

# LRI Repüléstudományi és Tájékoztató Központ

KÉZIRAT GYANANTI

EJTŐERNYŐS  
tájékoztató 

1984/5

## TARTALOMJEGYZÉK

Baleseti jelentések	1
Ejtőernyő rendszerek mozgásának dinamikája	2
A törvényszék és mi	27
A kezdő ejtőernyősök baleseteinek minimalizálása	29
Többkopolás ejtőernyőrendszerek	31

## BALESETI JELENTÉSEK

(Parachutist, 1984. február)

*43 éves férfi 814 ugrással* légcellás fő- és tartalékejtőernyővel formaugrásban vett részt. Miután végrehajtották az összes szabadeső feladatot, mindenki a kupolája alatt ereszkedett, az elhunyt véletlenül belerepült egy másik ugró zsinórjaiba, kb. 180 m magasságban a terep felett. Kb. 30 méterre a földtől – szemben az összezsavarodott kupolájú ugró tanácsával – leoldott, a tartalékejtőernyője éppen akkor kezdett belobbanni, amikor talajt ért. A túlélő kupolája újból kinyílt, sérülésmentesen földetért vele.

*Következtetés:* Az ugrás mindaddig nincs befejezve, amíg minden ugró biztonságosan földet nem ért. Elengedhetetlen, hogy tudatunkban legyen a másik ugró létezése is, amikor a levegőben vagyunk. Bármilyen KFU-val is vagyunk elfoglalva, a cél megközelítésekor feltétlenül keressünk biztonságos körzetet, amin baleset nélkül érhetünk földet, s ezenkívül minden egyes ugróra nézve kötelező figyelni és elkerülni a másikat. Ez a körülmény és helyzet nem tér el a repülőgépek behelyezkedési rendjétől olyan forgalmas repülőtéren, ahol nincs irányítás. Egy, a pilóták által kialakított módszert kell követni: minden egyes pilóta felelős azért, hogy fenntartsa a másik géptől való biztonságos távolságot. E fatális balesetnél is, amikor az összeakadás következett be, a legjobb ötlet az lett volna, ha az elhunyt követi az alacsonyabban lévő (túlélő) tanácsát – leereszkedik összezsavarodottan. Így az egyik, vagy mindkét ugró megsérülhetett volna, de mivel az egyik kupola rendesen kinyílt és normálisan repült, ez lehetett volna talán a legjobb választás. Nehéz eldönteni, de 30 m magasságban leoldani egyszerűen nem szabad.

*31. éves férfi 900 feletti ugrásszámmal* egy kétszemélyes FU-ban volt oktató – a tanulónak ez volt az első FU-ja. Az elhunyt nem viselt magasságmérőt, noha máskor viselni szokott. Arra bízta magát, képes lesz leolvasni a növendéke műszerét – noha annak problémája volt az irányítással. Mindkét ugró elvesztette magasságtudatát, míg a tanuló ejtőernyőjén működni nem kezdett a biztosítókészülék. Mire az elhunyt lefordult, 4–5 másodpercig elcsúsztatott, majd a tartalékejtőernyőjét nyitotta. Akkor csapódott be, amikor a tartalékejtőernyő zsinórjai elkezdtek kifeszülni.

*Következtetés:* A biztosítókészülék megelőzte a kettős eseményt. Úgy tűnik, ha a kezdő biztosítókészüléke nem működött volna, mindketten folytatják a FU-t a földre. Az oktatónak nem volt módja meghatározni a magasságot – esetleg csak egy a földre irányított futó pillanattal, vagy a másik magasságmérőjének leolvasásával.

Nyilvánvalóan tudatossá vált benne a magasság, amikor a kezdő ejtőernyője nyílni kezdett, – de értékes másodperceket vesztett az elcsúsztatással. Mégis úgy tűnik, felismerte a kritikus helyzetet – ez kiderül abból, hogy a tartalékejtőernyőjét nyitotta inkább, mint a főernyőt. Ámbár ez nem a felgyorsított szabadeső kiképzési program volt, mégis mindez illusztrálja, miért követeli meg az elemi biztonsági előírás minden egyes résztvevőtől gyorsított szabadeső kiképzésnél a jól látható helyen viselt, működésképes magasságmérőt. Ezenkívül megállapították, hogy az elhunyt tartalékejtőernyője túl járt már jó néhány nappal az érvényességi dátumon. Ismételve, lehet, hogy egy biztosítókészülék megelőzhetette volna ezt az eseményt. A készülék használata, csaknem bizonyosan, megmentette a másikat...

Fordította: Szuszékos János

# EJTŐERNYŐ RENDSZEREK MOZGÁSÁNAK DINAMIKÁJA

(Masinosztrójnyije 1982. – részlet)

## 1. A környezet erőhatása az ejtőernyőre

Az esetek többségében az ejtőernyőkúpola légáteresztő technikai szövetből készül. A technikai szövet elég bonyolult objektum, s magában foglalja a textilszálak szövődékét, melyek külön-külön változó számú elemi szálból állanak. Az áramló közeg (gáz) átáramlása a technikai szöveten keresztül  $\Delta p$  nyomásesés hatására úgy a szálak közötti résen, mint az egyes, a szálakat alkotó elemi szálak között megy végbe.

A mozgó áramlat és a légáteresztő anyag kölcsönhatási effektusának tanulmányozása céljából az aerodinamikában az ejtőernyőt egyenletes légáteresztő felülettel modellezik. Az egyenletes légáteresztő felület egy olyan felületrész, amelyen jelentkezik a viszkozitási hatás. Az adott felületen kívül az áramló közeget már nem viszkozusnak tekintjük. Az áramlás paraméterei az egyenletesen légáteresztő felületig és azután a tömeg-, az impulzus- és energiamegmaradás törvényeivel kapcsolatosak, melyek eltérnek a lökéshullámok megfelelő törvényeitől, számításba veszik a felület hatását az áramló részecskékre.

Vizsgáljuk a véges kiterjedésű egyenletesen légáteresztő felületelemet hozzátartozó XYZ derékszögű koordináta rendszerben, melynek az X tengelye merőleges a felületre.

A tömeg-, impulzus- és energiamegmaradás törvényeiből következik:

$$\begin{aligned}(\rho v_x)_1 &= (\rho v_x)_2; & (p + \rho v_x^2)_1 &= (p + \rho v_x^2)_2 + R_x; & (\rho v_x v_y)_1 &= (\rho v_x v_y)_2 + R_y; \\ & & & & (\rho v_x v_z)_1 &= (\rho v_x v_z)_2 + R_z;\end{aligned}$$

$$\left[ \rho v_x \left( \frac{v^2}{2} + W \right) + p v_x \right]_1 = \left[ \rho v_x \left( \frac{v^2}{2} + W \right) + p v_x \right]_2 + R \frac{v_1 + v_2}{2}.$$

Itt  $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ ; melyben  $v_x, v_y, v_z$  a sebességvektor komponensei, az

$R_x, R_y, R_z$  az áramlás hatásának erővektor komponensei az egységnyi felületen, a  $\rho$  – sűrűség, a  $p$  – a nyomás és  $W$  – az egységnyi tömeg belső energiája. Az 1. és 2. indexek jelzik az áramlási paramétereket a felület előtt és után.

Összenyomhatatlan közeg esetén ezen összefüggések így írhatók:

$$\begin{aligned}v_n &= (v_x)_1 = (v_x)_2; & R_n &= R_x = \Delta p = p_1 - p_2; \\ R_y &= \rho v_n [(v_y)_1 - (v_y)_2]; \\ R_z &= \rho v_n [(v_z)_1 - (v_z)_2].\end{aligned}\tag{1}$$

Eképpen, összenyomhatatlan közeg áramlásánál egyenletesen légáteresztő felületen keresztül, a normális irányú sebességkomponens relatív sebességváltozást nem szenved el, az áramlás ható erejének normális irányú komponense az egységnyi felületre, egyenlő a nyomáseséssel. Az áramlás erőkomponensének nagysága, amely egységnyi felületre hat, s érintőirányú síkba esik, egyenesen arányos az áramló tömeggel és sebességkülönbségével a megfelelő koordinátatengelyek irányában. Ha a sebességvektor érintőirányú összetevője 0-val egyenlő, az egyenletesen áteresztő felület mindkét oldalán, akkor az egy-

ségnyi felületre csak a légáramlás hatásának normális irányú komponense hat, amely egyenlő a nyomás-  
eséssel:

$$R_n = \Delta p = p_1 - p_2, \quad R_\tau = 0. \quad (2)$$

Általános esetben az összenyomhatatlan közeg erőhatása az ejtőernyőre, a felületen egyenletesen  
eloszló  $R_n$  és  $R_\tau$  erőkől kerül levezetésre.

