

és megvan a remény arra, hogy a további gépesítéssel és a fizikai, valamint műszaki dolgozók nagyobb begyakorlottságával azt meg is közelítheti. A fejtési veszteségek értéke mennyiségileg 12% alatt marad, tehát kedvezőbb az előző fejtések veszteségeinél és a külföldön kialakult értékek keretein is belül marad. Minőségi veszteségek nem jelentkeznek.

A *termelőképeség* a korábban általánosan használt vertikális fejtésekhez képest hatszoros értékre emelkedett és a gépesítés fokozásával és a begyakorlással tovább emelhető.

A rudabányai kamrafejtéssel eljutottunk a rudabányai vasércbányászatban kialakult fejtési módszerek fejlődési vonalának a végére. Hangsúlyozni kívánom, hogy ez a fejtési eljárás csak ma, 1955. év elején jelent végpontot, hiszen a fejlődés időben végbemenő folyamat. A fejtési módszereket kialakító és formáló tényezők továbbra is működnek és a földtani adottságok kivételével

időről-időre újabb és újabb irányokban érvényesülnek. A tényezők köre bővül és maguk is fejlődnek. Éppen ezért nemcsak remélem, hanem biztosan tudom is, hogy a rudabányai vasércbányászat fejtési módszereinek fejlődési vonala tovább halad a fokozottabb *biztonság*, a magasabbfokú *gazdaságosság* és a nagyobb *termelőképeség* irányában.

IRODALOM

- B. V. *Bokij*: Bányaműveléstan (Tankönyvkiadó, Bp. 1951).
 B. I. *Gorogyeckij*: Ércbányák tervezésének alapelvei (Nehézipari Könyvkiadó, 1951).
Nyekraszovszkij: Bányaműveléstan. (Nehézipari Könyvkiadó, Bp. 1951).
 G. A. *Culukizde*: A hasznos ásványtelepülések földalatti művelési módja. (Tankönyvkiadó, Bp. 1951).
 Podányi *Tibor*: Rudabányai osztószintes kamrafejtés (Bányászati Lapok, 1954 évi 6—7. szám).

Szerkesztőséghez érkezett: 1955. február 20.

Aknák, folyosók körüli feszültségállapot

ZAMBÓ JÁNOS okl. bányamérnök, a műszaki tudományok doktora, egyetemi tanár

Д-р Замбо Янош, горный инженер, доктор технических наук, профессор:
СОСТОЯНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ ОКОЛО СТВОЛОВ И ШТРЕКОВ.

Dr. Dipl. Berging. J. Zambó, Doktor der technischen Wissenschaften, Univ. Prof.:
Spannungsverhältnisse um Schacht und Strecke.

J. Zambó, mining eng., doctor of technical sciences, prof. of the Univ.:
Stresses around pits and galleries.

Le Dr. J. Zambó, ing. des mines, docteur des sciences techniques, prof. Univ.
Conditions de tensions autour des puits et des galeries.

Körszelvényű függőleges aknák, lejtős aknák és szintes folyosók környékén fennálló feszültségállapot analízisével fogunk foglalkozni rugalmasságtani alapon. Ezt követően kitérünk a négyszög-szelvényű bányatérsegeket körülölelő kőzetek feszültségállapotára is.

Eljárásunkban találkozunk egy fogalommal, amelyet a *formavisszaállító terhelés elvé*-nek nevezhetünk. Előjáróban megismerkedünk tehát ezen elv lényegével. Látni fogjuk, hogy ennek az elvnek alkalmazásával viszonylag egyszerűen lehet meghatározni körszelvényű függőleges, lejtős aknákat, szintes folyosókat körülölelő kőzetköpeny feszültségállapotát. A feszültségállapot ismeretében kielemezhetők a legkritikusabb igénybevételek, megállapítható, hogy a kőzetköpeny tönkremegye vagy sem. A négyszög-szelvényű bányatérsegek kőzetköpenyének feszültségállapotát megfejteni szigorú úton nem sikerült még. Mindössze az elvi megoldáshoz jutottunk el és egynehány következtetést lehetett levonni.

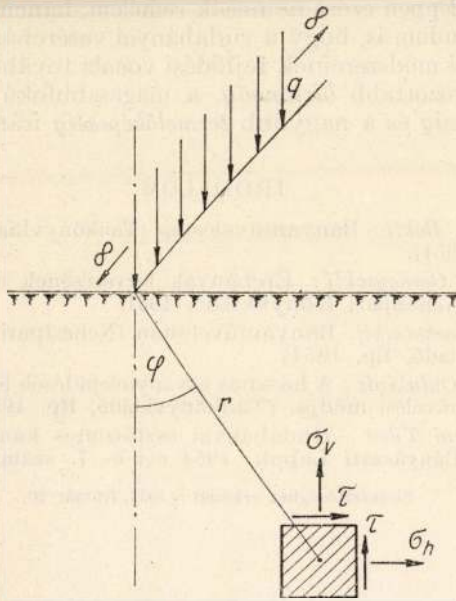
1. A formavisszaállító terhelés elve

Korábbi két tanulmányomban találkozhattunk már az általam *negatív sávterhelés*-nek elnevezett fogalommal [10. p. 40., 11. p. 8]. *A negatív sávterhelés törvényszerűségei oly, más hasonló törvényszerűségek alkalmazási lehetőségeinek felismeréséhez vezetnek, amelyek segítségével sok esetben egyszerűen és kényelmesen oldhatók meg az egyébként összetettnek látszó feszültségtani problémák.*

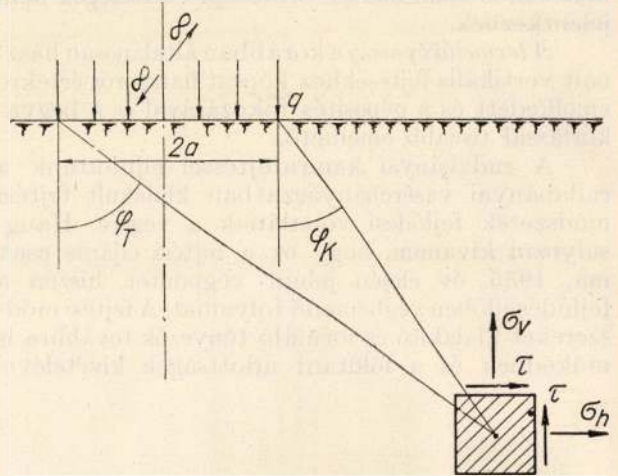
Az áttekinthetőség kedvéért írjuk fel mindenekelőtt a végnélküli egyenes vonal mentén ható függőleges irányú egyenletes terhelés következtében az izotropikusan rugalmas, végtelen térfélemben keletkező feszültségi mező ismert feszültségkomponenseit, ha a végtelen térfél anyagát egyenlőre súlytalannak tételezzük fel:

$$\begin{aligned}\sigma_{v,l} &= \frac{2}{\pi} \frac{q}{r} \cos^3 \varphi \\ \sigma_{h,l} &= \frac{2}{\pi} \frac{q}{r} \cos \varphi \sin^2 \varphi \\ \tau_l &= \frac{2}{\pi} \frac{q}{r} \cos^2 \varphi \sin \varphi\end{aligned}\quad (1)$$

ahol $\sigma_{v,l}$ a vertikális, $\sigma_{h,l}$ a horizontális normális feszültséget, τ_l pedig a nyírófeszültséget jelenti. A q az egyenes terhelés intenzitását fejezi ki, tehát az egységhosszra eső terhelést képviseli. r és φ értelmezését az 1. ábra adja meg. Az l index a terhelés lineáris jellegét juttatja kifejezésre.



1. ábra



2. ábra

Rögzítsük le ugyancsak a végnélküli sávterhelés ismeretes összefüggéseit is a 2. ábra jelöléseinek megfelelően, ha a felületegységre ható terhelést q -val jelöljük :

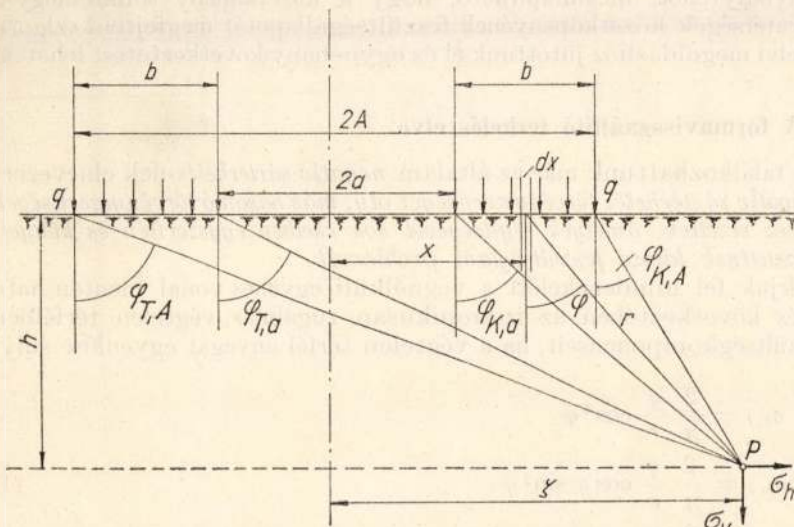
$$\begin{aligned} \sigma_v &= \frac{q}{\pi} (\sin \varphi_T \cos \varphi_T - \sin \varphi_K \cos \varphi_K + \widehat{\varphi}_T - \widehat{\varphi}_K) \\ \sigma_h &= \frac{q}{\pi} (-\sin \varphi_T \cos \varphi_T + \sin \varphi_K \cos \varphi_K + \widehat{\varphi}_T - \widehat{\varphi}_K) \\ \tau_{v,h} &= \frac{q}{\pi} (\cos^2 \varphi_K - \cos^2 \varphi_T) \end{aligned} \tag{2}$$

ahol a φ szög mozgó szára az óramutató járásával ellentétesen forog.

Ha a végnélküli sávterhelés mindkét oldalon a végtelenig terjed, azaz a $2a$ szélesség végtelen nagy lesz, akkor a végtelen térfél feszültségállapota igen egyszerű :

$$\begin{aligned} \sigma_v &= q \\ \sigma_h &= \frac{q}{m-1} \\ \tau_{v,h} &= 0 \end{aligned} \tag{3}$$

ahol m a Poisson-féle szám.



3. ábra

A 3. ábrán $2A$ szélességű végnélküli sávterhelést ábrázolunk úgy, hogy $2a$ szélességben a terhelés hiányzik. A még mindig súlytalannak tekintett végtelen térfélben vegyünk fel egy tetszőleges P pontot. Válasszuk meg a derékszögű koordináta-rendszer ordinátáját úgy, hogy az merőleges a terhelés síkjára és keresztmetsze a $2a$ szélesség felező pontján. A sávterhelésnek a végtelenig elnyúló tengelyére merőleges függőleges síknak és a terhelés síkjának metszévonalát legyen x abszcissza-vonal. A P ponton megy keresztül az ábra szerint a ζ abszcissza-vonal. Vegyünk fel az előbbi abszcissza-vonalon az ordinátatengelytől számított x távolságban dx differenciális szélességű

terhelést. Az így felvett qdx terhelés végnélküli vonalterhelésnek fogható fel, aminek következtében a P pontban ébredő vertikális feszültség az (1) egyenletcsoport első egyenlete alapján fejezhető ki:

$$d\sigma_{v,h} = \frac{2}{\pi} \frac{q}{r} dx \cos^3 \varphi \quad (4)$$

ahol a h index azt fejezi ki, hogy a sávterhelés nem folytonos, benne hiatus van.

