda harakatning bir yo'nalishida borishning buzilishi bilan, ya'ni suvning neft egallab turgan zonalarga kirib kelishi bir tekisda emas, balki tartibsiz «shoxlanib» ketishi bilan bog'liq.

Chamasi, N_1 - kriteriy qiymati katta bo'lganda kapillar kuchlar ta'sirida frontning tekis bo'lishi ta'minlanadi va harakatning «shoxlanishiga» qarshilik kuchayadi.

Demak, modellashtirish va model asosida tajribalar o'tkazish jarayonida harakat barqarorligining buzilishi, ya'ni uning «shoxlanishiga» e'tibor bermoq zarur bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Model nima?
2. Modellashtirish protsessi nimalardan iborat?
3. Fizik modellashtirishni tushuntiring.
4. Matematik modellashtirish nima?
5. EHM yordamida modellashtirish nima?
6. O'xshashlik kriteriyalarini ko'rsating.
7. O'lchamlar nima?
8. O'lchamlar nazariyasi qayerlarda ishlatiladi?
9. Filtratsiya protsesslarini modellashtirishni tushuntiring.

Xulosa

Hozirgi vaqtda analitik usullarning imkoniyatlari chegaralanganliklaridan kelib chiqqan holda, filtratsiya protsesslarni o'rganish turli modellashtirishlar orqali yechimini topadi. Shu sababli filtratsiya protsesslarini modellashtirish to'g'risida tushunchalar berilgan.

Filtratsiya protsesslarini modellashtirish usullari va fizik modellashtirish, ularning o'xshashlik kriteriyalari haqida tushunchalar berilgan.

Qatlamdan neftni suv bilan chiqarish jarayonini modellashtirish va o'zaro o'xshashlik masalalari qarab chiqilgan.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Akramov B.Sh. Neft va gaz quduqlarini ishlatish. –Toshkent, 2003, 127 b.
2. Arslonov A.A. Yer osti gidrodinamikasi bo'yicha qisqacha ma'ruzalar. –Toshkent, DITAF, 2002, 106 b.
3. Басниев К.С. и др. Подземная гидравлика. –М.: Недра, 1986, 304 с.
4. Евдокимова В.А., Кочина И.Н. Сборник задач по подземной гидравлике. –М.: Недра, 1979, 170 с.
5. Кристеа Н. Подземная гидравлика. Том 1. –М.: Гостоптехиздат, 1961.
6. Кристеа Н. Подземная гидравлика. Том 2. –М.: Гостоптехиздат, 1962.
7. Пыхачев Г.Б., Исаев Р.Г. Подземная гидравлика. –М.: Недра, 1973, 360 с.
8. Siddiqxo'jayev R.K., Akramov B.Sh. Neft va gaz qatlami fizikasi. –Toshkent: KMTAF, 1994, 204 b.
9. Чарный И.А. Подземная гидрогазодинамика. –М.: Гостоптехиздат, 1963.
10. Шелькачев В.Н., Лапук Б.Б. Подземная гидравлика. – Москва-Ижевск, 2002, 735 с.

GLOSSARIY

Yer osti gidravlikasi fani – flyuidlarning qatlamdagi filtratsiya qonunlarini o‘rganadi va bularni neftli va gazli yotqiziqnlarni ratsional ishlatishda qo‘llaniladi.

Flyuid – oquvchan moddalar (harakatchan suyuqliklar).

Filtratsiya – suyuqliklarning, gazlarning va ular aralashmalarining bir - biriga o‘zaro bog‘liq bo‘lgan g‘ovaklardagi yoki yoriqlardagi harakati.

G‘ovak muhit – bir - biri bilan jips yotgan sementlangan yoki sementlanmagan juda ko‘p qattiq zarrachalar orasiga (g‘ovaklar, yoriqlar) suyuqlik yoki gaz joylashishi mumkin bo‘lgan muhit.

G‘ovaklik koeffitsiyenti – jismdagi bo‘shliqlar egallagan hajmning jism umumiy hajmiga nisbati.

Cho‘kindi tog‘ jinslari – yer yuzasidagi jinslarning suvda erib cho‘kishi, havo, shamol va muzliklar harakatidan yemirilib to‘planishidan hosil bo‘ladi. Cho‘kish jarayoni bir vaqtning o‘zida mexanik, kimyoviy va biogen o‘zgarishlar bilan birgalikda bo‘ladi.