A jelzett erőket az aerodinamikai erők  $R$  fővektorához és ezen erők  $M$  fő nyomatékvektorához  
lehet rendelni:

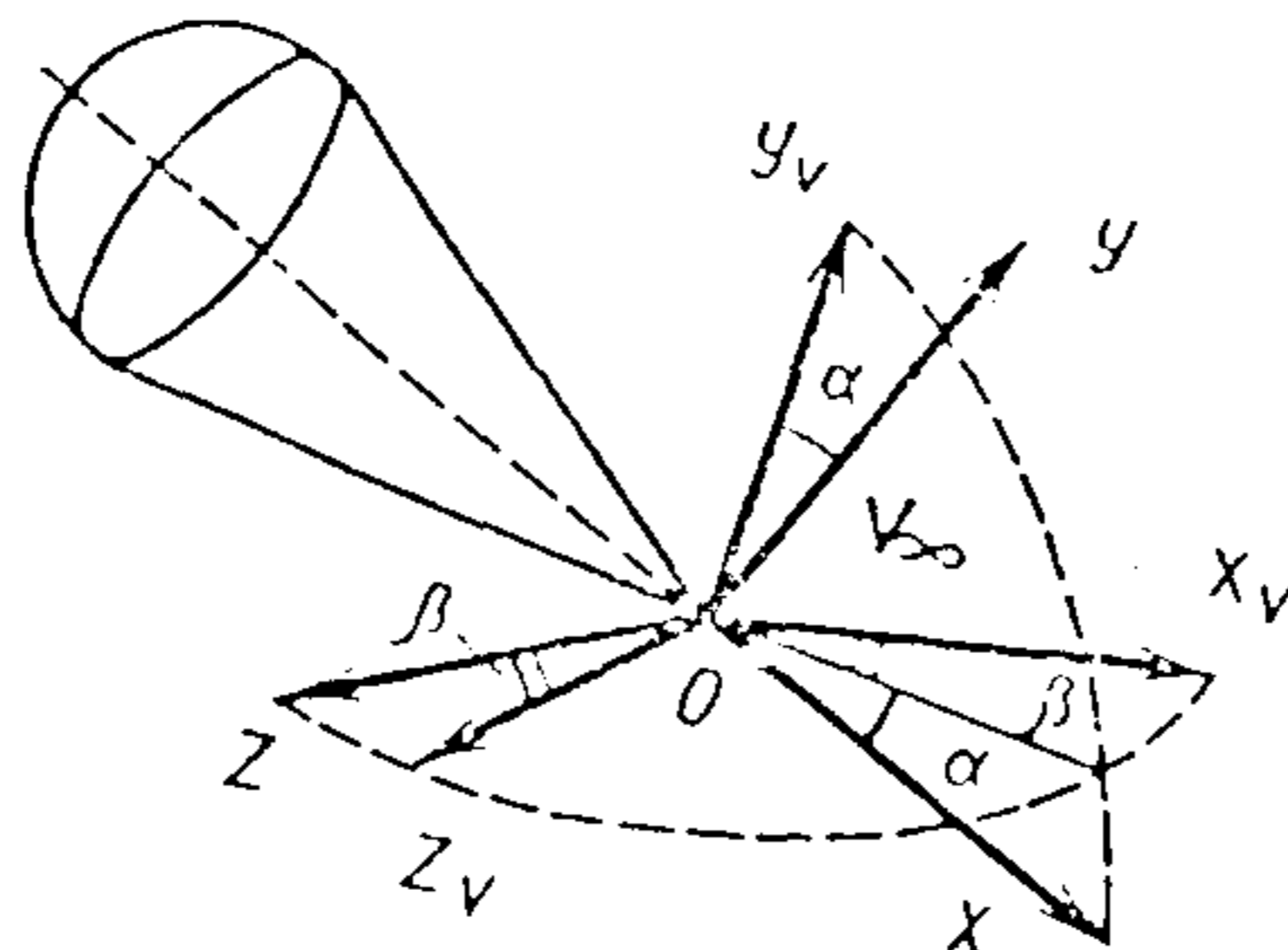
$$R = \int_{F_e} (R_n n + R_\tau \tau) dF_n;$$

$$M = \int_{F_e} [(R_n n + R_\tau \tau) r] dF_n,$$

ahol:  $F_e$  – az ejtőernyőkúpola felszíne,  $r$  – a felület radiusvektora a koordinátatengelyek kezdetéhez  
viszonyítva.

## 2. Koordinátarendszerek az ejtőernyő aerodinamikájában

Az ejtőernyő aerodinamikájában leggyakrabban sebességi és rendszerrel kapcsolatos (rögzített)  
koordinátát alkalmaznak. (1. sz. ábra)



1. ábra

A sebességi (OX<sub>v</sub>Y<sub>v</sub>Z<sub>v</sub>) és rögzített (OXYZ) koordinátarendszer.

Mind a két koordinátarendszer derékszögű és jobbforgású. A koordinátarendszerek kezdete – szo-  
kás szerint – abban a pontban van, ahol találkoznak az ejtőernyőzsinórok, azaz a zsinórcsomópontban.  
Ha az ejtőernyőt az objektumhoz nem egy, hanem több pontban csatlakoztatják, akkor a koordináta  
középpontot az ejtőernyő szimmetriatengelyének és annak a síknak a dőléspontjába helyezik, amely sí-  
kot az ejtőernyőzsinórok rögzítési pontjai határoznak meg. A koordinátarendszerrel kapcsolatos OX  
tengely az ejtőernyőhöz tartozik, egybeesik annak szimmetria síkjával és a kupola teteje felől az ob-  
jektum felé irányul. Az OY tengely abban a síkban van, amely tartalmazza a szimmetriatengelyt és az  
1. sz. zsinórt – s a zsinór felé irányul.

Sebességi koordináta rendszerben az OX<sub>v</sub> tengely mindig a  $\bar{v}$  sebességvektor irányába esik, a koor-  
dináta kezdőpontjából kiindulva (zsinórcsatlakozásból). Az OY<sub>v</sub> ugyanabban a síkban van, mint az OY  
és a kupolator el irányul.

Az objektum-ejtőernyő rendszer dinamikai kérdéseinek vizsgálatánál használunk még  $O_0X_0Y_0Z_0$  földi koordinátákat. Az  $O_0X_0$  ekkor lefelé irányul, az  $O_0Y_0$  és  $O_0Z_0$  pedig vízszintes síkban van, jobbforgású koordinátarendszerben.

Az  $\alpha$  állásszögnek azt a szöget nevezik, amely az  $OX$  és a  $\bar{v}$  vektor vetülete között van az  $XOY$  síkban.

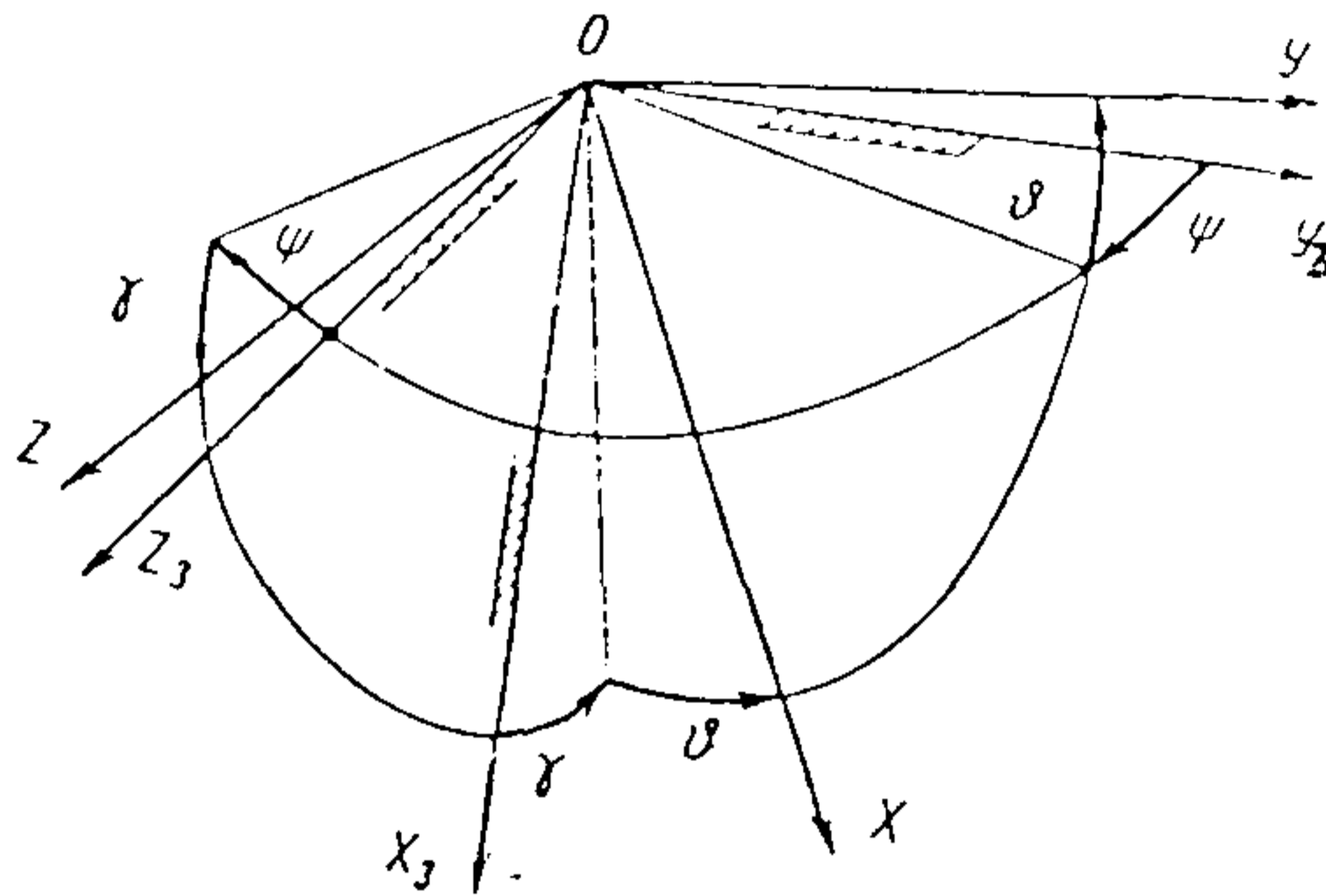
A  $\beta$  csúszási szöget a  $\bar{v}$  vektor és az  $XOY$  sík között mérhetjük. A 2. sz. ábrán látható a kapcsolat az  $OXYZ$  és az  $OX_fY_fZ_f$  koordináták (utóbbiak a földi rendszerrel párhuzamosak) között.