Az ábra szerint érvényesek az alábbi összefüggések:

$$x = \zeta - h \operatorname{tg} \varphi \quad (5)$$

$$r = \frac{h}{\cos \varphi} \quad (6)$$

Továbbá:

$$dx = -\frac{hd\varphi}{\cos^2 \varphi} \quad (7)$$

Helyettesítsük a (6) és (7) egyenleteket a (4) egyenletbe:

$$d\sigma_{v,h} = -\frac{2}{\pi} q \cos^2 \varphi d\varphi \quad (8)$$

A 3. ábra alapján most már felírhatjuk a megoldást:

$$\sigma_{v,h} = -\frac{2}{\pi} q \left\{ \int_{\varphi_{K,a}}^{\varphi_{K,A}} \cos^2 \varphi d\varphi + \int_{\varphi_{T,A}}^{\varphi_{T,a}} \cos^2 \varphi d\varphi \right\} \quad (9)$$

Az integrálás elvégzése után nyerjük:

$$\begin{aligned} \sigma_{v,h} = & \frac{q}{\pi} (\sin \varphi_{T,A} \cos \varphi_{T,A} - \sin \varphi_{K,A} \cos \varphi_{K,A} + \widehat{\varphi}_{T,A} - \widehat{\varphi}_{K,A}) - \\ & - \frac{q}{\pi} (\sin \varphi_{T,a} \cos \varphi_{T,a} - \sin \varphi_{K,a} \cos \varphi_{K,a} + \widehat{\varphi}_{T,a} - \widehat{\varphi}_{K,a}) \end{aligned} \quad (10)$$

Jelöljük ezen utóbbi egyenletünk jobboldalának első tagját $\sigma_{v,A}$ -val, a második tagját pedig $\sigma_{v,a}$ -val. Ennek megfelelően írható:

$$\sigma_{v,h} = \sigma_{v,A} - \sigma_{v,a} \quad (11)$$

Ugyanígy kell eljárni akkor is, ha a horizontális feszültséget akarjuk kifejezni. Ez esetben az (1) egyenletcsoport második egyenletét kell számításba venni. Az ismétlések elkerülése végett írjuk fel egyszerre a megoldást:

$$\sigma_{h,h} = -\frac{2}{\pi} q \left\{ \int_{\varphi_{K,a}}^{\varphi_{K,A}} \sin^2 \varphi d\varphi + \int_{\varphi_{T,A}}^{\varphi_{T,a}} \sin^2 \varphi d\varphi \right\} \quad (12)$$

Az integrálás elvégzése után:

$$\begin{aligned} \sigma_{h,h} = & \frac{q}{\pi} (-\sin \varphi_{T,A} \cos \varphi_{T,A} + \sin \varphi_{K,A} \cos \varphi_{K,A} + \widehat{\varphi}_{T,A} - \widehat{\varphi}_{K,A}) - \\ & - \frac{q}{\pi} (-\sin \varphi_{T,a} \cos \varphi_{T,a} + \sin \varphi_{K,a} \cos \varphi_{K,a} + \widehat{\varphi}_{T,a} - \widehat{\varphi}_{K,a}) \end{aligned} \quad (13)$$

Utóbbi egyenletünk a vertikális feszültségnél alkalmazott jelölés figyelembevételével a következő módon is kifejezhető:

$$\sigma_{h,h} = \sigma_{h,A} - \sigma_{h,a} \quad (14)$$

Hasonlóképpen fejezhető ki a nyírófeszültség értéke is:

$$\tau_h = -\frac{2}{\pi} q \left\{ \int_{\varphi_{K,a}}^{\varphi_{K,A}} \sin \varphi \cos \varphi d\varphi + \int_{\varphi_{T,A}}^{\varphi_{T,a}} \sin \varphi \cos \varphi d\varphi \right\} \quad (15)$$

Végezzük el a műveleteket és írjuk:

$$\tau_h = \frac{q}{\pi} (\cos^2 \varphi_{K,A} - \cos^2 \varphi_{T,A}) - \frac{q}{\pi} (\cos^2 \varphi_{K,a} - \cos^2 \varphi_{T,a}) \quad (16)$$

Röviden kifejezve pedig:

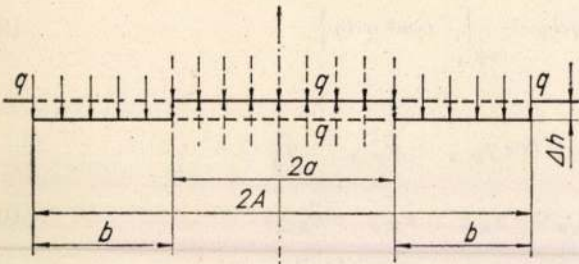
$$\tau_h = \tau_A - \tau_a \quad (17)$$

A 3. ábrán a 2a szélességű terhelési hiány a 2A szélesség felező vonalához viszonyítva szimmetrikusan helyezkedik el. A lehozott összefüggések nem szimmetrikus esetben is érvényesek.

A T és K indexek a távolabb, illetve közelebb fekvő terhelési sarokpontokra céloznak. Szimmetrikus esetben így mindig egyértelmű a meghatározás. Nem szimmetrikus esetben az indexeket értelem-szerűen kell használni.

A lehozott összefüggések, valamint a szóbanforgó ábra alapján világosan kiderül, hogy a tetszőleges P pontban ébredő feszültségeket, amelyek az egymástól $2a$ távolságra fekvő b szélességű és q intenzitású terhelések hatására jönnek létre, a következőképpen kapjuk. Először a terheletlen $2a$ szélességen is q intenzitású terhelést működtetünk, azaz a terhelés tulajdonképpen $2A$ szélességen hat. Ezen terhelés következtében a P pontban ébredt $\sigma_{v,A}$, $\sigma_{h,A}$, τ_A feszültségekből levonjuk azokat a $\sigma_{v,a}$, $\sigma_{h,a}$, τ_a feszültségeket, amelyeket a $2a$ szélességű terhelés ébreszt a kérdéses pontban. Másodszor tehát levonjuk azt, amit először hozzáadtunk.

A 4. ábra szerinti elrendezésben a q intenzitású terhelés egymástól $2a$ távolságban levő b szélességű sávokon hat és a terhelés síkjában az ábra szerint b szélességű és Δh mélységű alakváltozást hozza létre a felszíni sávterhelések elvének megfelelően. A nyírószilárdsággal is rendelkező anyagoknál ez nem így van a valóságban. Erre azonban most nem lehetünk tekintettel, mert szigorúan ragaszkodnunk kell az előzőekben alkalmazott felszíni sávterhelések elvi feltételeihez. Ha a terhelés nemcsak a b távolságokon, hanem a $2A$ szélességen hatna, akkor az alakváltozás $2A$ szélességen Δh mélységű lenne. A $2A$ szélességű sávterhelésből tehát a két b szélességben ható sávterhelések visszavezethetők úgy, hogy a $2A$ szélességű sávterhelés ébresztette feszültség-komponensekből le kell vonni a $2a$ szélességű sávterhelés okozta megfelelő feszültség-komponenseket. Más szóval úgy is mondhatjuk, hogy a $2A$ szélességű terhelés által ébresztett formát vissza kell állítani a két $2a$ szélességű terhelés által adott formára.



4. ábra

Nevezzük el ezt az elvet egyszerűen a *forma-visszaállító terhelés elvé*-nek. Ezt az elvet előnyösen lehet alkalmazni akkor, amikor a földalatti létesített üregek körül keletkezett feszültségi állapotot akarjuk meghatározni. Igen egyszerű ez az eljárás különösen akkor, ha a létesített üreg körszelvényű. Eredeti állapotban a föld belsejének feszültségállapota a $H\gamma$ vertikális és a $\frac{H\gamma}{m-1}$ horizontális nor-

mális feszültségekkel adott. Ha a körszelvényű üreg kivágása vertikális irányú, akkor a kör alakválto-

zás után is kör marad, eredeti átmérőjű körré való visszaállítás és az eredeti állapotban való megtartás azzal érhető el, hogy a körön radiális irányú $\frac{H\gamma}{m-1}$ terhelést működtetünk. Ha a kivájt körszelvényű

üreg tengelyvonala általános helyzetet foglal el, akkor az eredeti kör alakváltozás után nem marad kör, ha $m > 2$. Ugyanez áll akkor is, ha az üreg tengelyvonala szintes. *A körré való visszaállítás és az ilyen formában való megtartás úgy történik, hogy az eredeti körön olyan radiális terhelés működik, mint amilyen radiális feszültség hatott ugyanezen a körön az üreg kivágása előtt.*

A folytonossági hiányt mutató sávterhelések által ébresztett feszültségi mezőre érvényes a forma-visszaállító terhelés elve. Érvényes ez az elv akkor is, ha bármilyen feszültségi mező alatt álló anyagban létesítünk folytonossági hiányt.

A *negatív sávterhelés* fogalmához akkor jutunk, ha a végtelen térfelet borító q intenzitású terhelésből $2a$ szélességű végtelenig elnyúló sávon hiányzik a q intenzitású terhelés. Az így keletkező feszültségi mező feszültségi értékei a lerögzített elv alapján egyszerűen fejezhetők ki: a (3) egyenletcsoport feszültségértékeire negatív értelemben szuperponálni kell a (2) egyenletcsoport megfelelő feszültség-értékeit:

$$\begin{aligned} \sigma_{v,n} &= q - \sigma_v \\ \sigma_{h,n} &= \frac{q}{m-1} - \sigma_h \\ \tau_n &= -\tau \end{aligned} \tag{18}$$

A megfelelő értékek behelyettesítése után kapjuk:

$$\begin{aligned} \sigma_{v,n} &= \frac{q}{\pi} \{ \pi - (\sin \varphi_T \cos \varphi_T - \sin \varphi_K \cos \varphi_K + \widehat{\varphi}_T - \widehat{\varphi}_K) \} \\ \sigma_{h,n} &= \frac{q}{\pi} \left\{ \frac{\pi}{m-1} - (-\sin \varphi_T \cos \varphi_T + \sin \varphi_K \cos \varphi_K + \widehat{\varphi}_T - \widehat{\varphi}_K) \right\} \\ \tau_n &= \frac{q}{\pi} (\cos^2 \varphi_T - \cos^2 \varphi_K) \end{aligned} \tag{19}$$

Ezen utóbbi egyenletcsoport második egyenlete kifejezi, hogy a terheletlen sáv alatt húzófeszültségek is keletkeznek, ha $m > 2$. Ezen sáv felületén a húzófeszültség értéke:

$$\sigma_{h,n} = -\frac{m-2}{m-1} q$$

mert ez esetben $\widehat{\varphi}_T = -\widehat{\varphi}_K = \frac{\pi}{2}$.

A negatív sávterhelésnek egy bizonyos formáját jelenti a földalatti folyosók talpa. A különlegesség abban van, hogy a végtelennek tekinthető félteret nem egyenletes q intenzitású terhelés borítja, mert az áthárított nyomás következtében a folyosó talpának környékén a terhelés nem egyenletes. A folyosó talpszélességének 3—4-szeres távolságán túl már a terhelés gyakorlatilag egyenletes. Ezen különleges körülmények mellett is megállapítható azonban, hogy a talpon húzás keletkezik. Ami vonatkozik a talpra, az bizonyos korrekcióval érvényes a főtére is.

Ezen egyszerű példával csupán azt akartuk bemutatni, hogy a formavisszaállító terhelés, illetve a negatív sávterhelés elvének alkalmazásával milyen egyszerűen lehet eldönteni azt a vitát, hogy a folyosó talpában van-e húzás vagy nincs?