Kollektorlar – asosan qum, qumtosh va qum - alevrit kabi tog‘ jinslaridan tashkil topgan bo‘ladi. Bunday kollektorlarda neft va gaz jinslarining mayda zarrachalar orasidagi bo‘shliqlar, g‘ovaklar ichida yig‘iladi. Demak, granulyar kollektorlardagi foydali bo‘shliqlar, ya‘ni neft yoki gaz yig‘ilishi mumkin bo‘lgan bo‘shliqlar, asosan zarrachalar orasidagi bo‘shliqlar - g‘ovaklardan iborat ekan.

Ideal grunt modeli – hamma g‘ovaklar bir-biriga parallel bo‘lgan tor silindrlar to‘plamidan tashkil topgan.

Fiktiv grunt modeli – g‘ovaklar bir xil diametrga ega bo‘lgan shar ko‘rinishidagi ko‘p sonli zarrachalardan tashkil topgan.

Darsi qonuni – filtratsiyaning chiziqli qonuni bo‘lib, suyuqlik filtratsiyasi sarfining filtratsiya yuzasiga, gidravlik nishablikka va filtratsiya koeffitsiyentiga to‘g‘ri proporsional ekanligini ko‘rsatadi.

Filtratsiya koeffitsiyenti – jinsning va suyuqlikning xossasiga bog‘liq bo‘lib, gidrotexnik inshootlarda, ya‘ni faqat suv bilan bog‘liq hisoblarda ishlatiladi.

O‘tkazuvchanlik – g‘ovak jismlarning jismga qo‘yilgan bosim gradiyenti ta‘siri ostida o‘zidan suyuqlik o‘tkazish imkoniyatini xarakterlovchi xususiyati.

Kritik tezlik – Darsi qonuni saqlanmaydigan filtratsiya tezligi.

Reynolds soni – suyuqlik harakat rejimining kriteriyasi.

Chiziqli bo‘lmagan filtratsiya qonuni – Darsi qonuni saqlanmaydigan filtratsiya.

Barqaror harakat (filtratsiya) – suyuqlikning vaqtga bog‘liq bo‘lmagan harakati.

Noabarqaror harakat (filtratsiya) – suyuqlikning vaqtga bog‘liq bo‘lgan harakati.

Balans tenglamasi – suyuqlik balansining kiritim va sarflanish elementlarini bog‘lovchi tenglama.

Deformatsiya – jismning massasi o‘zgarmagan holda tashqi kuchlar ta’sirida hajm va shaklining o‘zgarishidir.

Filtratsiya oqimining uzluksizligi tenglamasi – g‘ovak yoki darzli muhitda ajratilgan elementar hajm o‘zgarmas chegaralaridagi suyuqlik massasi balansini ifodalaydi.

Laplas tenglamasi – Darsi qonuni bo‘yicha deformatsiyalanmaydigan g‘ovak muhitdagi siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi.

Tekis filtratsiya oqimi – filtratsiya bosimi va tezligi faqat ikki koordinataga bog‘liq bo‘lib, unda har bir tekislikda (uchinchi o‘qqa perpendikular) tezlik va bosim maydonlari bir xil bo‘ladi.

Bir o‘lchamli filtratsiya oqim – bunda suyuqlikning filtratsiya tezligi va bosimi faqat bir koordinataning (oqim chizig‘i boyicha o‘lchanadigan) funksiyasi bo‘ladi (bular to‘g‘ri chiziqli parallel, tekis radial va radial-sferik filtratsiya oqimlari).

Bir jinsli bo‘lmagan g‘ovak muhit – filtratsiya xarakteristikalari (o‘tkazuvchanlik va g‘ovaklik) turli doira muhitlarida har xil bo‘ladigan g‘ovak muhit.

Nuqtali oqib kirish – suyuqlikni singdiradigan (kirish qudug‘i) tekislik nuqtasi.

Nuqtali manba – suyuqlikni chiqaradigan (chiqarish qudug‘i) tekislik nuqtasi.

Superpozitsiya usuli – qo‘shish usuli, ya’ni qiyin gidrodinamik masalalarni yechish usuli.

Quduqlar interferensiyasi – quduqlarning o‘zaro ta’siri.

Gidrodinamik mukammal quduq – quduq mahsuldor qatlamni qalinligi bo‘yicha to‘liq ochadi va quduq tubi ochiq bo‘ladi, ya’ni tubning hamma ochilgan sirti filtrlovchi bo‘lib hisoblanadi.

Gidrodinamik nomukammal quduq – ochiq tubli quduq qatlamni « h » qalinligi bo'yicha to'liq ochmasdan, faqat qandaydir « b » chuqurlik bo'yicha ochadi. Bunda $\bar{h} = b/h$ nisbiy qatlam ochilishi deyiladi.