A  $\delta$  szög, amit az  $OX$  tengely és az  $OX_fY_f$  sík alkot az elhajlási szög.

A  $\psi$  szög, amit az  $OX$  tengely vetülete képez az  $OY_fZ_f$  síkon az  $OY_f$  tengellyel, az irányyszög.

A  $\gamma$  szög, amit az  $OZ$  tengely zár be az  $OY_fZ_f$  síkkal, a dőlési szög.

A sebességi koordinátarendszerről a rögzített koordinátarendszerre való (és viszont) áttérés céljából szükségessé válik megállapítani az összefüggéseket az  $\alpha$  állásszög és a  $\beta$  csúszási szögek, valamint a koordinátatengelyek szögei között. Minden lehetséges átszámításhoz, az egyik koordináta rendszerből a másikba alkalmazható az 1. sz. táblázat.



2. ábra

Rögzített ( $OXYZ$ ) koordinátarendszer és ( $OX_fY_fZ_f$ ) földdel párhuzamos tengelyű koordinátarendszer.

1. sz. táblázat

Koordináta rendszer	$X_v$	$Y_v$	$Z_v$
X	$\cos \alpha \cos \beta$	$\sin \alpha$	$-\cos \alpha \sin \beta$
Y	$-\sin \alpha \cos \beta$	$\cos \alpha$	$\sin \alpha \sin \beta$
Z	$\sin \beta$	0	$\cos \beta$

### 3. Az ejtőernyő aerodinamikai tényezője

A mérnöki gyakorlatban nem az  $R$  és  $M$  vektorokkal dolgozunk, hanem azok sebességi, vagy rögzített koordinátarendszerekkel egybeeső komponenseivel (vetületeivel).

Ennek megfelelően:

$$R = Xi + Yj + Zk = X_v i_v + Y_v j_v + Z_v k_v; \quad (3)$$

$$M = M_x i + M_y j + M_z k = M_{x_v} i_v + M_{y_v} j_v + M_{z_v} k_v, \quad (4)$$

ahol  $i, j, k, i_v, j_v, k_v$  – a megfelelő rögzített, vagy sebességi koordináta-rendszer egységvektorai.

Az  $R$  vektor vetületét a sebességi koordináta-rendszerre ennek megfelelően az  $X_v$  homlokellenállásnak nevezzük, az  $Y_v$ -t felhajtóerőnek és a  $Z_v$ -t oldalierőnek nevezzük. Ugyanezen vektorok rögzített koordináta-rendszerbe eső vetületét tengelyirányú  $X$ , normális irányú  $Y$  és oldalirányú  $Z$  erőnek nevezzük.

Az  $M$  nyomatékvektor vetülete úgy a sebességi, mint a rögzített koordináta-rendszerben egyforma elnevezéssel bír:  $M_{x_v}, M_x$  – dőlési nyomaték,  $M_{y_v}, M_y$  – legyezőmozgás nyomatéka,  $M_{z_v}, M_z$  – bólintó nyomaték.

Az aerodinamikai erők nagyságát általában aerodinamikai tényezőkkel fejezik ki:

$$X_v = c_{x_v} \frac{\rho v_\infty^2}{2} F_e; \quad Y_v = c_{y_v} \frac{\rho v_\infty^2}{2} F_e; \quad Z_v = c_{z_v} \frac{\rho v_\infty^2}{2} F_e, \quad (5)$$

ahol  $v_\infty$  – jellemző sebesség,  $F_e$  az ejtőernyőkúpola felülete, amit jellemző felületként alkalmazunk,  $c_{x_v}$  – a homlokellenállás tényezője,  $c_{y_v}$  – az emelőerő tényezője,  $c_{z_v}$  – az oldalierő tényezője.

Az ejtőernyő aerodinamikájában általában a homlokellenállás tényezőjének a  $c_e$ -t tekintik, nem a  $c_{x_v}$ -t, azaz:

$$X_v = c_e q_\infty F_e, \quad \text{ahol:} \quad \left( q_\infty = \frac{\rho v_\infty^2}{2} \right)$$

Az elmondottakkal analóg módon a rögzített koordináta-rendszerben felírhatjuk:

$$X = c_x q_\infty F_e, \quad Y = c_y q_\infty F_e, \quad Z = c_z q_\infty F_e, \quad (6)$$

ahol:  $c_x$  – a tengelyirányú erők tényezője,  $c_y$  – a normális irányú erők tényezője,  $c_z$  – a keresztirányú erők tényezője.

A nyomatékok nagysága kifejezhető az aerodinamikai tényezőkkel:

$$M_{x,x_v} = m_{x,x_v} q_\infty F_e^{3/2}; \quad M_{y,y_v} = m_{y,y_v} q_\infty F_e^{3/2};$$

$$M_{z,z_v} = m_{z,z_v} q_\infty F_e^{3/2}, \quad (7)$$

ahol:  $m_x, m_{x_v}$  – a dőlési nyomaték tényezője,  $m_y, m_{y_v}$  – a legyezőmozgás nyomatékának tényezője,  $m_z, m_{z_v}$  – a bólintónyomaték tényezője.

#### 4. Az ejtőernyő légáramban való egyensúlyi helyzetét leíró egyenletrendszer

A tényleges tengelyszimmetrikus ejtőernyők elég nagyszámú zsinórral ( $n \geq 24-32$ ) rendelkeznek. A nagyszámú zsinórral rendelkező ejtőernyő matematikai modellje, amit az aerodinamikai tényezők vizsgálatához alkalmaznak, végtelenszámú zsinórral rendelkező ejtőernyőt vesz figyelembe.

Igy olyan egyenletrendszert kapunk, amely leírja a végtelenszámú zsinórszámmal rendelkező tengelyszimmetrikus ejtőernyőt hangsebesség alatti áramlásban, amikor az áramlás erőhatását egységnyi felületre az (1) szerint határozzuk meg. A végtelen zsinórszámú tengelyszimmetrikus ejtőernyő ilyenkor egy egytengelyű tengelyszimmetrikus kupolának minősül. A tengelyszimmetrikus kupola egyensúlyi egyenlete, tengelyszimmetrikus terhelés esetén az ejtőernyő-elméletben rögzített feltételek mellett a következő formában lehet leírni:

$$\frac{d}{ds} t \cos \tilde{\vartheta} = R p_r; \quad \frac{d}{ds} t \sin \tilde{\vartheta} = -R p_R + h \sigma_0; \quad \frac{dr}{ds} = \cos \tilde{\vartheta};$$

$$\frac{dR}{ds} = \sin \tilde{\vartheta},$$

vagy pedig, érintő- és normális irányú vetületben:

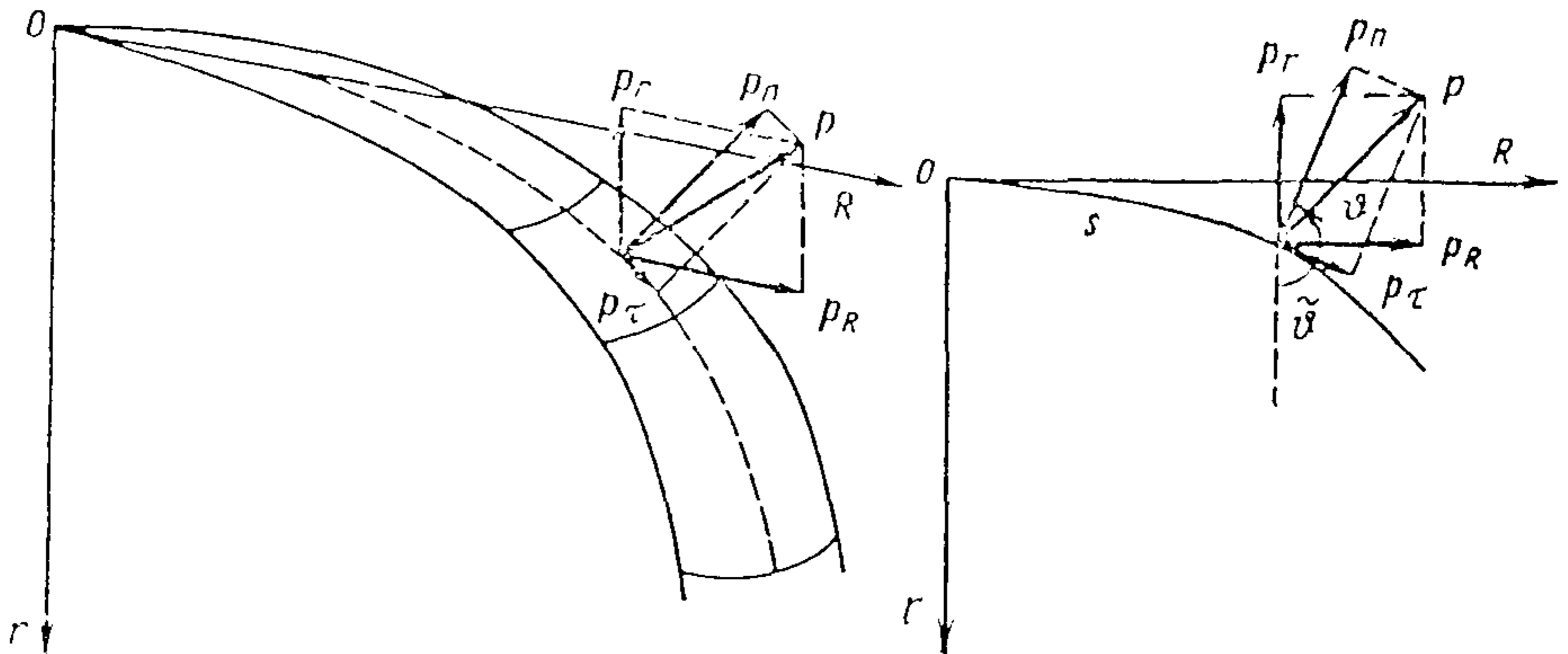
$$\frac{dt}{ds} = -R p_r + h \sigma_0 \sin \tilde{\vartheta}; \quad \frac{dr}{ds} = \cos \tilde{\vartheta};$$