2. Körszelvényű függőleges aknák

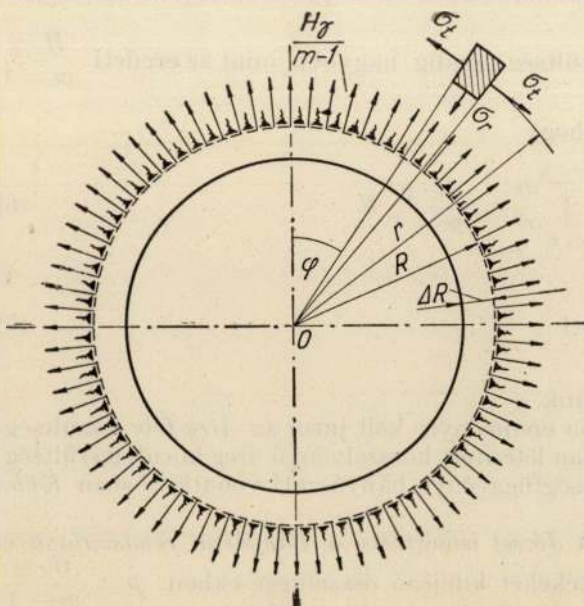
Állapítsuk meg a feszültségi állapotot függőleges aknák környékén. Legyen köralakú aknaszelvényünk. Az akna különböző rétegeken megy keresztül. Amint a későbbiekben látni fogjuk, a különböző rétegek két fizikai jellemző tulajdonságára lesz szükségünk: a kőzetek nyomószilárdságára és a Poisson-féle szám értékére.

Az akna lemélyítése előtt uralkodó feszültségi állapotot az (1/3) egyenletcsoport fejezi ki, ha a q helyébe $H\gamma$ értéket helyettesítünk, amikor is H a külszíntől mért távolságot, γ pedig a kőzetek térfogatsúlyát jelenti. Ezek szerint:

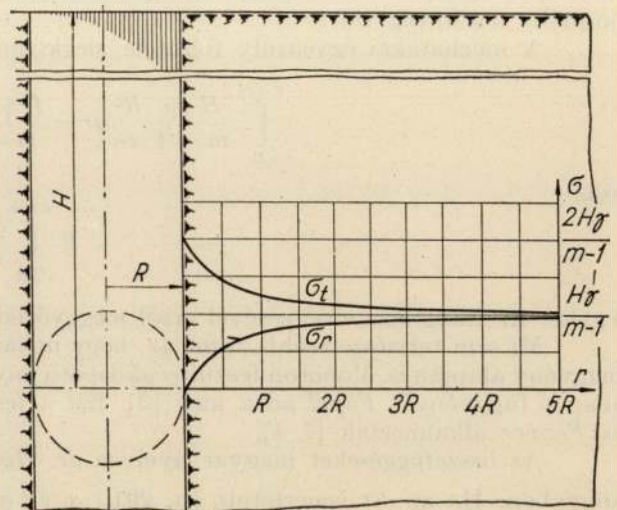
$$\begin{aligned} \sigma_v &= H\gamma \\ \sigma_h &= \frac{H \cdot \gamma}{m-1} \\ \tau &= 0 \end{aligned} \tag{1)}$$

Ha a nyugalmi, meg nem zavart feszültségi mezőre negatív értelemben szuperponáljuk azt a feszültségi mezőt, amely az aknafalra ható $\frac{H \cdot \gamma}{m-1}$ intenzitású, radiális irányú terhelésből ered, az akna környékének feszültségállapotát kapjuk meg. Más szóval ez azt jelenti, hogy az $R - \Delta R$ sugarú kört visszaállítjuk R sugarú körré és ezen visszaállító terhelés ébresztette feszültségi mezőt negatív szuperponáljuk az eredeti feszültségi mezőre.

Az 5. ábrán feltüntetett σ_t a tangenciális, σ_r pedig a radiális feszültség. Az akna lemélyítése előtt mindkét feszültség értéke $\frac{H \cdot \gamma}{m-1}$ volt.



5. ábra



6. ábra

Ha egy vastagfalú csőre q belső nyomás hat, akkor a tangenciális, illetve radiális feszültségek ismeretesen az alábbiak lesznek :

$$\begin{aligned} \sigma_{t,h} &= -q \frac{r_b^2}{r_k^2 - r_b^2} \left(1 + \frac{r_k^2}{r^2} \right) \\ \sigma_{r,h} &= -q \frac{r_b^2}{r_k^2 - r_b^2} \left(1 - \frac{r_k^2}{r^2} \right) \end{aligned} \tag{2}$$

ahol r_b a belső, r_k pedig a külső sugár.

Esetünkben $r_b = R$ azaz az akna sugara, $r_b = \infty$ és $q = \frac{H \cdot \gamma}{m-1}$

Ennek megfelelően :

$$\begin{aligned} \sigma_{t,h} &= -\frac{H \cdot \gamma}{m-1} \frac{R^2}{r^2} \\ \sigma_{r,h} &= \frac{H \cdot \gamma}{m-1} \frac{R^2}{r^2} \\ \tau_h &= 0 \end{aligned} \tag{3}$$

A formavisszaállító terhelés elvének megfelelően az 5. ábra jelöléseit szem előtt tartva írhatjuk :

$$\begin{aligned} \sigma_t &= \frac{H \cdot \gamma}{m-1} + \frac{H \cdot \gamma}{m-1} \frac{R^2}{r^2} = \frac{H \cdot \gamma}{m-1} \frac{r^2 + R^2}{r^2} \\ \sigma_r &= \frac{H \cdot \gamma}{m-1} - \frac{H \cdot \gamma}{m-1} \frac{R^2}{r^2} = \frac{H \cdot \gamma}{m-1} \frac{r^2 - R^2}{r^2} \\ \tau &= 0 \end{aligned} \tag{4}$$

Ha $R = r$, azaz az aknafal szélén a feszültségek az alábbiak szerint alakulnak :

$$\begin{aligned} \sigma_t &= \frac{2H \cdot \gamma}{m-1} \\ \sigma_r &= 0 \\ \tau &= 0 \end{aligned} \tag{5}$$

A 6. ábrán a σ_t és σ_r feszültségek változását láthatjuk. Megállapítható, hogy az eredeti feszültségállapothoz viszonyítva a feszültségmódosulás csak az akna közvetlen környékén lényeges. Az akna tengelyvonalától mért 2-szeres aknaátmérő távolságban már gyakorlatilag az eredeti feszültségi állapot uralkodik.

A 6. ábra diagrammjában az r abszcisszán a hosszegységet az aknasugár adja meg. Az ordinátán jelentkező feszültségértékek egysége $\frac{H \cdot \gamma}{m-1}$. Ezek szerint tehát a 6. ábra diagrammja általános érvényű. Kifejezésre juttatja, hogy az aknafalon ébredő feszültségek függetlenek az akna átmérőjétől. Kiolvasható belőle az is, hogy az eredeti állapot az aknafaltól számítva annál távolabb áll be gyakorlatilag, minél nagyobb az akna átmérője.

A diagramm megmutatja, hogy a σ_t normális feszültség mindig nagyobb, mint az eredeti $\frac{H \cdot \gamma}{m-1}$ normális feszültség volt.

A mechanikai egyensúly feltétele megkívánja, hogy

$$\int_{r=R}^{r=\infty} \frac{H \cdot \gamma}{m-1} \frac{R^2}{r^2} dr = \frac{H \cdot \gamma}{m-1} R^2 \int_{r=R}^{r=\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{H \cdot \gamma}{m-1} R \tag{6}$$

azaz

$$R \int_{r=R}^{r=\infty} \frac{dr}{r^2} = 1 \tag{7}$$

legyen. Az integrálás elvégzésével erről meggyőződhetünk.

Mi sem természetesebb, mint az, hogy ugyanazon eredményre kell jutni az Airy-féle feszültségfüggvény alapján is. Monoton feszültségállapotú anyagban létesített körszelvényű üreg körüli feszültségállapot függvényét Föppl adta meg [3]. Ezt a feszültségfüggvényt bányászati vonatkozásban Kühn és Fenner alkalmazták [7, 4].

Az összefüggéseket magyar nyelven dr. Horváth József ismertette a Bányászat rendszertana c. könyvben. Ha az ott ismertetett (p. 291.) σ_t és σ_r értékeket kifejező összefüggésekben $p = \frac{H \cdot \gamma}{m-1}$, $a = R$, $m = 2$ értékeket helyettesítünk, ugyancsak a (2/4) egyenletekre jutunk.

Az aknafal közvetlen környékének feszültségállapota térbeli, tehát háromtengelyű. Kéttengelyű, síkalakváltozási feszültségi állapot akkor állna elő, ha a vertikális feszültség, a $H\gamma$ konstans lenne. Ebben az elvi esetben az aknaköpenyben nyírófeszültség nem keletkezik, mert az alakváltozás után a körök körök maradnak, szögtorzulás nem lép fel. Ha azonban a dolog természetes rendje szerint a H változik, akkor éppen ezen változás az aknaköpenyben a vízszintes síkokban és így az arra merőleg tangenciális síkokban is nyírófeszültséget ébreszt. Mivel a változás lineáris, azért ezen nyírófeszültség konstans, független a mélységtől. A mélység növekedésével ezen nyírófeszültség tehát veszt jelentőségéből és így bányászati vonatkozásban nem lényeges.

A (2/5) egyenletcsoport megmutatja, hogy az akna körüli kőzetek legközvetlenebb igénybevétele magán az aknafalon jelentkezik, a kőzet tönkremenetele tehát itt indul meg.

Tegyük egyenlővé a (2/5) egyenletcsoport első és harmadik egyenleteit:

$$\frac{2 H \gamma}{m-1} = H \gamma \quad (8)$$

Ezen egyenlőség csak akkor következik be, ha

$$m = 3$$

Nem jelenthet ezen utóbbi összefüggés mást, mint azt, hogy $m < 3$ esetében az aknafalon fellépő tangenciális nyomófeszültség, $m > 3$ esetében pedig maga a vertikális nyomófeszültség, a $H\gamma$ jelenti a legnagyobb igénybevételt.

Mindaddig, amíg az akna környékének feszültségállapotát csak magának az aknának a létesítése hozza létre, a függőakna kőzefala csak rugalmas alakváltozást szenved, ha a keletkezett maximális tangenciális nyomófeszültség, illetve a vertikális nyomófeszültség kisebb, mint az a terhelés, amely terhelési fokig az alakváltozás proporcionális a terheléssel, azaz amíg kisebb, mint az arányossági ponthoz tartozó terhelés. Tehát, amíg

$$\sigma_a > \frac{2 H \gamma}{m-1}, \text{ illetve } \sigma_a > H \gamma \quad (9)$$

aszerint, hogy $m < 3$, illetve $m > 3$.

Ha a σ egyirányú nyomószilárdságot jelent, akkor ezen elv biztonságot is jelent, mert, mint ismeretes, az egyirányú nyomószilárdság kisebb, mint csak a részben egyirányú nyomószilárdság. Ez esetben ugyanis az akna kőzefalának peremén kivágott, közelítőleg prizmaalakú test csak egyirányban éspedig az akna tengelye felé radiálisan terjeszkedhet szabadon.