Suyuqlikning naporsiz harakati – bunda o'zgarmas bosim ta'siri ostida bo'lgan filtratsiyalanadigan suyuqlikning erkin sirti, p'ezometrik sirtga mos tushadi.

Leybenzon funksiyasi – φ va bosim p koordinatalarga va vaqtga bog'liq bo'ladi va Laplas tenglamasini qanoatlantiradi.

Qatlam energiyasi – qatlamdagi neftni harakatga keltiradigan va foydalanish qudug'iga siqib chiqaradigan energiya.

Qatlam bosimi – neft uyumidagi suyuqlik va gaz bosimi.

Qatlamning dinamik bosimi – ishlayotgan quduqlarning o'zaro ta'siridan uyumda sodir bo'lgan bosim.

Qatlamdagi suyuqlikning elastiklik zaxirasi – qatlam bosimi pasayganda qatlam g'ovakligini kamayishi va neft, gaz, suv hajmlari ko'payishi hisobiga qatlamdan siqib chiqarish mumkin bo'lgan suyuqlik miqdori.

Suyuqlikning elastik siljishi – neft, gaz, suv va jinsning elastik kengayish kuchi tufayli qatlamdagi neft va suvni quduq tomon siljishi.

Elastiklik sig'imi – suyuqlik bilan to'liq to'yingan tog' jinsidan ajralib chiqqan suyuqlik hajmini, jinsdagi bosimning bir birlikka o'zgarandagi jins hajmiga nisbati bilan o'lchanadigan birlik.

Tog' jinslarining elastikligi – tog' jinslarining sarflangan kuch ta'sirida hajm va shaklini o'zgarishiga qarshilik ko'rsatish xususiyati.

Qatlam p'ezoo'tkazuvchanlik koeffitsiyenti – bu koeffitsiyent elastik rejim sharoitlarida qatlam bosimi o'zgarishining tarqalish tezligini xarakterlaydi. Bu koeffitsiyentni V.N.Shelkachev qatlam p'ezoo'tkazgich koeffitsiyenti deb ataydi.

P'ezometrik usul – qatlamli va tubli bosimlarni o'lchash bilan bog'liq quduqlar tadqiqotining gidrodinamik usuli.

Bosim tiklanishi egri chizig'i (BTE) – vaqt o'tishi bilan tubdagi bosim o'zgarishi grafigi.

G'ovak muhitdagi gazning harakati nazariyasi – bu nazariya asosida Leybenzon tomonidan keltirib chiqarilgan g'ovak muhitdagi gazning barqaror va nobarqaror differensial tenglamalari yotadi.

Zichlik yoki hajm massasi deb – moddaning tinch holatdagi massasini uning hajmiga bo'lgan nisbatiga aytiladi. Oddiy fizik

sharoitda gazning zichligini uning molekular massasi orqali aniqlash mumkin

Gazning nisbiy zichligi deb – shu gaz zichligining havo zichligiga bo‘lgan nisbatiga aytiladi:

Gaz holatini aniqlovchi ko‘rsatkichlarga – bosim, harorat, hajm, massa kabilar kiradi.

Ideal gaz deb – molekullarda ichki ishqalanish bo‘lmagan gazlarga aytiladi.

Gazlar va suyuqliklarning qovushqoqligi deb – ularning ichki qatlamlarining bir-birining siljishiga nisbatan qarshilik ko‘rsatish qobiliyatiga aytiladi.

Gaz nobarqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi – bu Leybenzon tenglamasi deyiladi va parabola tipidagi egri chiziqli tenglama ekanligini ko‘rsatadi. Bu faqat Darsi qonuni bajarilgandagi ideal gaz uchun o‘rinli bo‘ladi.

Tenglamani linearizatsiyalash – chiziqli bo‘lmagan differensial tenglamani yechimi osonlashtirish uchun chiziqlikka almashtiriladi, ya‘ni uni linearizatsiya qilinadi.

Indikatorli diagramma – quduqning sarfi va bosimining pasayishi orasidagi bog‘lanish grafigi.

Quduq tubi bosimi – quduq tubiga qatlam flyuididan bo‘ladigan bosim. Debit – quduqdan vaqt birligi ichida chiqayotgan suyuqlikning miqdori.

Qatlam bosimi depressiya voronkasi – quduqdan neft chiqarishda qatlamdagi bosim pasayishidan hosil bo‘lgan voronka.

Bosim depressiyasi – konni ishlab chiqarishda dinamik qatlam bosimining boshlang‘ich bosimi. Ishlayotgan quduqlar uchun dinamik qatlam bosimi bilan tubidagi bosim orasidagi farq.