$$t \frac{d\tilde{\vartheta}}{ds} = -R p_n + h \sigma_0 \cos \tilde{\vartheta}; \quad \frac{dR}{ds} = \sin \tilde{\vartheta}. \quad (5)$$

ahol:  $t = hR\sigma_R$ ,  $h$  – a kupola vastagsága,  $\sigma_R$ ,  $\sigma_\Theta$  – főfeszültségek,  $s$  – a meridiánmetszet görbehossza, a kupola közepétől számítva,  $p_r$ ,  $p_R$ ,  $p_n$ ,  $p_\tau$  – a belső, tengelyszimmetrikus terhelések, amelyek a vetítésnek megfelelően a kupola egységnyi felületére hatnak. Az  $R$ ,  $r$  és  $\tilde{\vartheta}$  jelentésének értelme kitűnik a 3. sz. ábrából. A  $p_r$ ,  $p_R$ ,  $p_n$ ,  $p_\tau$  közötti összefüggést kifejezik a következő formulák:

$$p_\tau = p_R \sin \tilde{\vartheta} - p_r \cos \tilde{\vartheta}; \quad p_n = p_R \cos \tilde{\vartheta} + p_r \sin \tilde{\vartheta};$$

$$p_R = p_n \cos \tilde{\vartheta} + p_r \sin \tilde{\vartheta}; \quad p_r = p_n \sin \tilde{\vartheta} - p_\tau \cos \tilde{\vartheta}.$$



3. ábra

Tengelyszimmetrikus kupola terhelésének sémája tengelyszimmetrikus belső terhelés hatására.



Az ejtőernyő olyan egytengelyű, tengelyszimmetrikus kupola, amelynél a főfeszültség  $\sigma_\theta = 0$ . Ebben az esetben a (8) egyenletrendszer helyett kapjuk:

$$\frac{dt}{ds} = -Rp_\tau, \quad t \frac{d\tilde{\vartheta}}{ds} = -Rp_n; \quad \frac{dR}{ds} = \sin \tilde{\vartheta}; \quad \frac{dr}{ds} = \cos \tilde{\vartheta}.$$

Figyelembevétel, hogy a tengelyszimmetrikus kupoláról a sokzsinóros kupolára való átmenetnél van egy csatlakozási pont:

$$2\pi t = 2\pi R h \sigma_R = nT,$$

ahol:  $n$  – az ejtőernyő zsinórjainak száma,  $T$  – a zsinórfeszítés ereje. Az utóbbi egyenletrendszer helyett már fel lehet írni:

$$\frac{dT}{ds} = -\frac{2\pi}{n} p_\tau R; \quad T \frac{d\tilde{\vartheta}}{ds} = -\frac{2\pi}{n} p_n R;$$

(9)

$$\frac{dR}{ds} = \sin \tilde{\vartheta}; \quad \frac{dr}{ds} = \cos \tilde{\vartheta}.$$

Gyakorlatilag, ha a külső terhelés érintőirányú komponense hiányzik ( $p_\tau^\sigma = 0$ ), s a külső erő normális irányú komponense egyenlő a nyomáseséssel ( $p_n = \Delta p$ ), akkor a (9) egyenletrendszer egybeesik azzal az egyenletrendszerrel, amit a végtelenszámú zsinórral rendelkező ejtőernyőre kaphatunk.

A (9) egyenletrendszert átírjuk mértékegység nélküli formába a következő kifejezések segítségével:

$$\bar{T} = \frac{T}{T_0}; \quad \bar{L}, \bar{s}, \bar{R}, \bar{r} = \frac{L, s, R, r}{s_0};$$

(10)

$$\bar{p}_\tau = p_\tau \left/ \frac{\rho v_\infty^2}{2} \right.; \quad \bar{p}_n = p_n \left/ \frac{\rho v_\infty^2}{2} \right.,$$

ahol:  $s_0$  a nyitott kupola sugara,  $T_0$  – a radiális erősítőszalag húzása a belépőélnél,  $L$  – az ejtőernyő zsinórhossza.

A (10) összefüggés felhasználásával a (9) egyenletrendszert a következő formára hozhatjuk (a mértékegység nélküliséget jelző felülhúzásokat elhagyva):

$$\frac{dT}{ds} = -2 \frac{\pi s_0^2 \frac{\rho v_\infty^2}{2}}{nT_0} p_\tau R; \quad \frac{dR}{ds} = \sin \tilde{\vartheta};$$

$$T \frac{d\tilde{\vartheta}}{ds} = -2 \frac{\pi s_0^2 \frac{\rho v_\infty^2}{2}}{nT_0} p_n R; \quad \frac{dr}{ds} = \cos \tilde{\vartheta}.$$

figyelembevétel, hogy  $nT_0 \cos \tilde{\vartheta}_0 = c_e \frac{\rho v_\infty^2}{2} \pi s_0^2$ ,

ahol:  $c_e$  – az ejtőernyő ellenállási tényezője,  $\tilde{\vartheta}_0$  – a  $\tilde{\vartheta}$  szög értéke a belépőélnél, a vizsgált egyenletrendszert a következő formára hozhatjuk:

$$\frac{dT}{ds} = -2\tilde{\beta}_0 p_\tau R; \quad \frac{dR}{ds} = \sin \tilde{\vartheta};$$

(11)

$$T \frac{d\tilde{\vartheta}}{ds} = -2\tilde{\beta}_0 p_n R; \quad \frac{dr}{ds} = \cos \tilde{\vartheta}; \quad \tilde{\beta}_0 = \frac{\cos \tilde{\vartheta}_0}{c_e}.$$

A kupola tetején és a belépőélnél a (11) egyenlet határfeltételei a következő formában írhatók fel:

$$R=0; \quad r=0; \quad \tilde{\vartheta} = \frac{\pi}{2} \quad s=0, \quad (12)$$

$$T=1; \quad R + L \sin \tilde{\vartheta}_0 = 0 \quad s=1.$$

A  $\beta_0$  paraméter, amely az egyenletrendszerbe került, korábban nem volt ismert. A (11) rendszer nem megfelelő számszerű integráláshoz. Egyszerűbb a következő rendszerrel dolgozni.

$$\frac{d\tau}{ds} = -2p_\tau R; \quad \frac{dR}{ds} = \sin \tilde{\vartheta}; \quad (13)$$

$$\tau \frac{d\tilde{\vartheta}}{ds} = -2p_n R; \quad \frac{dr}{ds} = \cos \tilde{\vartheta},$$

$$\text{ahol:} \quad \tilde{c} = \tau / \beta_0 \quad \tau = T / \tilde{\beta}_0. \quad (14)$$

$$R=0; \quad r=0; \quad \tilde{\vartheta} = \frac{\pi}{2}; \quad \tau = \tau_1 \quad s=0,$$

$$R + L \sin \tilde{\vartheta}_0 = 0 \quad s=1.$$

A  $\tau_1$  értéke a kupola tetején oly módon kerül megállapításra, hogy meghatározott pontossággal teljesüljenek a határfeltételek a belépőélnél. Azután már számszerű integrálással találhatjuk meg  $\tau(s)$ ,  $\tilde{\vartheta}(s)$ ,  $R(s)$ ,  $r(s)$ , megoldásait, s felhasználva (12), (14) és (11) összefüggéseket, kapjuk:

$$\tilde{\beta}_0 = \frac{1}{\tau(1)}; \quad T(s) = \frac{\tau(s)}{\tau(1)}; \quad c_{11} = \tau(1) \cos \tilde{\vartheta}_0.$$

Ha a külső terhelés érintőirányú összetevője nullával egyenlő, ( $p_\tau = 0$ ), a merőleges irányú összetevője pedig azonos a nyomáseséssel ( $p_n = \Delta p$ ), akkor a (11) egyenletrendszer helyett felírhatjuk:

$$T = T_0 = \text{const}; \quad \frac{d\tilde{\vartheta}}{ds} = -2\tilde{\alpha}_0 R; \quad \tilde{\alpha}_0 = \frac{\Delta p \pi s_0^2}{nT_0}; \quad (15)$$

$$\frac{dR}{ds} = \sin \tilde{\vartheta}; \quad \frac{dr}{ds} = \cos \tilde{\vartheta}.$$

Leggyakrabban állandó a nyomásesés a kupola egész felületén ( $\tilde{\alpha}_0 = \text{const.}$ ) és a (15) egyenletrendszer általános megoldással bír:

$$\sin \frac{\tilde{\vartheta}}{2} = k \sin \varphi; \quad R = \sqrt{\frac{2}{\tilde{\alpha}_0}} k \cos \varphi;$$

$$r - r_1 = \frac{1}{\sqrt{2\tilde{\alpha}_0}} \{2 [E(\varphi_1; k) - E(\varphi; k)] - [F(\varphi_1; k) - F(\varphi; k)]\}; \quad (16)$$

$$\sqrt{2\tilde{\alpha}_0}(s - s_1) = F(\varphi_1; k) - F(\varphi; k).$$

ahol  $F(\varphi; k)$  és  $E(\varphi; k)$  – első- és másodrendű elliptikus integrálok felelnek meg, a  $\varphi_1, s_1, k, r_1$  konstansok pedig meghatározhatók a kupola tetejére érvényes határfeltételekből. Ha az ejtőernyő nem rendelkezik középszínórral, s a kupolán nincs szélkémény, akkor  $s_1=0$  és a kupola közepén a határfeltételek a (12) formula első összefüggésével határozhatók meg.