Pl. 200 m mélységben elhelyezkedő rétegben $\gamma = 2,6 \text{ t/m}^3$ térfogatsúly mellett, ha $m = 2,5$

$$\sigma_t = \frac{2 \cdot 200 \cdot 2,6}{2,5 - 1} \doteq 693 \text{ t/m}^2 \doteq 69 \text{ kg/cm}^2.$$

a kőzeterem jelentkező tangenciális nyomófeszültség. Ha a σ_a értéke ennél nagyobb, akkor az aknafal megáll, mindössze rugalmas alakváltozást szenved. Ilyen esetben az aknafal kőzetei csak az atmoszférikus hatás következtében mállnak. Ha utólagos feszültségmódosulás nem keletkezik, elégséges a mállás ellen védekezni, természetesen feltételezve azt, hogy az aknafal száraz.

Igaz, hogy a robbantás a falat megrongálja és egy bizonyos távolságig töredékes állapotot hoz létre. Ezen túl azonban már a fenti elvek érvényesülnek. Az is igaz, hogy a kitört szelvény sohasem teljes körszelvény. Ezen körülmény számításba nem vehető. A keletkező torzulás azonban nem ad lényegbevágó eltérést.

Sajnos, a kőzeteknek megvan az a tulajdonsága, hogy a Hooke-törvényt gyakorlatilag is csak egy bizonyos igénybevételig, a gyakorlatilag megengedhető arányossági határig követik. Ezen túl már az elszenvedett alakváltozás nem proporcionális a terheléssel.

A 7. ábrán bemutatott, hazai kőzetekre jellemző alakváltozási diagrammon láthatjuk a teljesen rugalmas szakaszt $|0 - a|$, a rugalmas-plasztikus szakaszt $|a - p|$, valamint a teljesen plasztikus szakaszt. Rugalmasságtani alapon levezetett összefüggések függetlenül attól, hogy milyen úton, szigorúan véve csak az a pontig érvényesek.

Vegyünk fel az $a-p$ rugalmas-plasztikus szakaszon egy b pontot. A b ponton keresztül húzzunk párhuzamot az oc egyenessel. Ezáltal az abszcissa-tengelyen mért ε_b alakváltozást két részre osztottuk. ε_e lesz a rugalmas, ε_p pedig a maradandó alakváltozás. Ha tehát a rugalmasságtani alapon nyert összefüggéseket az $a-p$ szakaszra is kiterjesztjük, akkor elhanyagolással élünk. Gyakorlatilag megengedhető tűréssel dolgozunk, ha összefüggéseinket az oc' szakaszon tartjuk érvényesnek. Azt tartjuk tehát, hogy ezen pontig az anyag gyakorlatilag rugalmasan viselkedik, ezen túl pedig fokozatosan tönkremegy. Ez azt jelenti, hogy amíg

$$\sigma_e' > \frac{2 H \gamma}{m-1}, \text{ illetve } \sigma_e' > H \gamma \quad (10)$$

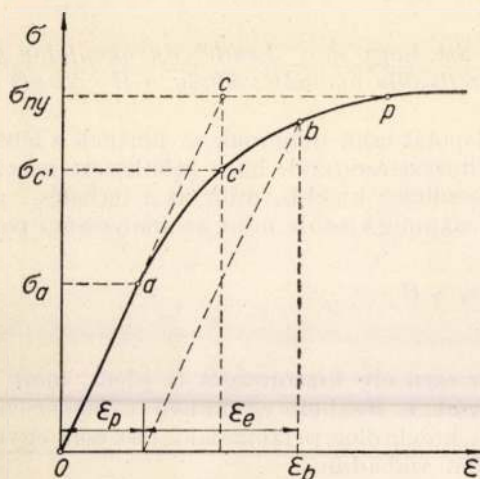
addig az aknafal a rugalmas alakváltozásnál nagyobb alakváltozást szenved ugyan, de még nem megy tönkre. Jelenti tehát azt is, hogy a rugalmas alakváltozáson felül maradandó alakváltozás is történt.

A kérdés azonban korántsem ilyen egyszerű. Eddig ugyanis, mint már említettük, csak az akna

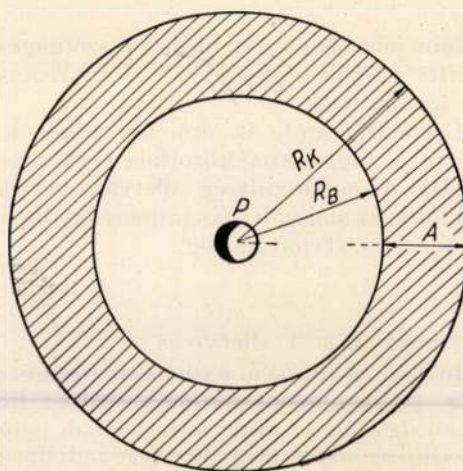
létesítésével előállított feszültségi állapotot tekintettük. Az akna talpának környékén magában az akna-pillérben is rakodó- és géptereket, zompokat létesítünk, az aknapilléren kívül pedig a széntelepeket lefejtjük. A földalatti üregek létesítése tehát az aknapillérré újabb igénybevételt, áthárított nyomást jelent. Ennek értéke az idő függvényében változik. Az akna szempontjából a legkedvezőtlenebb helyzetet kell mérvadónak tekinteni. A kérdés bonyolultsága és áttekinthetetlensége miatt csak közelítő megoldást adhatunk.

A 8. ábrának megfelelően P pontban mélyítettük le a függőleges aknát. A laposan elhelyezkedő széntelepben meghagyandó biztonsági pillér sugarát R_B -vel jelöltük. Ugyanazon középponttal R_K sugarú kört is rajzoltunk. Az $R_K - R_B = A$ az a fejtéselőhaladási távolság, amely mellett a fedőmozgás első külszíni jelei megmutatkoznak, ha a fejtés egyidőben az R_B sugarú körön indulna meg és koncentrikus körökön keresztül érné el az R_K sugarú kört. Az A távolság értékét tapasztalati úton lehet csak megállapítani.

A Bányászati Kutató Intézet az oroslányi szénterületen végzett megfigyeléseket. Ezek azt mutatják, hogy a széleshomlokú fejtésnek 30 m-es előrehaladása után jelentkezett először a külszín megmozdulása. A 30 m-es előrehaladás 24 naptári nap alatt ment végbe. Oroszlány területén tehát $A = 30$ m.



7. ábra



8. ábra

Feltételezzük, hogy az $(R_K^2 - R_B^2) \pi$ alapterületű és H magasságú üreges henger alakú kőzetoszlop súlyának fele a R_B sugarú kör területén egyenletesen oszlik meg. A feltételezett legkedvezőtlenebb esetben az R_B sugarú körön belül a vertikális feszültség tehát az alábbi lesz :

$$\sigma_v = H\gamma + \frac{(R_K^2 - R_B^2) \pi H\gamma}{2 R_B^2 \pi} \tag{11}$$

vagy más alakban

$$\sigma_r = H\gamma \frac{R_K^2 + R_B^2}{2 R_B^2} \tag{12}$$

Az akna környékén fellépő tangenciális, illetve radiális feszültségek értékei most már az alábbiak szerint alakulnak a (2/4) egyenletcsoport alapján :

$$\begin{aligned} \sigma_t &= \frac{H\gamma}{2(m-1)} \frac{R_K^2 + R_B^2}{R_B^2} \frac{r^2 + R^2}{r^2} \\ \sigma_r &= \frac{H\gamma}{2(m-1)} \frac{R_K^2 + R_B^2}{R_B^2} \frac{r^2 - R^2}{r^2} \end{aligned} \tag{13}$$

$$\tau = 0$$

Ha pedig $R = r$, akkor :

$$\begin{aligned} \sigma_v &= H\gamma \frac{R_K^2 + R_B^2}{2 R_B^2} \\ \sigma_t &= \frac{H\gamma}{m-1} \frac{R_K^2 + R_B^2}{R_B^2} \end{aligned}$$

$$\sigma_r = 0 \quad (14)$$

$$\tau = 0$$

Ha

$$\frac{R_K^2 + R_B^2}{2 R_B^2} = k$$

akkor $R = r$ esetében:

$$\sigma_v = kH\gamma$$

$$\sigma_t = 2k \frac{H\gamma}{m-1} \quad (15)$$

$$\sigma_r = 0$$

$$\tau = 0$$

ahol k korrekciós tényezőként szerepel.

A (2/5) és (2/15) egyenletesoportunk tehát egy k tényezőben különbözik. Ennek a tényezőnek a hatása az akna lemélyítése, biztosítása után következik csak be. Ez az utólagos hatás újabb alakváltozással jár, amely magával vonja a biztosítószerkezet alakváltozását is. Ezt az utólagos alakváltozást a biztosítószerkezetnek törés nélkül kell elbírnia.

Ha az utólagos igénybevétel következtében az aknaköpeny kőzetei még rugalmas állapotban maradnak és ha a biztosítószerkezet a kőzetekkel együtt dolgozik, akkor a biztosítószerkezet belső felületén fellépő feszültségek az alábbiak lesznek:

$$\sigma_v = kH\gamma$$

$$\sigma_t = 2(k-1) \frac{H\gamma}{m-1} \quad (16)$$

$$\sigma_r = 0$$

$$\tau = 0$$

A biztosítószerkezet nem megy tönkre, ha

$$\sigma_{ny} > 2(k-1) \frac{H\gamma}{m-1} \quad (17)$$

vagy pedig

$$\sigma_{yn} > kH\gamma$$

Egészen más lesz a helyzet, ha az aknaköpeny kőzetei tönkremennek. Ez bekövetkezhetik már akkor is, mikor a feszültségi mezőt csak maga a létesített aknaüreg hozta létre, vagy pedig akkor, amikor az áthárított nyomás is fellépett már.

Előfordulhat, hogy a rétegsorban olyan kőzetek is vannak, amelyek eredeti állapotukban is latens plasztikusak. Természetesen ez esetben az aknanyitás a latens állapotot feloldja.

A kőzetek tönkremenetele az aknafalon kezdődik és az idő függvényében befelé terjed.

A nem plasztikus állapotú kőzet is plasztikussá lehet vízfelvétele, vagy pedig a plasztikusságnak terjedési sebességét a víz meggyorsítja.

Ha az aknafal kőzeteiben a fentiek szerint a teljes tönkremenetel állapota megindul, azaz ennek feltételei kielégülnek, különösen, ha a vízfelvétele a teljesen plasztikus állapotot közelítjük meg, a legcélszerűbb az aknabiztosítást a hidrosztatikus állapotnak megfelelően méretezni.

Ha a biztosítás anyaga szívós, a méretezést $\sigma_{t_{\max}}$ alapján végezzük el, akkor az ismert összefüggést írhatjuk fel:

$$d = r_b \left(\sqrt{\frac{\sigma_m}{\sigma_m - 2H\gamma k}} - 1 \right) \quad (18)$$

ahol d a falvastagságot, r_b a biztosítógyűrű belső sugarát, σ_m pedig a megengedhető nyomóigénybevételt jelenti.

Ezt a méretezési formulát a fenti elvek figyelembevétele alapján tehát akkor alkalmazzuk, ha

$$\sigma_c' \ll 2k \frac{H\gamma}{m-1}, \text{ illetve } \sigma_c' \ll kH\gamma, \text{ mert ez esetben } m = 2. \quad (19)$$

Ha a

$$\sigma_a < \frac{2kH\gamma}{m-1} < \sigma_c', \text{ illetve } \sigma_a < kH\gamma < \sigma_c' \quad (20)$$

akkor a biztosító-elem vastagsága kisebb lesz. Ebben a szakaszban ajánlható a következő összefüggés:

$$d' = d \frac{2k \frac{H\gamma}{m-1} - \sigma_a}{\sigma_{c'} - \sigma_a} = \frac{r_b}{m-1} \frac{2kH\gamma - (m-1)\sigma_a}{\sigma_{c'} - \sigma_a} \left(\sqrt{\frac{\sigma_m}{\sigma_m - 2kH\gamma}} - 1 \right) \quad (21)$$

illetve:

$$d' = d \frac{kH\gamma - \sigma_a}{\sigma_{c'} - \sigma_a} = r_b \frac{kH\gamma - \sigma_a}{\sigma_{c'} - \sigma_a} \left(\sqrt{\frac{\sigma_m}{\sigma_m - 2kH\gamma}} - 1 \right) \quad (22)$$

aszerint, hogy $m < 3$, illetve $m > 3$.