Yoriqlik – tog‘ jinslarida dinamik radial (qatlam usti va tagiga nisbatan parallel) kuchlanishlar ta‘sirida paydo bo‘lgan va har xil kattalikdagi, ko‘pincha o‘zaro birlashib ketgan yoriqlar sistemasi.

Yoriqlar – tog‘ jinslaridagi yaxlitlikni buzuvchi yoriqlar.

«**Porshen harakati**» **sxemasi** – bu sxemaga muvofiq harakatlanuvchi suyuqliklar orasida qat‘iy chegara mavjud bo‘lib, bu chegaraning chap tomonida faqat birinchi suyuqlik, o‘ng tomonida esa faqat ikkinchi suyuqlik harakatlanadi deb faraz qilinadi.

Ko‘p fazali oqimlar – neft ishlanishi va neft-gaz kondensat konlari rejimlari va yotqiziqlari aniqlangan sharoitlardagi qatlamda murakkab ko‘p komponentli aralashmalarning oqimi.

Uglevodorod sistemalari – gomogen va geterogen sistemalar.

Bakli-Laverett masalalari (model) – ikki fazali filtratsiya (kapillar kuchlarni hisobga olmasdan) masalalarning boshlang'ich va chegaraviy shartlaridagi yechimlari.

To'yinganlik koeffitsiyenti deb – neft yoki suv bilan to'yingan g'ovaklar hajmini umumiy g'ovaklar hajmiga bo'lgan nisbatiga aytiladi.

Gisterizis – chekinish, orqada qolish, kechikish ma'nosini bildiradi.

Konlarning neft bera olishlik koeffitsiyenti – kondan olinishi mumkin bo'lgan neft miqdorining shu kondagi umumiy neft zaxirasiga bo'lgan nisbati orqali aniqlanadi.

Qatlamning neft bera olishlik qobiliyati – neftning tog' jinsi yuzasidagi yupqa pardaning yemirilishi, g'ovaklarda neftning parchalanishi va koalesensiyasiga, sirt taranglik kuchiga va adgeziya ishiga va qatlamning o'tkazuvchanligiga bog'liq.

Reologiya – grekcha rheos - oqim, logos - o'rganish so'zlaridan olingan bo'lib, qaytmas deformatsiyasini o'rganadigan fan.

Tog' jinslarining reologik xossalari – ularning mexanik xarakteristikalarining doimiy ta'sir qiluvchi kuchlar ostida o'zgarishiga aytiladi.

P'ezometr – tog' jinslarining siqiluvchanlik koeffitsiyentini aniqlovchi asbob.

Qovushoq suyuqliklar – bularda urinma kuchlanish faqat tezlik gradiyentiga (statsionar-reologik suyuqliklar) bog'liq.

Qovushoq plastik suyuqliklar – xuddi qattiq jism kabi xossaga, shuningdek, kuchlanishni olgandan keyin esa formasini qisman tiklaydigan qobiliyatga ega suyuqliklar.

Fizik modellashtirish – asosiy shartlaridan natura va modelning geometrik va dinamik o'xshashliklari bo'lib sanaladi. Fizik modellar yordamida tadqiqot, neft-gaz konlarini ishlatish protsesslari masalalari yechimini matematik ta'riflash mumkin bo'lmasa yoki qiyin bo'lsa bunday hollarda yagona mumkin bo'lgan yechimining usuli bo'ladi.

Matematik modellashtirish yoki analogik usul – asosida bir xil differensial tenglamalar bilan ifodalanadigan va o'xshash chegaraviy shartlarga ega bo'lgan har xil tabiatli ko'pgina fizik hodisa holatlari yotadi.