Az  $\alpha_0$  paraméter és az ejtőernyő mértékegység nélküli  $L$  zsinórhossza között a (15) egyenletben egyértékű összefüggés van. Valójában, a (16) általános megoldásában a belépőélhez tartozó határfeltételeket a következő formában lehet felírni:

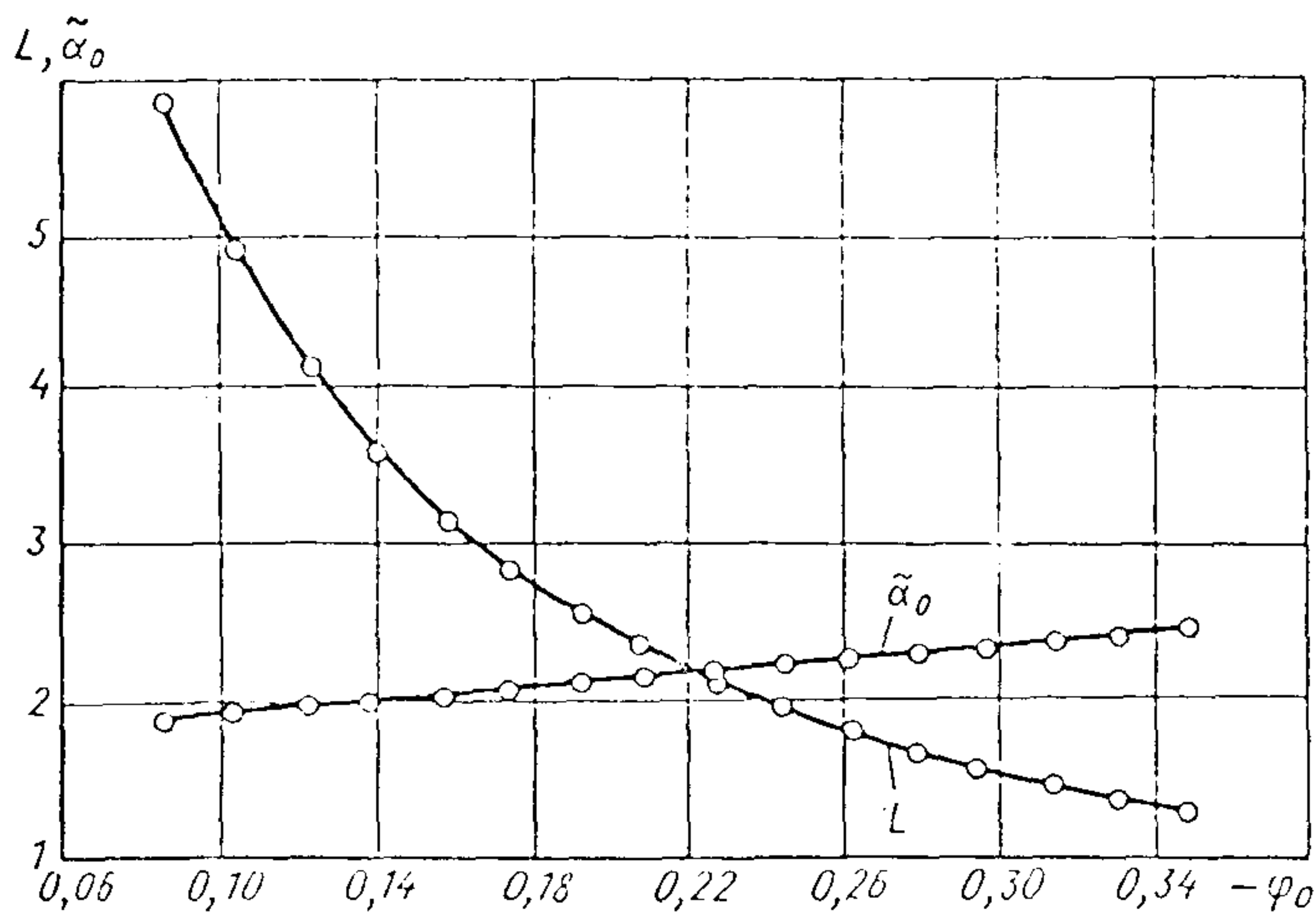
$$1 + L \operatorname{tg} \varphi_0 (1 - k^2 \sin^2 \varphi_0)^{1/2} [2k \cos \varphi_1 + E(\varphi_1; k) - F(\varphi_0; k)] = 0,$$

ahol:  $\varphi_0$  – a  $\varphi$  szög értéke  $s=1$ -nél.

Ez utóbbit a (16) megoldásába helyettesítve, következik:

$$\sqrt{2\alpha_0} (1 - s_1) = F(\varphi_1; k) - F(\varphi_0; k).$$

$L = L(\varphi_0)$   $\tilde{\alpha}_0 = \tilde{\alpha}_0(\varphi_0)$  összefüggéseket a középszínór- és szélkémény nélküli ejtőernyőkre a 4. sz. ábrán láthatjuk.



4. ábra

Az ejtőernyő mértékegység nélküli zsinórhosszának és az  $\tilde{\alpha}_0$  paraméterének függése a belépőélnél lévő  $\varphi_0$  szögtől.

#### 5. Az ejtőernyő ellenállási tényezőjének függése a konstrukciós paramétereiktől

Nézzük, milyen a kialakult áramlás a 0 állásszögű, kinyílt, tengelyszimmetrikus ejtőernyőnél. Tételezzük fel, hogy az áramlás révén ható erők érintőirányú komponenseinek az összege a kupola egységnyi felületén 0-val egyenlő és a merőleges (normális) irányú összetevők egyenlők a nyomással. Ugyancsak feltételezzük, hogy a nyomásesés a kupola egész felületén állandó.

A meghatározott feltételek miatt a tengelyszimmetrikus ejtőernyő alakja (formája), amely elég nagyszámú zsinórral rendelkezik, a (15) egyenlettel írható le és az általános megoldása a (16) szerinti.

Figyelembe véve, hogy a vizsgált esetben az  $X_v$  homlokellenállási erőre az összefüggés:

$$X_v = c_{11} q_{\infty} F_n = n T_0 \cos \tilde{\vartheta}_0,$$

valamint azt is figyelembe véve, hogy  $\tilde{\alpha}_0 = \Delta p F_n / n T_0$ , felírhatjuk:

$$c_{22} = \frac{\Delta p}{q_{\infty}} \frac{\cos \vartheta_0}{\tilde{\alpha}_0} = \frac{\Delta p}{q_{\infty}} \tilde{c}_e. \quad (17)$$

A  $\Delta p / q_{\infty}$  nyomásesési tényező nagyságát az áramlási feladat megoldásával találhatjuk meg. Összefüggés található még a  $c_e$  tényező és az ejtőernyőzsinór  $L$  mértékegység nélküli hossza között is.

Mivel az ejtőernyőnek nincs középzsinórja, vagy szélkéménye, ezért az  $s_1 = 0$  és a (12) határfeltételeinek figyelembevételével a kupola közepére a  $\Psi_1$ ,  $k$  konstansok következő értékeit kapjuk a (16) megoldásában:

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{2}; \quad k = \frac{\sqrt{2}}{2}.$$

Felhasználva az  $\tilde{\alpha}_0 = \tilde{\alpha}_0(\varphi_0)$  és  $L = L(\varphi_0)$ , grafikus összefüggését, mely a 4. sz. ábrán található, s a (16) megoldásával kapott  $\tilde{\vartheta}_0 = \tilde{\vartheta} / s=1$  értékét különböző  $\alpha_0$  paraméter értékekre, kapjuk a  $\tilde{c}_e = \tilde{c}_e(L)$  értéktáblázatos megoldását. Ez által megközelíthetők a táblázat adatai a következő approximációs összefüggéssel:

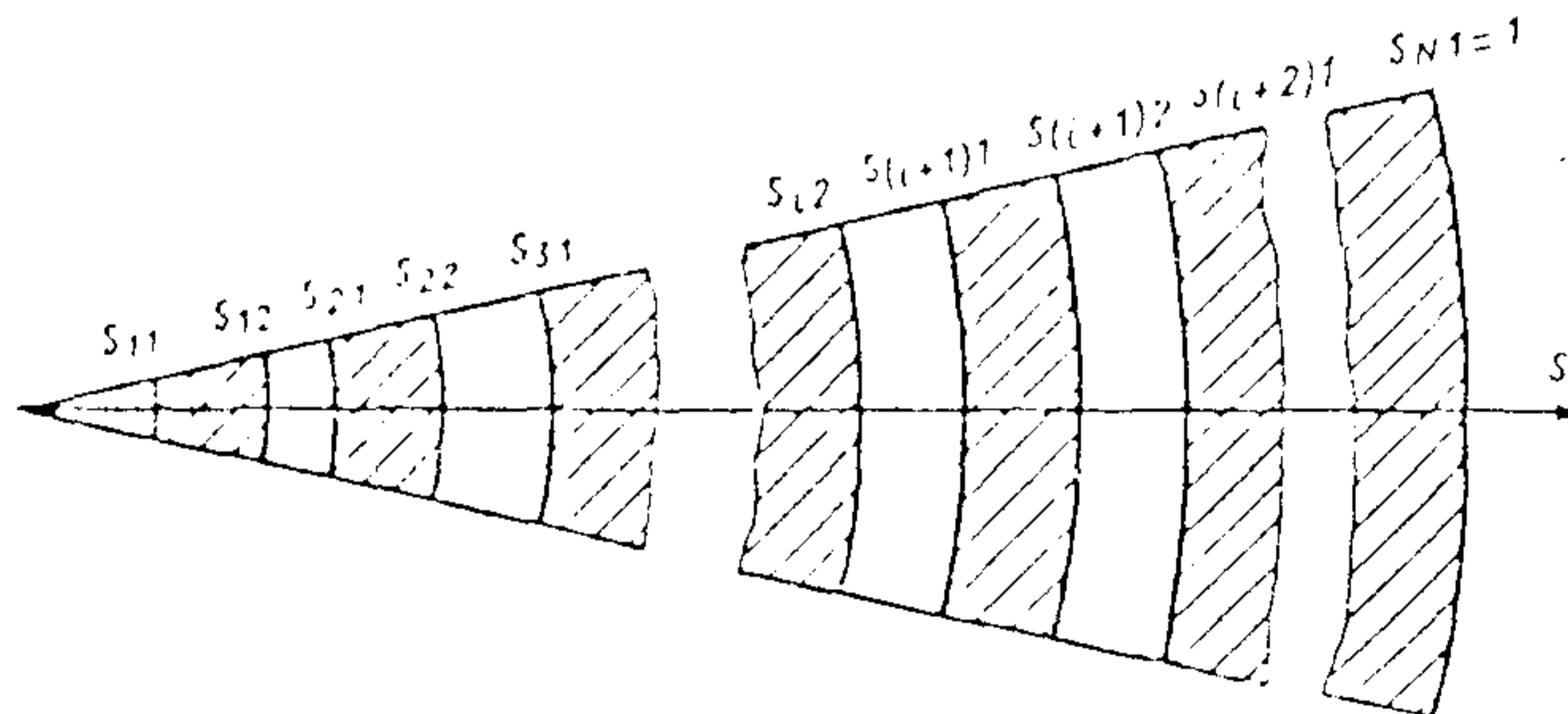
$$\tilde{c}_e = \tilde{c}_{e, L=4} f_1(L) = 0,5 \frac{L - 0,39}{0,135 + 0,87L} \quad (18)$$

Olyan formában, hogy a táblázat adatainak az eltérése az approximációs görbétől nem haladja meg az 1 %-ot, ha a mértékegység nélküli zsinórhossz az  $1,5 \leq L \leq 6$  között van.

A (18)-as formula megmutatja, hogyan változik a  $c_e$  tényező, amit alaktényezőnek is nevezhetünk annál az ejtőernyőnél, amelynek a kupoláján nincs konstrukciós légáteresztés a zsinórhossz megváltoztatásakor.

Nézzük meg, hogyan hat a konstrukciós légáteresztőképesség és a konstrukciós légáteresztőképesség biztosító rések elhelyezése a kupolán a  $c_e$  alaktényezőre.

Tételezzük fel, hogy az ejtőernyőkupolát  $N$  darab koncentrikus körgyűrűből alakítjuk ki, melyek között van a konstrukciós légáteresztőképességet biztosító ugyancsak koncentrikus rés-sor. (5. ábra) Az első ilyen rés a szélkémény legyen.



5. ábra

Ejtőernyőkupola sémája konstrukciós légáteresztőképességgel.

A korábban megállapítottak alapján a kupolára ható erő azonos az állandó nyomáseséssel. E feltétel alapján minden körgyűrűre felírható a (16) szerinti általános megoldás.

Megkeressük  $R$ ,  $r$ ,  $\vartheta$ ,  $\varphi$ , megoldásait és az  $s$  független változót minden körgyűrű bal oldalára 1-es index-szel, jobb oldalára 2-es indexszel jelöljük.

Tehát az  $i$ -edik gyűrű bal oldalára kapjuk:

$$s_{i1}; R_{i1}; r_{i1}; \tilde{\vartheta}_{i1}; \varphi_{i1} \quad (i=1, 2, \dots, N),$$

a jobb oldalára:

$$s_{i2}; R_{i2}; r_{i2}; \tilde{\vartheta}_{i2}; \varphi_{i2}; \quad (i=1, 2, \dots, N).$$

Az  $i$ -edik gyűrű szélessége  $\Delta s_i = s_{i2} - s_{i1}$ .

Önmagától értetődik az összefüggés:

$$\begin{aligned} R_{(i+1)1} - R_{i2} &= (s_{(i+1)1} - s_{i2}) \sin \tilde{\vartheta}_{i2}; \\ r_{(i+1)1} - r_{i2} &= (s_{(i+1)1} - s_{i2}) \cos \tilde{\vartheta}_{i2}; \\ \tilde{\vartheta}_{(i+1)1} &= \tilde{\vartheta}_{i2}, \quad i=2, 3, \dots, N, \end{aligned} \quad (19)$$

ami arról tanuskodik, hogy a radiális szalag (kupolán átmenő zsinór) hatása a rés szélességére lineáris marad.

Mivel az első körgyűrű a szélkéményt határolja, ezért a bal oldalán a következő határfeltételek érvényesülnek:

$$\tilde{\vartheta}_{11} = \frac{\pi}{2}, \quad r_{11} = 0, \quad R_{11} = s_{11} \quad \text{при} \quad s = s_{11}. \quad (20)$$

Az  $N$ -edik körgyűrű jobb oldala azonos a kupola belépőével, ebből következőleg  $s_{N2} = 1$ . Mivel azonban az ejtőernyő konstrukciója adott, ezért bármely körgyűrű és bármely rés szélessége ismert, ami azt jelenti, hogy ismertek az  $s_{i1}$  és  $s_{i2}$  méretei ( $i=1, 2, \dots, N$ ).

A (16) általános megoldásából, felhasználva a (20) határfeltételeket, meghatározhatjuk a  $k_1$  és  $\varphi_{11}$  állandókat az első körgyűrűre.

$$\text{Igy:} \quad \sin \frac{\pi}{4} = k_1 \sin \varphi_{11}; \quad s_{11} = \sqrt{\frac{2}{\tilde{\alpha}_0}} k_1 \cos \varphi_{11};$$

vagy:

$$k_1 = \sqrt{\sin^2 \frac{\pi}{4} + \frac{\tilde{\alpha}_0}{2} s_{11}^2}; \quad \sin \varphi_{11} = \frac{\sin \frac{\pi}{4}}{k_1}. \quad (21)$$

Adott  $\tilde{\alpha}_0$  paraméternél  $k_1$  és  $\varphi_{11}$  állandók ismertek és a (16) megoldása teljesen meghatározza az első körgyűrű alakját.

Ezután az  $\tilde{\alpha}_0$ -t állandó értékűnek vesszük. Ekkor az első körgyűrűre kapjuk:

$$\sin \frac{\tilde{\vartheta}}{2} = k_1 \sin \varphi; \quad R = \sqrt{\frac{2}{\tilde{\alpha}_0}} k_1 \cos \varphi;$$

$$r = \frac{1}{\sqrt{2\tilde{\alpha}_0}} \{2 [E(\varphi_{11}; k_1) - E(\varphi; k_1)] - [F(\varphi_{11}; k) - F(\varphi; k)]\};$$

$$s = s_{11} + \frac{1}{\sqrt{2\tilde{\alpha}_0}} [F(\varphi_{11}; k_1) - F(\varphi; k_1)].$$

Igy a  $k_1$  és  $\varphi_{11}$  meghatározható a (21) kifejezéssel. Feltételezve az utóbbi összefüggésnél, hogy  $s = s_{12}$ , megkapjuk a  $\varphi_{12}, R_{12}, r_{12}, \tilde{\vartheta}_{12}$  értékeit az első gyűrű jobb oldalára.

Rá kell mutatni arra, hogy ha meghatározott az  $i$ -edik körgyűrű alakja, azaz ismertek az

$\varphi_{i2}, R_{i2}, r_{i2}, \tilde{\vartheta}_{i2}$

és  $k_i$  értékei, akkor az  $(i+1)$ -ik körgyűrű alakja is meghatározható. Legyen  $\varphi_{i2}, R_{i2}, r_{i2}, \tilde{\vartheta}_{i2}$

és  $k_i$  nagysága ismert. A (16) megoldásával az utolsó és az első (19) megkapható:

$$k_{(i+1)} \sin \varphi_{(i+1)1} = k_i \sin \varphi_{i2};$$

$$\sqrt{\frac{2}{\tilde{\alpha}_0}} [k_{(i+1)} \cos \varphi_{(i+1)1} - k_i \cos \varphi_{i2}] = (s_{(i+1)1} - s_{i2}) \sin \tilde{\vartheta}_{i2}$$

vagy:

$$\operatorname{ctg} \varphi_{(i+1)1} = \operatorname{ctg} \varphi_{i2} + \sqrt{\frac{\tilde{\alpha}_0}{2}} \frac{(s_{(i+1)1} - s_{i2}) \sin \tilde{\vartheta}_{i2}}{k_i \sin \varphi_{i2}}; \quad (22)$$

$$k_{i+1} = k_i \frac{\sin \varphi_{i2}}{\sin \varphi_{(i+1)1}}$$

Most már az  $(i+1)$ -ik gyűrűre kapjuk:

$$\sin \frac{\tilde{\vartheta}}{2} = k_{(i+1)} \sin \varphi; \quad R = \sqrt{\frac{2}{\tilde{\alpha}_0}} k_{(i+1)} \cos \varphi;$$

$$r - r_{(i+1)1} = \frac{1}{\sqrt{2\tilde{\alpha}_0}} \{2 [E(\varphi_{(i+1)1}; k_{i+1}) - E(\varphi; k_{(i+1)})] -$$

$$- [F(\varphi_{(i+1)1}; k_{(i+1)}) - F(\varphi; k_{(i+1)})]\}; \quad (23)$$

$$s = s_{(i+1)1} + \frac{1}{\sqrt{2\tilde{\alpha}_0}} [F(\varphi_{(i+1)1}; k_{(i+1)}) - F(\varphi; k_{(i+1)})].$$

Itt  $\varphi_{(j+1)1}; k_{(j+1)}$  a (22) formulával határozható meg, az  $r_{(j+1)1}$  pedig a (19) második formulájával.