Ha $\sigma_a > \frac{2kH\gamma}{m-1}$, illetve $\sigma_a > kH\gamma$, akkor $d' = 0$. Ez azt jelenti, hogy ez esetben csak rugalmas alakváltozás áll be. Elvileg ez esetben nincs szükség biztosításra.

Lássunk egy példát. $H = 200$ m, $\gamma = 2,2$ t/m³, $k = 1,25$, $r_b = 2,4$ m, $m = 3$, $\sigma_m = 1200$ kg/cm² = 12000 t/m².

$$2k \frac{H\gamma}{m-1} = 550 \text{ t/m}^2 = 55 \text{ kg/cm}^2, \quad 2kH\gamma = 1100 \text{ t/m}^2 = 110 \text{ kg/cm}^2$$

Ha a próbakocka adatai szerint $\sigma_{c'} \ll 55$ kg/cm², akkor

$$d = 2,4 \left(\sqrt{\frac{12000}{12000 - 1100}} - 1 \right) \doteq 0,12 \text{ m}$$

Legyen pl. most az az eset, amikor $\sigma_a = 30$ kg/cm² és $\sigma_{c'} = 70$ kg/cm². A többi adat maradjon változatlan. Ez esetben:

$$d' \doteq \frac{550 - 300}{700 - 300} 0,12 \doteq 0,075 \text{ m.}$$

A hidrosztatikus állapot felvétele egymagában biztonságot jelent, mert az azt megközelítő állapot csak viszonylag lágy vízdús rétegekben áll elő a kivágás utáni időkben. A k tényező meghatározásában is minden egyes esetben kalkulatív alapon járhatunk el, mert hogy az aknapillér határán egyidőben teljes körben fejtés induljon meg, ez az eset sohasem fordul elő. A k tényező tehát csak tört részével kerül számításunkba.

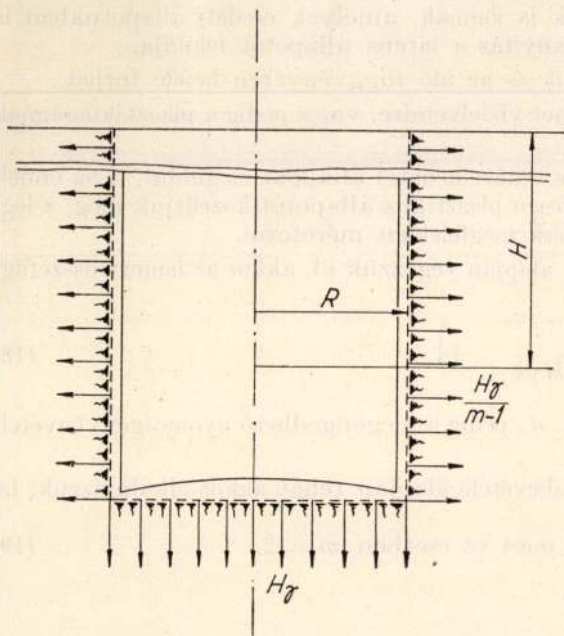
Nagyobb mélységben már, ha a hidrosztatikus állapotot kell számításba venni, akkor szívós anyagokkal, rendszeren acéllal biztosítunk, mert rideg anyaggal való biztosítás esetén még jóminőségű biztosító anyag mellett is rendkívüli méretek adódnak. Az acélbiztosítás rendszeren bordás kiképzésű, mert ez a teherbíró képesség lényeges csökkenése nélkül tetemes anyagmegtakarítással jár.

Nem beszéltünk még az aknától közvetlen környékének feszültségállapotáról. A feladat megoldása viszonylag egyszerűnek látszik. Az aknafenek körlapjára is vissza kell helyeznünk elvileg az eredetileg ott működött $H\gamma$ intenzitású terhelést, amint azt a 9. ábra mutatja. Az ábra az aknatengelyen keresztülfektetett metszetet adja. Az eredeti, egyszerű feszültségi állapotból le kell vonni azt a feszültségi állapotot, amelyet az oldalfalra ható $\frac{H\gamma}{m-1}$ és a fenékre ható $H\gamma$ terhelés ébreszt a kőzetekben.

A megoldás akkor lenne igen egyszerű, ha egyfelől az oldalfalra ható $\frac{H\gamma}{m-1}$ terhelés csak az R sugarú hengeren kívül, másfelől pedig a $H\gamma$ fenékterhelés pedig csak az aknafeneket magában foglaló vízszintes síkon alul levő kőzetekben ébresztené feszültségeket, azaz, ha ezen említett felületek lennének a feszültségi mezők határfelületei. Valójában mindkét terhelésnél a határfelület két részből és pedig az akna oldalfalából és a talpából tevődik össze.

Ilyen határfelületek mellett sem az oldalra ható $\frac{H\gamma}{m-1}$ intenzitású terhelés következtében, sem pedig a $H\gamma$ intenzitású fenékterhelés folytán létrejött feszültségi állapot nem ismert.

Kétségtelen, hogy a fenék közvetlen szomszédságában az aknaköpeny kőzeteinek feszültségállapota nem azonos azzal az állapottal, amely a fenéknek bizonyos távolsága után áll csak be. Ezek szerint a kitorés utáni alakváltozást követő alakváltozások is fellépnek. Korábbi vizsgálataink [10]



9. ábra

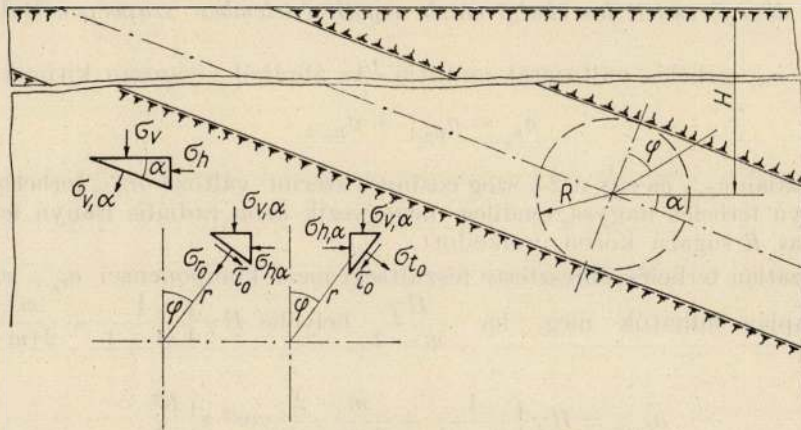
azonban kimutatták, hogy ez a hatás csak a vájvég, jelen esetben az aknatalp közvetlen környékén érvényesül.

Az aknák végleges biztosítása szakaszonként történik. Még a gyakorlati legkisebb szakasztávolság is elegendő ahhoz, hogy ezen utólagos alakváltozásnak már ne legyen komoly hatása a mereven beépített biztosítószerkezetre.

3. Körszelvényű lejtősaknák

A 10. ábra szerint a lejtősakna tengelyvonala α szöggel dől a szinteshez viszonyítva.

Az eredeti, meg nem zavart állapotban uralkodó feszültségi állapot a (2/1) egyenletcsoport szerint igen egyszerű. Térjünk most át ezen feszültségi állapot olyan jellemzésére, amikor megadjuk a lejtősakna tengelyére merőleges irányú normális feszültséget, $\sigma_{v,a}$, a tengelyre vonatkoztatott oldalirányú normális feszültséget $\sigma_{h,a}$ és a hozzájuk tartozó nyírófeszültséget.



10. ábra

A 10. ábra szerint írhatjuk:

$$\sigma_{v,a} = \sigma_v \cos^2 \alpha + \sigma_h \sin^2 \alpha$$

$$\sigma_{h,a} = \sigma_h$$

$$\tau_a = \frac{1}{2} (\sigma_h - \sigma_v) \sin 2\alpha$$

Helyettesítsük be a (2/1) egyenletcsoport megfelelő értékeit és legyünk tekintettel a $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$ összefüggésre is, azaz:

$$\sigma_{v,a} = \frac{H\gamma}{m-1} \left\{ 1 + (m-2) \cos^2 \alpha \right\}$$

$$\sigma_{h,a} = \frac{H\gamma}{m-1} \quad (2)$$

$$\tau_a = -H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} \sin 2\alpha$$

Írjuk már most fel ezen feszültségállapotot poláris rendszerben is. A polárkoordináták r és φ , ahol r a kihajtandó lejtősakna tengelyvonalától mért távolság, φ pedig azon szög, amelynek nyugvó szára lejtősakna tengelyén keresztül menő függőleges síknak és a tengelyre merőleges síknak metszévonalára. A φ szög mozgó szára az óramutató járásával egyezően forog, ha a lejtősakna irányában lefelé nézünk. Koordináta-rendszerünk síkja tehát a lejtősakna tengelyére merőleges sík.

Egy tetszőleges pontban 10. ábra alapján a poláris rendszerű feszültség komponensek az alábbiak lesznek:

$$\sigma_{r_0} = \sigma_{v,a} \cos^2 \varphi + \sigma_{h,a} \sin^2 \varphi$$

$$\sigma_{t_0} = \sigma_{v,a} \sin^2 \varphi + \sigma_{h,a} \cos^2 \varphi$$

$$\tau_0 = \frac{1}{2} (\sigma_{h,a} - \sigma_{v,a}) \sin 2\varphi$$

ahol σ_{r_0} a radiális normális, σ_{t_0} a tangenciális normális, τ_0 pedig az ezekhez tartozó nyírófeszültség.

Helyettesítsük ezen utóbbi egyenletekbe az előző egyenleteket és fejezzük ki $\cos^2 \alpha$ és $\sin^2 \alpha$ értéket a $\cos 2\alpha$ érték segítségével, azaz

$$\begin{aligned} \sigma_{r_0} &= H\gamma \left\{ \frac{1}{m-1} + \frac{m-2}{2(m-1)} \cos^2 \alpha + \frac{m-2}{2(m-1)} \cos^2 \alpha \cos 2\varphi \right\} \\ \sigma_{t_0} &= H\gamma \left\{ \frac{1}{m-1} + \frac{m-2}{2(m-1)} \cos^2 \alpha - \frac{m-2}{2(m-1)} \cos^2 \alpha \cos 2\varphi \right\} \\ \tau_0 &= -H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} \cos^2 \alpha \sin 2\varphi \end{aligned} \quad (4)$$

A formavisszállító terhelés elvének megfelelő első lépést már megtettük, azaz megállapítottuk az eredeti állapotot. Eddigi egyenleteink tehát az eredeti feszültségállapotot ábrázolják olyan poláris koordináta-rendszerben, amelyben a kezdőpont a lejtőszakna tengelyébe esik, a φ szög szárai pedig a lejtőszakna tengelyére merőleges síkban vannak. A második lépés az lesz, hogy a körszelvényű lejtőszakna belső falára eszközölt σ_{R_0} terhelés által ébresztett feszültségi mezőt negatív értelemben szuperponáljuk az eredeti feszültségi mezőre.