MUNDARIJA

Soʻz boshi	3
Kirish	4
1. Filtratsiya nazariyasi toʻgʻrisida asosiy tushunchalar	
1.1. Tabiiy qatlamdagi flyuidlar harakatining xususiyatlari...	7
1.2. Gʻovak muhit va uning filtratsiya xarakteristikalari.....	8
1.3. Filtratsiya tezligi. Darsi qonuni	10
1.4. Darsi qonunining qoʻllanish chegaralari. Filtratsiyaning chiziqli boʻlmagan qonunlari	13
1.5. Filtratsiya parametrlarini aniqlashning oʻlchamlar nazariyasi usuli.....	19
2. Neft va gaz qatlamlaridagi flyuidlar filtratsiyasining differensial tenglamasi	
2.1. Filtratsiya oqimining uzluksizligi tenglamasi.....	23
2.2. Harakatning differensial tenglamasi.....	26
2.3. Flyuidlar va gʻovak muhit parametrlarning bosimga bogʻliqligi.....	28
2.4. Boshlangʻich va chegaraviy shartlar.....	33
3. Siqilmaydigan suyuqlikning gʻovak muhitdagi barqaror harakati	
3.1. Darsi qonuni boʻyicha siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi.....	36
3.2. Bir jinsli qatlamdagi siqilmaydigan suyuqlikning bir oʻlchamli filtratsiya oqimlari.....	38
3.3. Bir jinsli boʻlmagan qatlamlarda siqilmaydigan suyuqlik filtratsiya oqimlarini tadqiqot qilish.....	47
3.4. Filtratsiyaning chiziqli boʻlmagan qonunlarida siqilmaydigan suyuqlikning bir oʻlchamli filtratsiya oqimi.....	56
4. Quduqlar interferensiyasi. Mukammal va nomukammal quduqlar. Naporsiz filtratsiya	
4.1. Quduqlar interferensiyasi	61
4.2. Ekvivalent qarshiliklari usuli	73

4.3. Suyuqliklarning nomukammal quduqlarga oqib kirishi	75
4.4. Suyuqlikning barqaror naporsiz filtratsiya oqimlari....	80
4.5. Filtratsiyaning tekis masalasini kompleks o'zgaruvchi funksiyalar nazariyasining usullar bilan yechish.....	84

5. Siqiluvchan suyuqlik va gazning g'ovak muhitdagi barqaror harakati

5.1. Darsi qonuni bo'yicha siqiluvchan suyuqlik va gaz barqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi	95
5.2. Siqiluvchan flyuid va siqilmaydigan suyuqlik barqaror filtratsiyalari o'rtasidagi analogiya	97
5.3. Siqiluvchan suyuqlikning barqaror filtratsiyasi	98
5.4. Ideal gazning barqaror to'g'ri chizikli parallel filtratsiya oqimi	99
5.5. Darsi qonuni bo'yicha ideal gazning tekis radial filtratsiya oqimi	102
5.6. Filtratsiyaning ikki hadli qonuni bo'yicha ideal gazning tekis radial filtratsiya oqimi.....	106
5.7. Darsi qonuni bo'yicha real gazning tekis radial filtratsiya oqimi	109
5.8. Filtratsiyaning ikki hadli qonuni bo'yicha nomukammal quduqqa oqib kiradigan real gazning filtratsiya oqimi.....	110

6. Siqiluvchan suyuqlikning g'ovak muhitdagi nobarqaror filtratsiyasi

6.1. Qatlam elastik rejimi va uning o'ziga xos xususiyatlari ..	114
6.2. Qatlamdagi elastik suyuqlikning zaxirasini hisoblash	116
6.3. Elastik suyuqlik nobarqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi.....	118
6.4. Elastik suyuqlikning bir o'lchamli filtratsiya oqimlari. P'ezoo'tkazgich tenglamasining aniq yechimlari. Elastik rejim nazariyasining asosiy formulasi.....	119
6.5. Elastik rejim sharoitlarida quduqlar interferensiyasi.....	131
6.6. Elastik rejimdagi quduqlarning tadqiqot ma'lumotlari bo'yicha qatlamning kollektirik xususiyatini aniqlash.....	135
6.7. Elastik rejim nazariyasi masalalarini yechishning usullari.....	138

7. Gazning g'ovak muhitdagi nobarqaror harakati	
7.1. Gaz nobarqaror filtratsiyasining differensial tenglamasi.....	147
7.2. Leybenzon tenglamasini linearizatsiyalash va lineari-zatsiyalangan tenglamaning asosiy yechimi.....	148
7.3. Gazni quduqqa oqib kirishi masalasini statsionar holatni ketma-ket almashtirish usuli bilan yechish.....	151
7.4. O'rtacha qiymatlar usuli.....	154

8. Suyuqlik va gazlarni o'zaro siqib chiqarish

8.1. Suyuqliklarni o'zaro siqib chiqarishda harakatlanuvchi bo'linish chegarasidagi kinematik shartlar.....	158
8.2. Neftni suv bilan to'g'ri chiziqli parallel siqib chiqarish.	160
8.3. Neftni suv bilan tekis radial siqib chiqarish.....	165
8.4. Suyuqliklar bo'linish chegarasining barqarorligi.....	169