A (23) összefüggés teljesen meghatározza az  $(i+1)$ -ik gyűrű formáját. Amikor  $i+1=N$ , akkor a (23) összefüggés teljesen meghatározza az utolsó,  $N$ -edik gyűrű alakját. Felhasználjuk a belépőélnél a határ-feltételt:

$$R_{N2} + L \sin \tilde{\vartheta}_{N2} = 0, \quad s = 1$$

az ejtőernyő mértékegység nélküli  $L$  zsinórhosszának meghatározására. Az utolsó kifejezésbe behelyettesítve  $R_{N2}$  és  $\sin \tilde{\vartheta}_{N2}$  helyébe a (23) formula szerinti értékeiket  $i+1=N$  esetre és elvégezve az egyszerűsítéseket, átalakításokat, kapjuk:

$$L = \frac{1 - s_{N1}}{\operatorname{tg} \varphi_{N2} \sqrt{1 - k_N^2 \sin^2 \varphi_{N2}} [F(\varphi_{N1}, k_N) - F(\varphi_{N2}, k_N)]} \quad (24)$$

A (24) képlet meghatározza azt az ejtőernyőzsinór mértékegység nélküli  $L$  hosszát az adott  $\alpha_0$  paraméter értéknek megfelelően, és a kupola adott törvényszerűség szerinti konstrukciós légáteresztőképességénél.

Az ejtőernyőkupolán képzett nyílások mértékét általában  $k_e$  konstrukciós légáteresztőképességgel jellemzik, amely megmutatja, a kupolafelület mekkora hányada a rés-felülete. A vizsgált esetben az adott perforáció koncentrikus résekkel:

$$k_{ii} = \sum_{l=1}^N (s_{i1}^2 - s_{(i-1)2}^2) s_{02} = 0,$$

ahol  $s_{i1}, s_{(i+1)2}$  – relatív méretek.

A (22)–(24) kifejezéseket számszerűen megoldották. Az  $\alpha_0$  paraméter  $2 \leq \tilde{\alpha}_0 \leq 6,5$  értékek között változhat. Minden egyes  $\alpha_0$  paraméterre több konstrukciós légáteresztőképesség elrendezés került meghatározásra a kupolán. A réseket egyenletesen és egyenetlenül osztották el a kupolán, továbbá egyenletesen és egyenetlenül a kupola különböző övezeteiben ennek során. Így a konstrukciós légáteresztőképesség ( $k_e$ )  $0 \leq k_e \leq 0,45$  határok között változott, a konstrukciós légáteresztőképességet biztosító rések száma is 5-től 50-ig terjedt.

A számítások eredményét felhasználva, minden  $k_e$  paraméter értékhez meghatározásra került az approximatív összefüggés:

$$(\tilde{c}_e)_{k_e = \text{const}} = f_L = \frac{L + a}{b + cL}$$

és kiszámításra került:

$$f_1(L) = f(L)/f(4).$$

Kiderült, hogy  $f_1(L)$  megoldásában kiszámított pontok eltérése az approximatív összefüggéstől

$$f_1(L) = \frac{L - 0,39}{0,135 + 0,87L}$$

nem haladja meg az 1,5 %-ot, azaz az értékek változása

$$(\tilde{c}_e)_{L=4} - (\tilde{c}_e)_{L=4} = \text{const}$$

az  $L$  zsinórhossz változtatásakor azonosan megy végbe bármely  $k_e$  paraméternél a  $0 \leq k_e \leq 0,4$  intervallumban.

A továbbiakban rögzítve lett egy sor  $L$  zsinórhossz érték, és vizsgálatra került, hogyan változik a  $(\tilde{c}_e)_{L=\text{const}}$  a  $k_e$  paraméter változtatásánál. Megállapítást nyert, hogy

$$\left( \tilde{c}_e / (\tilde{c}_e)_{k_e=0} \right)_{L=\text{const}}$$

megoldásánál az  $L$  paraméter az  $1,5 \leq L \leq 5$  intervallumban approximálható a

$$f_2(k_e) = 1 - k_e. \quad (25)$$

összefüggéssel úgy, hogy a számított pontok eltérése az approximációs görbétől nem haladja meg az 1,2 %-ot.

Igy a fentiek alapján az elég nagy  $n$  számú zsinórral rendelkező ejtőernyőre felírhatjuk:

$$\tilde{c}_e = (\tilde{c}_e)_{L=4} f_1(L) f_2(k_e), \quad (26)$$

ahol  $f_1(L)$  és  $f_2(k_e)$  értéke meghatározható a (18)-nak és a (25)-nek megfelelően.

Figyelembe véve a (17) és (26) formulákat, s azt, hogy  $(\tilde{c}_e)_{L=4} = 0,5$ , kapjuk az ejtőernyő ellenállási tényezőjére a következő kifejezést:

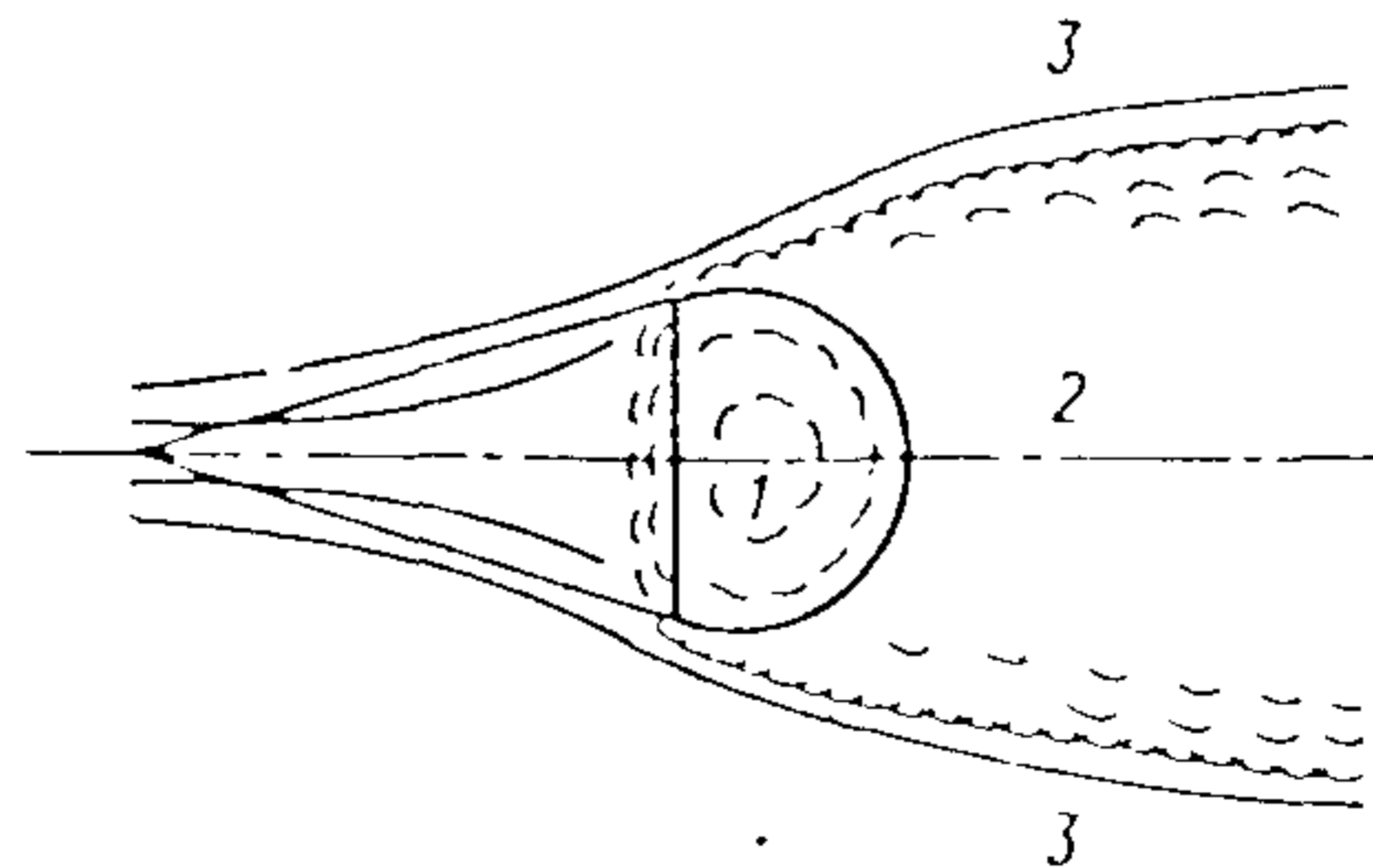
$$\tilde{c}_e = 0,5 \frac{\Delta p}{q_\infty} f_1(L) f_2(k_e). \quad (27)$$

## 6. Az ejtőernyőkupolára ható nyomásesés

Az állandó és stabilizálódott  $v$  sebességű áramlás a belobbant tengelyszimmetrikus ejtőernyő körül, melynek a kupoláját légáteresztő anyagból készítették, s rendelkezik konstrukciós légáteresztőképességgel is, modellezéssel vizsgáljuk.