A 11. ábra a σ_{R_0} terhelés változását mutatja. Az ábrából világosan kitűnik, hogy a

$$\sigma_{R_0} = \sigma_{R_{0,1}} + \sigma_{R_{0,2}} \quad (5)$$

azaz σ_{R_0} egy változatlan $\sigma_{R_{0,1}}$ és egy a 2φ szög cosinusa szerint változó $\sigma_{R_{0,2}}$ terhelésből tevődik össze. A σ_{R_0} radiális irányú terhelés nagyságrendileg megegyezik azon radiális irányú feszültséggel, amely eredeti állapotban az R sugarú körön uralkodott.

A $\sigma_{R_{0,1}}$ változatlan terhelés ébresztette feszültségi mező komponensei $\sigma_{r_{0,1}}$, $\sigma_{t_{0,1}}$ és $\tau_{0,1}$ a (2/3) egyenletcsoport alapján adhatók meg, ha $\frac{H\gamma}{m-1}$ helyébe $H\gamma \left\{ \frac{1}{m-1} + \frac{m-2}{2(m-1)} \cos^2 \alpha \right\}$ értéket helyettesítünk.

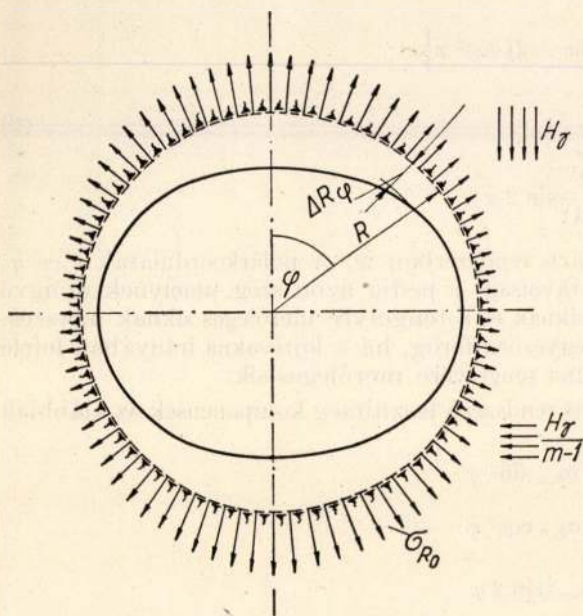
$$\begin{aligned} \sigma_{r_{0,1}} &= H\gamma \left\{ \frac{1}{m-1} + \frac{m-2}{2(m-1)} \cos^2 \alpha \right\} \frac{R^2}{r^2} \\ \sigma_{t_{0,1}} &= -H\gamma \left\{ \frac{1}{m-1} + \frac{m-2}{2(m-1)} \cos^2 \alpha \right\} \frac{R^2}{r^2} \\ \tau_{0,1} &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

A $\sigma_{R_{0,2}}$ változó terhelés által létrejött feszültségállapot Timoshenko : [1. p. 79.]

$$\Phi = \left(Ar^2 + Br^4 + \frac{C}{r^2} + D \right) \cos 2\varphi \quad (7)$$

feszültség-függvényével oldható meg.

Ez a feszültség-függvény ugyanis körön ható, 2φ cosinus függvénye szerint változó terhelések feszültségmezejét adja meg. A szokványos levezetés elhagyásával írjuk fel egyszerre a feszültség-komponenseket :



11. ábra

$$\begin{aligned} \sigma_{r_{0,2}} &= H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} \left(4 \frac{R^2}{r^2} - 3 \frac{R^4}{r^4} \right) \cos^2 \alpha \cos 2\varphi \\ \sigma_{t_{0,2}} &= H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} 3 \frac{R^4}{r^4} \cos^2 \alpha \cos 2\varphi \\ \tau_{0,2} &= H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} \left(2 \frac{R^2}{r^2} - 3 \frac{R^4}{r^4} \right) \cos^2 \alpha \sin 2\varphi \end{aligned} \quad (8)$$

Ezután már a lejtőszakna környékének feszültségállapotát poláris rendszer szerint jellemző feszültség-komponensek σ_r , σ_t , τ kifejezhetők :

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \sigma_{r_0} - (\sigma_{r_{0,1}} + \sigma_{r_{0,2}}) \\ \sigma_t &= \sigma_{t_0} - (\sigma_{t_{0,1}} + \sigma_{t_{0,2}}) \\ \tau &= \tau_0 - (\tau_{0,1} + \tau_{0,2}) \end{aligned} \quad (9)$$

A behelyettesítések és összevonások elvégzése után írjuk fel a végső eredményt :

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \frac{H\gamma}{m-1} \frac{r^2 + R^2}{r^2} + H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} \frac{r^2 - R^2}{r^2} \cos^2 \alpha + H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} \left(1 - 4 \frac{R^2}{r^2} + 3 \frac{R^4}{r^4}\right) \cos^2 \alpha \cos 2\varphi \\ \sigma_t &= \frac{H\gamma}{m-1} \frac{r^2 + R^2}{r^2} + H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} \frac{r^2 + R^2}{r^2} \cos^2 \alpha - H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} \left(1 + 3 \frac{R^4}{r^4}\right) \cos^2 \alpha \cos 2\varphi \\ \tau &= -H\gamma \frac{m-2}{2(m-1)} \left(1 + 2 \frac{R^2}{r^2} - 3 \frac{R^4}{r^4}\right) \cos^2 \alpha \sin 2\varphi\end{aligned}\quad (10)$$

Ezen egyenletekben a H nem változó érték, hanem mindenkor a lejtős akna tengelypontjára vonatkozik. Bányászati mélységekben a H -nak a lejtős akna körfelületén és annak közvetlen környezetén való változása nem nagymérvű és így az átlagos H mélység használata csak relative kicsi eltérést ad, ugyanakkor az összefüggések így lényegesen egyszerűbbek. A függőleges aknák esetében láthattuk, hogy az eredeti állapothoz viszonyítva a feszültségek torzulása csak az akna közvetlen szomszédságában lényeges. Egyébként a szóbanforgó kérdésre még visszatérünk.

Nézzük meg az egyik szélső esetet. Ha $\alpha = 90^\circ$, akkor függőleges aknáról van szó. $\alpha = 90^\circ$ behelyettesítésével összefüggéseink az alábbiak lesznek:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \frac{H\gamma}{m-1} \frac{r^2 - R^2}{r^2} \\ \sigma_t &= \frac{H\gamma}{m-1} \frac{r^2 + R^2}{r^2} \\ \tau &\doteq 0\end{aligned}\quad (11)$$

Ezen egyenletek természetesen megegyeznek a (2/4 alatti egyenletekkel.

Hogy a körszelvényű lejtősakna felületén jelentkező feszültségeket nyerhessük, helyettesítsünk a (2/10) egyenletekbe az r helyébe R -t, azaz:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= 0 \\ \sigma_t &= \frac{H\gamma}{m-1} \left\{ 2 + (m-2) \cos^2 \alpha (1 - 2 \cos 2\varphi) \right\} \\ \tau &= 0\end{aligned}\quad (12)$$

Ha továbbá ezen utóbbi egyenletekben $\alpha = 90^\circ$, akkor (l. 2/5):

$$\begin{aligned}\sigma_r &= 0 \\ \sigma_t &= \frac{2H\gamma}{m-1} \\ \tau &\doteq 0\end{aligned}\quad (13)$$

Ha pedig $m = 2$, akkor minden esetben:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= 0 \\ \sigma_t &= 2H\gamma \\ \tau &\doteq 0\end{aligned}\quad (14)$$

Legyen a (2/12) összefüggésünkben:

$$(m-2) \cos^2 \alpha (1 - 2 \cos 2\varphi) = -2 \quad (15)$$

ahonnan:

$$m = \frac{2 \cos^2 \alpha (1 - 2 \cos 2\varphi) - 2}{\cos^2 \alpha (1 - 2 \cos 2\varphi)} \quad (16)$$

Ha továbbá $\varphi = 0^\circ$ vagy $\varphi = 180^\circ$, akkor

$$m = 2 + \frac{2}{\cos^2 \alpha} \quad (17)$$

Ezen utóbbi egyenlet szabja meg, hogy milyen m értéknél kezdődik a körszelvényű lejtős akna főtéjében vagy talpában a húzás. Ha a Poisson-szám értéke $2 + \frac{2}{\cos^2 \alpha}$ -án alul van, akkor elmondható, hogy a környező kőzetekben húzás nem keletkezik. Minél meredekebben dől a lejtősakna, annál nagyobb Poisson-szám szükséges ahhoz, hogy húzás keletkezzék. Függőakna esetében húzás nem léphet fel.

A (3/12) egyenlet akkor ad maximális tangenciális feszültséget, ha $\varphi = 90^\circ$, illetve ha $\varphi = 270^\circ$. Ezek szerint tehát:

$$\sigma_{t \max} = \frac{H\gamma}{m-1} \left\{ 2 + 3(m-2) \cos^2 \alpha \right\} \quad (18)$$

Ha elvileg $m = \infty$, akkor

$$\sigma_{t \max} = 3 H \gamma \cos^2 \alpha \quad (19)$$

A maximális húzás akkor lép fel, ha $\varphi = 0^\circ$, illetve, ha $\varphi = 180^\circ$, azaz

$$-\sigma_{t \max} = \frac{H \gamma}{m-1} \left\{ (m-2) \cos^2 \alpha - 2 \right\} \quad (20)$$

Ismeretesek tehát a legkedvezőtlenebb igénybevételek. A biztosítás méretezésénél alkalmazható elvek és szempontok megegyeznek a függőleges aknák tárgyalásánál elmondottakkal.

4. Szintes körszelvényű folyosók

Ha a (3/10) egyenletcsoportban $\alpha = 0$ helyettesítést hajtunk végre, akkor a szintes körszelvényű folyosók környékének feszültség-komponenseit kapjuk:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{H \gamma}{2} \frac{m}{m-1} \frac{r^2 - R^2}{r^2} + \frac{H \gamma}{2} \frac{m-2}{m-1} \left(1 - 4 \frac{R^2}{r^2} + 3 \frac{R^4}{r^4} \right) \cos 2 \varphi \\ \sigma_t &= \frac{H \gamma}{2} \frac{m}{m-1} \frac{r^2 + R^2}{r^2} - \frac{H \gamma}{2} \frac{m-2}{m-1} \left(1 + 3 \frac{R^4}{r^4} \right) \cos 2 \varphi \\ \tau &= -\frac{H \gamma}{2} \frac{m-2}{m-1} \left(1 + 2 \frac{R^2}{r^2} - 3 \frac{R^4}{r^4} \right) \cos 2 \varphi \end{aligned} \quad (1)$$

Ezen utóbbi egyenletek természetesen megegyeznek a *Föppl*-féle feszültség-függvényből lezártatott feszültség-komponensek egyenleteivel [4].

Ha a szintes folyosó tengelyét a koordináta-rendszer z tengelyének tekintjük, akkor a z irányú normális feszültség a

$$\sigma_z = \frac{1}{m} (\sigma_r + \sigma_t) \quad (2)$$

összefüggés alapján adható meg:

$$\sigma_z = \frac{H \gamma}{m-1} - \frac{H \gamma}{m} \frac{m-2}{m-1} \frac{2 R^2}{r^2} \cos 2 \varphi \quad (3)$$

Akár a (4/1) egyenletcsoportban $r = R$, akár pedig a (3/12) egyenletcsoportban $\alpha = 0^\circ$ helyettesítést hajtunk végre, az üreg felületén jelentkező feszültségkomponenseket kapjuk:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= 0 \\ \sigma_t &= \frac{H \gamma}{m-1} \left\{ m-2 (m-2) \cos 2 \varphi \right\} \\ \tau &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Legyen továbbá a (4/3) egyenletben is $R = r$, azaz

$$\sigma_z = \frac{H \gamma}{m-1} - \frac{2 H \gamma}{m} \frac{m-2}{m-1} \cos 2 \varphi \quad (5)$$

Legyen a (4/4) egyenlet alapján

$$m = 2 (m-2) \cos 2 \varphi \quad (6)$$

ahonnan

$$m = \frac{-4 \cos 2 \varphi}{1 - 2 \cos 2 \varphi} \quad (7)$$

Ezen egyenlet a húzás feltételének egyenlete. Ugyanerre az eredményre jutunk, ha a (3/16) egyenletben $\alpha = 0^\circ$.