9. Ko'p fazali sistemalar filtratsiyasining nazariy asoslari

9.1. Ko'p fazali sistemalar haqida ma'lumot.....	173
9.2. Ko'p fazali filtratsiyaning uzluksizligi tenglamasi.....	175
9.3. Qorishmaydigan suyuqliklarni siqib chiqarishning bir o'lchamli modeli.....	177
9.4. Bakli-Laverett masalasi va uni umumlashtirish.....	184

10. Nonyuton suyuqliklarning filtratsiya xususiyatlari

10.1. Filtratsiyalanadigan suyuqlikni reologik modeli va filtratsiyaning chiziqsiz qonunlari.....	196
10.2. Qovushoq plastik suyuqliklar filtratsiyasining bir o'lchamli masalalari. Barqaror oqim.....	201
10.3. Neftni suv bilan siqib chiqarishda turg'un zonalarni barpo bo'lishi.....	206

11. Suyuqlik va gazlarning yoriqsimon va yoriqsimon-g'ovak muhitlarda harakatlanishi

11.1. Yoriqsimon va yoriqsimon - g'ovak muhitlarda filtratsiyaning xususiyatlari... ..	209
11.2. Yoriqsimon va yoriqsimon - g'ovak muhitlarda suyuqlik va gaz harakatining differensial tenglamasini keltirib chiqarish.....	214

11.3. Yoriqsimon va yoriqsimon-g'ovak qatlamda suyuqlik va gazlarning barqaror bir o'lchamli filtratsiyasi.....	215
11.4. Yoriqsimon va yoriqsimon-g'ovak muhitlarda suyuqlik va gazning nobarqaror harakati.....	219
11.5. Neftni yoriqsimon-g'ovak bir jinsli bo'lmagan muhitdan suv bilan siqib chiqarish.....	222

12. Filtratsiya protsesslarini modellashtirish asoslari

12.1. Filtratsiya protsesslarini modellashtirish to'g'risida tushuncha.....	226
12.2. Filtratsiya protsesslarini modellashtirish usullari. Fizik modellashtirish.....	227
12.3. O'xshashlik nazariyasi.....	228
12.4. Qatlamdan neftni suv bilan siqib chiqarish jarayonini modellashtirish va o'zaro o'xshashlik masalalari.....	230
Foydalaniladigan adabiyotlar.....	236
Glossariy.....	237

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Введение	4
1. Основные понятия о законе фильтрации	
1.1. Особенности движения флюидов в природных пластах.....	7
1.2. Пористая среда и ее фильтрационные характеристики.....	8
1.3. Скорость фильтрации. Закон Дарси.....	10
1.4. Границы применимости закона Дарси. Нелинейные законы фильтрации.....	13
1.5. Применение методов теории размерностей для определения параметров фильтрации.....	19
2. Дифференциальные уравнения фильтрации флюидов в нефтегазоносных пластах	
2.1. Уравнения неразрывности фильтрационного потока	
2.2. Дифференциальные уравнения движения.....	23
2.3. Зависимость параметров флюидов и пористой среды от давления.....	26
2.4. Начальные и граничные условия.....	28
3. Установившееся движение несжимаемой жидкости в пористой среде	
3.1. Дифференциальное уравнение установившейся фильтрации несжимаемой жидкости по закону Дарси.....	36
3.2. Одномерные фильтрационные потоки несжимаемой жидкости в однородных пластах.....	38
3.3. Исследование фильтрационных течений несжимаемой жидкости в неоднородных пластах.....	47
3.4. Одномерные фильтрационные потоки несжимаемой жидкости при нелинейных законах фильтрации.....	56
4. Интерференция скважин. Совершенные и несовершенные скважины. Безнапорная фильтрация	
4.1. Интерференция скважин.....	61

4.2. Метод эквивалентных фильтрационных сопротивлений.....	73
4.3. Приток к несовершенным скважинам.....	75
4.4. Установившейся безнапорные фильтрационные потоки жидкости.....	80
4.5. Решение плоских задач фильтрации методами теории функций комплексного переменного.....	84
5. Установившееся движение сжимаемой жидкости и газа в пористой среде	
5.1. Дифференциальные уравнения установившейся фильтрации сжимаемой жидкости и газа по закону Дарси.....	95
5.2. Аналогия установившейся фильтрации сжимаемого флюида с фильтрацией несжимаемой жидкости.....	97
5.3. Установившаяся фильтрация сжимаемой жидкости	98
5.4. Прямолинейно-параллельный фильтрационный поток идеального газа.....	99
5.5. Плоскорадиальный фильтрационный поток идеального газа	102
5.6. Плоскорадиальный фильтрационный поток идеального газа по двучленному закону фильтрации.....	106
5.7. Плоскорадиальный фильтрационный поток реального газа по закону Дарси.....	109
5.8. Фильтрационный поток реального газа по двучленному закону фильтрации к несовершенной скважине	110
6. Неустановившееся движение упругой жидкости в пористой среде	
6.1. Упругий режим пласта и его характерные особенности.....	114
6.2. Подсчет упругого запаса жидкости в пласте.....	116
6.3. Дифференциальное уравнение неустановившейся фильтрации.....	118
6.4. Одномерные фильтрационные потоки упругой жидкости. Точные решения уравнения пьезопроводности. Основная формула теории упругого режима...	119