Ha a (4/7) egyenletben $\varphi = 0^\circ$, illetve $\varphi = 180^\circ$, akkor:

$$m = 4 \quad (8)$$

Szintes körszelvényű folyosókat körülvevő kőzetekben csak akkor keletkezik húzás, ha $m > 4$.

Érdekes megvizsgálni, hogy a főtében ébredhető húzás milyen magasságig terjedhet, azaz hol lesz a függőleges vonalon a *semleges pont*, ahol a húzás nyomásba megy át. A semleges pont meghatározása érdekében tegyük a (4/1) egyenletben a φ -t 0-vá, valamint σ_t is legyen 0, azaz:

$$m \frac{r^2 + R^2}{r^2} = (m-2) \left(1 + 3 \frac{R^4}{r^4} \right) \quad (9)$$

ahonnan r kifejezhető m és R függvényében :

$$r = \frac{R}{2} \sqrt{\sqrt{m^2 + 24(m-2)} - m} \quad (10)$$

Ha pedig a semleges pontnak a főtépponttól mért távolságát h_s -sel jelöljük, akkor

$$h_s = R \left(\frac{1}{2} \sqrt{\sqrt{m^2 + 24(m-2)} - m - 1} \right) \quad (11)$$

Ha $m = 4$, akkor $h_s = 0$, ha pl. $m = 7$, akkor $h_s = 0,225 R$. Mivel a bányászat, elsősorban a szénbányászat kőzeteinek Poisson-féle száma 3—7 között változik, azért elmondható, hogy körszelvény esetén a főtében, illetve a talpon ébredhető húzófeszültség még 7-es Poisson-szám esetében sem terjed magasabbra, mint a sugár $\frac{1}{4} - \frac{1}{5}$ -e. Ezen felül már nyomás, tehát boltozati hatás érvényesül.

4-nél nagyobb Poisson-szám esetén a húzott öv a főtéppont és a talppont körül helyezkedik el. Ez az öv maximálisan jobbra, balra $\varphi = 30^\circ$ -ig terjedhet. A főtéppont körül kialakulható húzott öv ugyanis elvileg akkor maximális, ha $m = \infty$. Helyettesítsük ezen értéket a (4/4) egyenletbe és tegyük azt 0-val egyenlővé :

$$1 - 2 \cos 2\varphi = 0 \quad (12)$$

Ahonnan

$$\varphi = \pm 30^\circ \quad (13)$$

A húzás maximális értéke $H\gamma$ lehet. Ha ugyanis a (4/4) egyenletben $\varphi = 0^\circ$ és $m = \infty$, akkor

$$-\sigma_t = H\gamma \quad (14)$$

Pl. $m = 6$ Poisson-számnál a húzófeszültség értéke az üreg falán a főtéppontban a (4/4) egyenlet szerint $0,4 H\gamma$. Általában a főtéppontban ébredhető húzófeszültség a szóbanforgó egyenlet alapján a következő :

$$-\sigma_{t \max} = \frac{m-4}{m-1} H\gamma \quad (15)$$

Ha vágat környéki kőzetek Poisson-száma 4-nél nagyobb, akkor meg van a lehetősége annak, hogy a kőzetek a főtében és a talpon elszakadjanak, felrepedjenek. Ez a szakadás a főté-, illetve a talppontban indul meg és pedig akkor, amikor a keletkező $-\sigma_{t \max}$ húzófeszültség eléri a kőzet húzószilárdságát. Ha pl. 200 m mélységben $\gamma = 2,6 \text{ t/m}^3$ és $m = 6$ mellett a főtéppont, illetve a talppont kőzetének húzószilárdsága nem haladja meg a $20,8 \text{ kg/cm}^2$ értéket, akkor ezen pontokban megindul a felrepedés. Ezen körülmény tehát kellemetlen jelenség. Kellemetlen főleg azért, mert a keletkező húzófeszültség a mélységgel lineárisan növekszik.

Körszelvényű folyosók felületén maximálisan felléphető nyomófeszültség $\varphi = 90^\circ$, illetve $\varphi = 270^\circ$ helyen, azaz az oldalpontokban keletkezik. Értéke pedig a (4/4) egyenlet szerint :

$$\sigma_{t \max} = \frac{H\gamma}{m-1} (3m-4) \quad (16)$$

A Poisson-féle szám függvényében maximuma ezen értéknek elvileg akkor van, ha $m = \infty$ és ekkor nagyságrendje :

$$\sigma_{t \max} = 3 H\gamma \quad (17)$$

Az előző példában felvett adatoknak megfelelően az oldalpontokban $145,6 \text{ kg/cm}^2$ nyomófeszültség keletkezik. A mélységgel való lineáris növekedés itt is fennáll.

Állítsuk a (4/15) és (4/16) egyenletünket arányba :

$$\frac{-\sigma_{t \max}}{\sigma_{t \max}} = \frac{m-4}{3m-4}$$

Pl. $m = 6$ mellett ezen arány 1 : 7. Ha a kőzetek húzó- és nyomószilárdságának aránya ezzel megegyezik, akkor a főté- és talppontmenti elszakadással együtt az oldalpontok kőzetei is tönkremennek. Ha pedig az arány ettől eltér, akkor értelemszerűen vagy a főté- és talppontban, vagy pedig az oldalpontokban indul meg a szakadás, törés.

Lejtős és szintes körszelvényű folyosókra vonatkozó összefüggésekben a H értéke a kör középpontjára vonatkozik, amikor ezen pont jelenti a poláris koordináta-rendszer középpontját.

r és φ koordinátákkal jellemzett pontban

$$H_{r, \varphi} = H \left(1 - \frac{r}{H} \cos \varphi \right) \quad (19)$$

és R és φ koordinátákkal adott pontban, tehát a folyosó oldalfelületén lévő pontban

$$H_{r, \varphi} = H \left(1 - \frac{R}{H} \cos \varphi \right) \quad (20)$$

összefüggés adja meg a helyes H értéket.

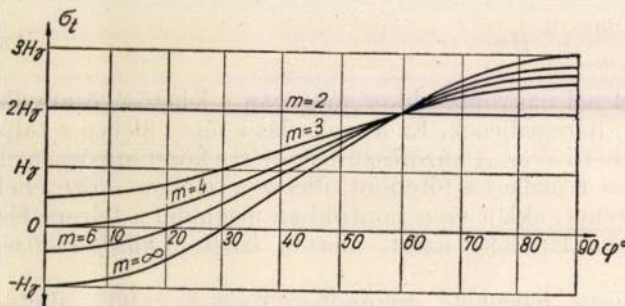
A teljesen exakt eljárás az lenne, ha a változó H értéket tekintetbe vennék. Ez azt jelentené, hogy az eredeti állapot számításánál minden egyes pontban a hozzátartozó H értéket kellene szem előtt tartani, valamint azt is, hogy a formavisszaállító terhelésnél a (4/20) egyenlet szerinti $H_{R,\varphi}$ értéket kellene helyettesíteni.

A Föppl-féle feszültség-függvény monoton feszültségi állapot mellett érvényes, az önsúly okozta feszültségi állapot esetében tehát nem ad szigorú megoldást. A formavisszaállító terhelés elve azonban a szigorú elvi megoldást ez esetben is lehetővé teszi.

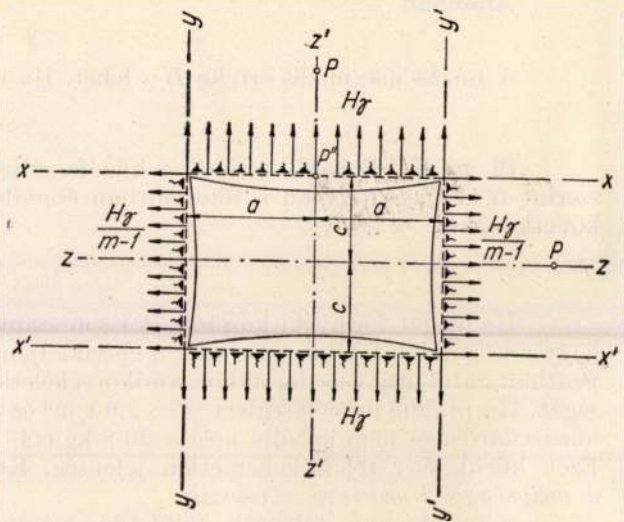
Ha a mélység nagy és ha csak a folyosó közvetlen környékéről van szó, akkor a (4/19) és (4/20) egyenleteket gyakorlatilag nem szükséges figyelembevenni. Ha a mélység nagy és a folyosótól távolabbi pontok feszültség-komponenseit keressük, akkor gyakorlatilag a (4/19) egyenletet nem, a (4/20) egyenletet pedig figyelmen kívül lehet hagyni.

Bányászati mélységek mellett $\frac{r}{H}$ és $\frac{R}{H}$ viszony kis érték egyfelől azért, mert a feszültségeket, mint láttuk, csak az üreg közvetlen környékén vizsgáljuk, helyesebben csak ott van számbaveendő torzulás az eredeti feszültségállapothoz viszonyítva, másfelől az R a mélységhez viszonyítva kicsi. De nem célszerű ezen módosító körülménnyel foglalkozni azért sem, mert az egyéb jelentkező hibák ennek hatásánál lényegesen nagyobbak lehetnek. Meggyőződhetünk erről egyszerű módon.

Az egyszerűség kedvéért a (4/16) egyenletünket vesszük elő. Legyen a H mélység relative hibamentes, a térfogsúly meghatározásában elkövetett középhiba $\pm \mu_\gamma$ és a Poisson-szám középhibája pedig $\pm \mu_m$. Magában a függvényben $\sigma_{t\max}$ jelentkező középhiba a hibátovaterjedés függvénye szerint a következő:



12. ábra



13. ábra

$$\mu_{\sigma_{t\max}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \sigma_{t\max}}{\partial \gamma}\right)^2 \mu_\gamma^2 + \left(\frac{\partial \sigma_{t\max}}{\partial m}\right)^2 \mu_m^2} \tag{21}$$

A megfelelő értékek helyettesítése után:

$$\mu_{\sigma_{t\max}} = \sigma_{t\max} \sqrt{\left(\frac{\mu_\gamma}{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\mu_m}{m}\right)^2 \frac{m^2}{(3m^2 - 7m + 4)^2}} \tag{22}$$

A $\frac{\mu_\gamma}{\gamma}$ és $\frac{\mu_m}{m}$ értékek nem konstansok, mert μ_γ és μ_m nem lineáris függvényei γ -nak, illetve m -nek. Amikor tehát pl. $\frac{\mu_\gamma}{\gamma} = 0,05$ és $\frac{\mu_m}{m} = 0,1$ értékeket veszünk fel, akkor csak tájékoztató jellegű középértékekről lehet szó. $m = 3$ esetében

$$\mu_{\sigma_{t\max}} = \pm 0,06 \sigma_{t\max}$$

ami azt jelenti, hogy a $\sigma_{t\max}$ ilyen adatok mellett $\pm 6\%$ -os középhibával terhelt.

Szokványos bányászati mélységekben az $\frac{R}{H}$ viszony 0,01-nél ritkán nagyobb, de $\frac{r}{H}$ viszony is 0,03-nál nagyobb érték mellett már rendesen érdektelen. Ezen utóbbiaknak figyelmen kívül hagyása minden bizonnyal kisebb bizonytalanságot jelent, mint az előbbi.

A 12. ábrán a folyosó kőzetfelületén jelentkező tangenciális feszültség változását láthatjuk. A kör ki van terítve. Elegendő, ha a σ_t változását csak $\varphi = 0^\circ$ -tól $\varphi = 90^\circ$ -ig ábrázoljuk, mert a szintes és arra merőleges tengely is szimmetria-tengely.

Az ábra minden kétséget kizáró módon bizonyítja be, hogy a Poisson-féle szám és az ún. áthárított feszültség között kifejezhető összefüggés van. Minél nagyobb a Poisson-féle szám, az áthárított feszültség annál inkább az üreg köré koncentrálódik és megfordítva. Ebből az is következik, hogy a négyszögszel-

vényű bányatérsegek körül keletkezett áthárított feszültséget közelítő módon meghatározó eljárások közül az a helyesebb, amelyből ugyancsak ezen következtetés vonható le, mint az, amelyik ennek az ellenkezőjére enged következtetni.

5. Négyyszögszelvényű bányatérsegek

A földalatti körszelvényű folyosók körüli feszültségállapot viszonylag egyszerűen határozható meg. Nem mondható el ez négyyszögszelvényű földalatti üregekre.

A formavisszaállító terhelés elve négyyszögszelvényű üregek körül keletkezett feszültségállapot megadására is alkalmas, mert hiszen ezen elv általános érvényű.

A 13. ábrán derékszögű négyyszögszelvényű üreget vettünk fel. Az üreg eredeti alakját a szaggatott, kiválás utáni megváltozott alakját pedig a teljes vonal mutatja. *Hogy a megváltozott formát eredeti helyzetébe visszaállítva ott megtarthassuk, a főte és a talp vonalán $H\gamma$, az oldalakon pedig $\frac{H\gamma}{m-1}$ intenzitású terhelést kell működtetnünk. Ezen terhelések ébresztette feszültségi mezőt kell negatív értelemben az eredeti feszültségi mezőre szuperponálni.*

A megoldást azonban megnehezíti az a körülmény, hogy a $H\gamma$ és a $\frac{H\gamma}{m-1}$ terhelések határfelülete nem az a sík, amelyen a terhelés működik, hanem a határfelületek derékmetszete négyyszög. Az ilyen határfelületű terhelések feszültségeloszlása még ismeretlen.

A probléma megoldása tehát visszavezethető olyan terhelések feszültségeloszlásának megoldására, amelyeknél a határfelületek derékmetszete négyyszög.

A főtére képletesen eszközölt $H\gamma$ terhelés következtében fellépő vertikális normális feszültség általában az $x-x$ sík felett nyomó-, az $x-x$ sík alatt pedig elvileg húzófeszültség. Ugyanígy a fekére képletesen eszközölt $H\gamma$ terhelés következtében általában az $x'-x'$ sík egyik oldalán nyomó, a másik oldalán elvileg húzófeszültség keletkezik. A húzott és nyomott térfelet elválasztó felület természetesen ismeretlen, az $x-x$ és $x'-x'$ vonalak csak feltételesek.

A $z-z$ szimmetria tengelyen nyomófeszültség-növekedés lép fel azért, hogy a főtén és a talpon működő $H\gamma$ terhelés következtében a tengelyen ébredt húzófeszültséget, σ'_t -t, negatív értelemben szuperponáljuk az eredeti, $H\gamma$, vertikális feszültségre. Ugyanakkor azonban a kétoldali $\frac{H\gamma}{m-1}$ terhelés következtében is keletkezik ezen a tengelyen vertikális nyomófeszültség, σ''_v , amelyet negatív szintén szuperponálni kell.

A z tengely P pontjában keletkező feszültség tehát:

$$\sigma_v = H\gamma + \sigma'_v - \sigma''_v \quad (1)$$

ahol

$$\sigma'_v - \sigma''_v = \sigma_a \quad (2)$$

azaz az ún. áthárított feszültség.

A mechanikai egyensúly megkívánja, hogy

$$\int_{z=a}^{z=\infty} (\sigma'_v - \sigma''_v) dz = H\gamma a \quad (3)$$

legyen.

Vegyünk fel most a $z'-z'$ tengelyen egy P' pontot. Az eredeti vertikális feszültség a P' pontban $H_{P'}\gamma$. A kétoldali $H\gamma$ terhelés következtében a P' pontban ébredő vertikális nyomófeszültség

$\sigma'_{v,f}$. A $\frac{H\gamma}{m-1}$ terhelés pedig $\sigma''_{v,f}$ feszültséget ébreszt.

A P' pontban eredő vertikális feszültség tehát

$$\sigma_{v,f} = H_{P'}\gamma - \sigma'_{v,f} + \sigma''_{v,f} \quad (4)$$

Ugyancsak a P' pontban ébredhető horizontális feszültség is kifejezhető:

$$\sigma_{h,f} = \frac{H_{P'}\gamma}{m-1} - \sigma'_{h,f} + \sigma''_{h,f} \quad (5)$$

ahol a jelölések az előzőkkel konformak.

A P'' pont az üreg főtévonalaának középpontjában van. Ebben a pontban keletkező horizontális feszültség

$$\sigma_{h,f_0} = \frac{H\gamma}{m-1} - \sigma'_{h,f_0} + \sigma''_{h,f_0} \quad (6)$$

Ha a σ''_{h,i_0} feszültséget elhanyagoljuk és feltételezzük, hogy $\sigma'_{h,i_0} = H\gamma$, akkor

$$\sigma_{h,i_0} = \frac{H\gamma}{m-1} - H\gamma = -H\gamma \frac{m-2}{m-1} \quad (7)$$

Valójában azonban a keletkezett húzófeszültség ennél kisebb, mert a $\sigma''_{h,i_0} > 0$. Ha a $2a$ szélesség növekszik, akkor a $2\sigma''_{h,i_0}$ csökken és így a P'' pontban ébredő húzófeszültség közeledik a $\frac{m-2}{m-1} H\gamma$ -hoz. Ha $m = 2$, akkor a húzófeszültség nem léphet fel, ha pedig elvileg $m = \infty$, akkor a felléphető maximális húzófeszültség $H\gamma$. Megállapítható az is, hogy a Poisson-féle szám növekedése a főtében ébredő húzófeszültség növekedését vonja maga után.

A négyszögszelvényű üregek körüli feszültségállapot szigorú megoldása tehát még hiányzik. Ezzel magyarázható, hogy a bányászatot rendkívüli módon érdeklő ún. áthárított feszültség meghatározását közelítő módon keresték. Bár a szigorú megoldás hiányzik, mégis találtunk máris néhány szempontot, amelyet a közelítő módszereknél nem lenne érdektelen figyelembe venni.

Mint már láttuk, a Poisson-szám növekedése az áthárított feszültséget az üreg felé koncentrálja.

A körszelvényű üregek körül ébredő áthárított feszültség határozottan megmutatja, hogy az üreg közvetlen szomszédságában keletkezett feszültség tekintélyesen megnő. Ugyanezt mutatják *Cimbarjevics*, *Dorstewitz*, *A. Pirard* fotoelasztikus kísérletei és *Terzaghi* vizsgálatai is [5., 8., 9., 2.]

Egyik korábbi tanulmányomban [10. p. 29.] az áthárított nyomás meghatározására közelítő eljárást adtam meg. A fentiek alapján teljesen világos, hogy a lehozott görbének ajánlott kettévágása és eltolása csak akkor engedhető meg, ha az áthárított nyomást nem az üreg közvetlen szomszédságában keressük. A közvetlen szomszédságban ugyanis az ott értelmezett k tényező változását az ott kifejtettek szerint tekintetbe kell venni, hogy a közvetlen szomszédságban is megközelítően elfogadható értéket kapjunk. Ha ugyanis a k változását is figyelembe vesszük, akkor a feszültség-halmozódás az üreg közvetlen szomszédságában hirtelen megnő.

Szerkesztőséghez érkezett: 1955. április 12.

IRODALOM

- [1] *Timoshenko and Goodier*: Theory of Elasticity. 1951.
- [2] *Terzaghi—Richart*: Stresses in Rock about Cavities. 1952.
- [3] *A. Föppl u. L. Föppl*: Drang und Zwang. 1920.
- [4] *Fenner*: Untersuchungen zur Erkenntnis des Gebirgsdrucks. Glückauf. 1938.
- [5] *Cimbarjevics*: Az alapközle pilléreiiben uralkodó feszültségek. Ugoly. 1951.
- [6] *Kühn*: Spannungszustand und Bruchgefahr im ungestörten Gebirge. Glückauf. 1931.
- [7] *Kühn*: Betrachtungen über die Gebirgsdruckfrage. Glückauf. 1931.
- [8] *Dorstewitz*: Spannungsoptische Untersuchungen als Beitrag zur Klärung von Gebirgsspannungen um bergmännische Hohlräume. Archiv für bergbauliche Forschung. 1940.
- [9] *A. Pirard*: Sur la portée des essais photoélastiques dans le domaine des pressions des terrains.
- [10] *Zambó*: Feszültségeloszlás a föld alatt. *Bányászati Lapok*. 1954.
- [11] *Zambó*: Lágý feküre laposan települt szénelőfordulások leművelése. *Bányászati Lapok*. 1955.

Az új bolgár tudomány

Az elmúlt tíz év alatt a bolgár tudományos élet szervezetében és módszereiben gyökeres változások mentek végbe. Burzsoá jellegű, néptől és valóságtól elszakadt tudományból új, szocialista típusú tudománnyá változott, — olyan tudománnyá, amely a nép és a szocialista építés szolgálatát tekinti fő feladatának.

A *Bolgár Tudományos Akadémia* a felszabadulás után nyomban hozzálátott annak a hatalmas szervezetnek a felépítéséhez, amellyel ma méltán büszkélkedhetik. Az Akadémia keretében nem kevesebb, mint 35 tudományos kutatóintézet létesült, s ezekhez kapcsoltn négy múzeum, két botanikus kert, több laboratórium és kísérleti állomás működik. Az Akadémia kutatóintézetei és a hozzájuk tartozó múzeumok, botanikus kertek, laboratóriumok és kutatóállomások hét szakosztályba vannak szervezve, s most állítanak fel új szakosztályt a mezőgazdasági tudományok számára.

A Minisztertanács tavaly az Akadémia javaslatára jóváhagyta a különféle hatóságok mellett működő kutatóintézetek működési szabályzatát, s ugyanakkor az Akadémia Prezidiuma mellett *Tudományos Koordinációs Tanács* alakítását rendelte el. A Tanács feladata az országban folyó tudományos kutatómunka tervszerű irányítása és összehangolása.

Az Akadémiának 46 rendes tagja, 44 rendkívüli tagja és 474 tudományos munkatársa van. Aspiránsainak száma 24.

Az Akadémia könyvkiadói tevékenységét a *Kiadói Tanács* irányítja.

Az Akadémia 1869-ben alapított könyvtárának állománya jelenleg 161.729 kötet, szemben a felszabadulás előtti 41 097 kötettel.

(*Bulgáriai Hírek*, 1954. I. évf. I. sz.).

(*Hei.*)