6.5. Интерференция скважин в условиях упругого режима.....	131
6.6. Определение коллекторских свойств пласта по данным исследования скважин при упругом режиме.....	135
6.7. Приближенные методы решения задач теории упругого режима.....	138

7. Неустановившееся движение газа в пористой среде

7.1. Дифференциальные уравнения Лейбензона.....	147
7.2. Линеаризация уравнения Лейбензона и основное решение линеаризованного уравнения.....	148
7.3. Решение задачи о притоке газа к скважине методом последовательной смены стационарных состояний.....	151
7.4. Метод усреднения.....	154

8. Взаимное вытеснение жидкостей и газов.

Задачи с подвижными границами

8.1. Кинематические условия на подвижной границе раздела при взаимном вытеснении жидкостей.....	158
8.2. Прямолинейно-параллельное вытеснение нефти водой.....	160
8.3. Плоскорадиальное вытеснение нефти водой.....	165
8.4. Устойчивость движения границы раздела жидкостей	169

9. Основы теории фильтрации многофазных систем

9.1. Основные характеристики многофазной фильтрации	173
9.2. Уравнения неразрывности многофазной фильтрации.....	175
9.3. Одномерные модели вытеснения несмешивающихся жидкостей.....	177
9.4. Задача Баклея – Леверетта и ее обобщения.....	184

10. Особенности фильтрации неньютоновских жидкостей

10.1. Реологические модели фильтрующихся жидкостей и нелинейные законы фильтрации.....	196
10.2. Одномерные задачи фильтрации вязко-пластичной жидкости.....	201

10.3. Образование застойных зон при вытеснении нефти водой.....	206
---	-----

11. Движение жидкостей и газов в трещиноватых и трещиновато–пористых средах

11.1. Особенности фильтрации в трещиноватых и трещиновато-пористых средах.....	209
11.2. Вывод дифференциальных уравнений движения жидкости и газа в трещиноватых и трещиновато-пористых средах.....	214
11.3. Установившаяся одномерная фильтрация жидкости и газа в трещиноватом и трещиновато-пористом пласте..	215
11.4. Неустановившееся движение жидкости и газа в трещиноватых и трещиновато-пористых средах	219
11.5. Вытеснение нефти водой из трещиновато-пористых и неоднородных сред	222

12. Основы моделирования процессов фильтрации процессов

12.1. Основные понятия о моделирование фильтрационных процессов.....	226
12.2. Способы моделирования фильтрационных процессов.....	227
12.3. Теория подобия.....	228
12.4. Моделирование процесса вытеснения из пласта нефти водой и примеры.....	230
Список литературы	236
Глоссарий	237

CONTENTS

Foreword	3
Introduction	4
1. Concepts filtration law	
1.1. Features of fluid movement in natural formations.....	7
1.2. Porous medium and filtration characteristics.....	8
1.3. Filtration rate. Darcy's law.....	10
1.4. The limits of applicability of Darcy's law. Nonlinear filtering laws.....	13
1.5. Theory methods for the determination of the dimensions of filter parameters.....	19
2 . Differential equations of fluid filtration in oil and gas reservoirs	
2.1. Continuity equation of seepage	23
2.2. Differential equations of motion.....	26
2.3. Dependence of the parameters of fluid and pressure from the porous medium.....	28
2.4. Initial and boundary cond.....	33
3. Steady motion of an incompressible fluid in a porous medium	
3.1. Differential equation of steady incompressible fluid filtration by Darcy's law.....	36
3.2. Dimensional incompressible fluid filtration flows in homogeneous layers.....	38
3.3. Study filtration of incompressible flows in heterogeneous formations.....	47
3.4. Dimensional incompressible fluid filtration flows in nonlinear filtering laws.....	56
4. Interference wells. Perfect and imperfect well. Gravity filtration	
4.1. Interference wells.....	61
4.2. Inflow to imperfect wells.....	73
4.3. Established unconfined fluid filtration flows.....	75
4.4. Plane of filtration methods of the theory of functions of	

a complex variable	80
4.5. Plane problems of filtration theory methods functions of a complex variable.....	84
5. Steady motion of a compressible liquid and gas in a porous medium	
5.1. Differential equations of steady compressible fluid filtration and gas by Darcy's law.....	95
5.2. Analogy steady filtration of compressible fluid with incompressible fluid filtration.....	97
5.3. Steady filtration of a compressible fluid.....	98
5.4. Rectilinear parallel filtration flow of an ideal gas	99
5.5. Flatly radial filtration flow of an ideal gas by Darcy's law.....	102
5.6. Flatly radial filtration flow of an ideal gas law, the binomial filter.....	106
5.7. Flatly radial filtration flow of a real gas by Darcy's law	109
5.8. Filtration flow of real gas on the binomial law of filtration to imperfect well	110
6. Unsteady motion of an elastic fluid in a porous medium	
6.1. Elastic mode of formation and its characteristics	114
6.2. Calculation of the elastic fluid in the reservoir stock	116
6.3. The differential equation of unsteady filtration elastic fluid.....	118
6.4. Dimensional elastic fluid filtration flows. Exact solutions of the diffusion equation. The basic formula of the theory of elastic	119
6.5. Interference of wells in the conditions of elastic	131
6.6. Determination of reservoir properties according to a study of wells in elastic mode.....	135
6.7. Approximate methods for solving problems in the theory of elastic	138
7. Unsteady flow in porous media	
7.1. Differential equations Leibenson.....	147
7.2. Linearization equation Leibenson and the basic solution	

of the linear zed equation	148
7.3. Solution of the problem on the flow of gas to the wellbore by successive change of stationary states.....	151
7.4. The averaging method.....	154

8. Mutual displacement of liquids and gases. Problem with moving boundaries

8.1. Kinematic conditions on the moving interface in mutual fluid displacement.....	158
8.2. Rectilinear parallel displacement of oil by water	160
8.3. Flatly radial water-oil displacement.....	165
8.4. Stability of motion of a fluid interface.....	169

9. Basics of filtration theory of multiphase systems

9.1. Main characteristics of multiphase flow.....	173
9.2. Multiphase flow continuity equation.....	175
8.3. Dimensional models of displacement of immiscible fluids.....	177
8.4. Problem Buckley - Leverett and its generalizations.....	184

10. Features filtering non-Newtonian fluids

10.1. Rheological models of percolation fluids and nonlinear filtering laws.....	196
10.2. Dimensional problem of filtration of viscous- plastic fluid.....	201
10.3. Formation of stagnant zones in the displacement of oil by water.....	206

11. The movement of liquids and gases in fractured and fractured' porous media

11.1. Features filtration in cracked and fractured porous media.....	209
11.2. Output differential equations of motion of liquid and gas in fractured and fractured porous media.....	214
11.3. Steady- dimensional filtering liquid and gas, and fractured porous fractured reservoir.....	215
11.4. Unsteady flow of liquid and gas in fractured and fractured porous media.....	219

11.5. Water-oil displacement of fractured -porous and inhomogeneous media..... 222

12. Basics of modeling of filtration processes

12.1. Basic concepts of modeling of filtration..... 226
12.2. Methods for modeling of filtration processes 227
12.3. Similarity theory 228
12.4. Simulation of the displacement of oil from the reservoir with water and examples..... 230
References..... 236
Glossary..... 237

**N.N.MAXMUDOV, M.A.TURSUNOV, S.S.ESHEV,
X.B.ASADOVA**

YER OSTI GIDRAVLIKASI

Toshkent – «Fan va texnologiya» – 2015

Muharrir:	M.Hayitova
Tex. muharrir:	M.Holmuhamedov
Musavvir:	D.Azizov
Musahhih:	N.Hasanova
Kompyuterda sahifalovchi:	Sh.Mirqosimova

**E-mail: tipografiyacent@mail.ru Tel: 245-57-63, 245-61-61.
Nashr.lits. AI№149, 14.08.09. Bosishga ruxsat etildi: 10.11.2015.
Bichimi 60x84 ¹/₁₆. «Timez Uz» garniturası.
Ofset bosma usulida bosildi.
Shartli bosma tabog'i 15,75. Nashriyot bosma tabog'i 16,0.
Tiraji 500. Buyurtma №167.**

**«Fan va texnologiyalar Markazining
bosmaxonasi» da chop etildi.
100066, Toshkent sh., Olmazor ko'chasi, 171-uy.**

FAN VA
TEKNOLOGIYALAR



ISBN 978-9943-990-85-2