A későbbiekben összeállításra kerül egy matematikai modell, amely lehetővé teszi azon nyomásesés változásának meghatározását, amely az ejtőernyőkupolára hat, s a belobbant tengelyszimmetrikus ejtőernyő körüli áramlásleválásoknak jól ismert kísérleti adataira támaszkodik. Ehhez a modellhez a következő megkötések szükségesek.

- 1) A  $Re$  (Reynolds) szám, amit az ejtőernyő jellemző méretei alapján számolunk:  $Re \geq 10^6$ . Az ejtőernyő körüli áramlásmező felosztható két részre; a kupola alatt és valamennyivel előtte a turbulens áramlás területe, amely a kupola után átmegy a leváló követőörvénybe. A jelzett turbulens övezeten kívül – potenciális áramlás van. A kupola előtti burbulens zónából a követő örvényáramba jutnak el a gáztömegek. Ezekután pótlása a potenciális áramlásból, a kupola alá áramló gáztömegek révén megy végbe. (6. ábra)



6. ábra

A belobbant tengelyszimmetrikus kupola áramlási képe. 1–Turbulens zóna a kupola alatt és előtt, 2–Turbulens követőáram, 3–Potenciális áramlás zónája.



2) A gáztömegek mozgásának processzusa a kupola előtti turbulens zónából a követő örvényáramba csak a perifériális részekre terjed ki. A kupola belső felületéhez közel a gáz lefékeződik, ha a kupola nem légáteresztő. Ha a kupola légáteresztő, akkor feltételezhető, hogy a kupolától megfelelő távolságban kiválasztható egy kontroll felület, amelyen a  $p_1$  nyomás és a  $v_1$  sebesség állandó. Ekkor a sebesség normális (merőleges) irányú a kontroll-felülethez képest.

3) A  $p_1$  nyomás a kontroll felületen közel azonos a fékezési nyomással, ha a kupola nem légáteresztő. Légáteresztő kupolknál a  $v_1$  sebesség és  $p_1$  nyomás kapcsolatos (összefügg) az áramlás kifejező egyenlettel:

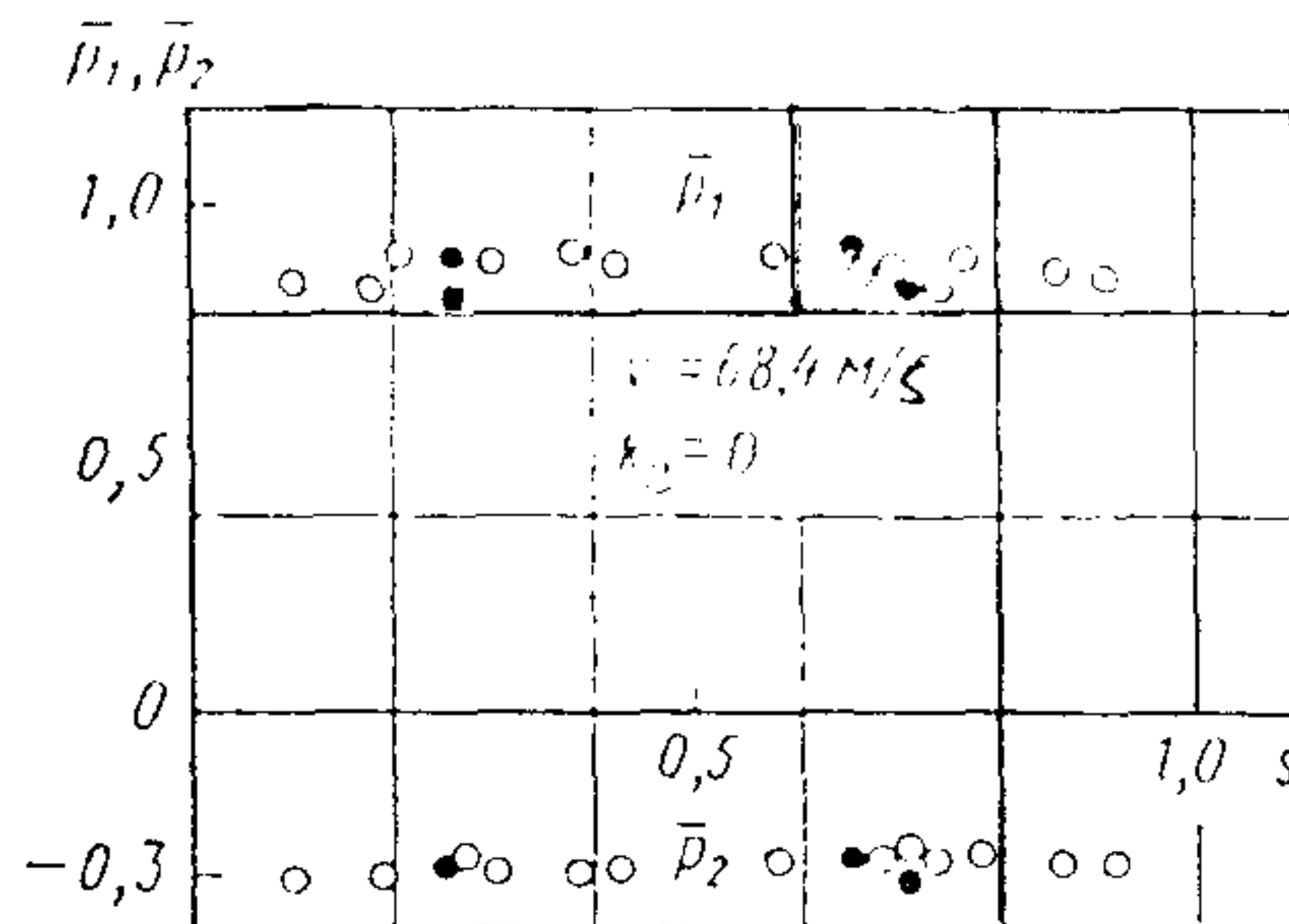
$$p_1 + \frac{\rho v^2}{2} = p_\infty + k_1 \frac{\rho v_\infty^2}{2}, \quad (28)$$

ahol:  $k_1 < 1$  – a hidraulikus veszteséget jellemző tényező.

4) A  $p_2$  nyomás a követőáramlásban a kupola külső felületéhez közel, állandó és egyenesen arányos a belső nyomással a potenciális áramlásban.

A fenti megkötések az ismert kísérleti adatoknak. Ténylegesen már az első művekben, amelyek az ejtőernyő aerodinamikájával foglalkoztak, megállapítást nyert, hogy úgy a  $p_1$  nyomás, mint a  $p_2$  gyakorlatilag közel állandó, a kupola egész felületén.

A  $p_1$  és  $p_2$  nyomások tipikus függése a kiterített (sík) kör alakú ejtőernyő metszethosszától a 7. sz. ábrán látható.



7. ábra

A nyomástényező változása tengelyszimmetrikus ejtőernyőnél az  $s$  metszethossztól.

$$\bar{p}_1 = \frac{p_1 - p_\infty}{\frac{\rho v_\infty^2}{2}}, \quad \bar{p}_2 = \frac{p_2 - p_\infty}{\frac{\rho v_\infty^2}{2}}$$

Egyes művekben már rámutattak a kupola előtti turbulens zóna meglétére és megállapították, ha a kupola nem légáteresztő, akkor az áramlás a belső felületéhez közel lefékeződik.

Az 1–4. előfeltételekből kiindulva kapunk egy egyenletrendszer, annak a  $\Delta p = p_1 - p_2$  nyomásesésnek a meghatározására, amely az ejtőernyőkupolára hat.

A 2. kiindulófeltétel alapján az erő egyenlete szakadásmentes, a légáteresztő kupolára és a kontrollfelületre felírva, a következő formájú:

$$F_2 v_1 = \alpha F_0 v_3 + (F_e - F_0) v_i, \quad (29)$$

ahol:  $F_e$  – az ejtőernyőkupola felülete,  $F_0$  – a konstrukciós légáteresztőképesség felülete,  $v_3$  – a legjobban összenyomott áramlás sebessége, amely a konstrukciós légáteresztő nyíláson folyik ki,  $v_i$  – az anyagon keresztüli áramlás sebessége,  $\alpha$  – az áramlásösszehúzóási tényező.

A  $v_3$  sebesség és a  $\Delta p$  nyomásesés közötti kapcsolatot meg lehet kapni a konstrukciós légáteresztés nyílásain kiáramló levegősugárra felírt Bernoulli-egyenletből:

$$p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p_2 + (1 + \lambda) \frac{\rho v_3^2}{2}, \quad (30)$$

ahol:  $\lambda$  – a hidraulikai veszteségtényező.

A szövött technikai anyagok légáteresztőképességének meghatározására végzett vizsgálatok alapján megállapítható, a kapcsolat a szöveten átáramló gáz (folyadék) sebessége és a szövetre ható nyomásesés között. Gyakorlatilag is megállapításra került, hogy a technikai szövött anyagokra is érvényes az összefüggés:

$$\frac{\Delta p}{\frac{\rho v_i^2}{2}} = c_{w_0} \left( 1 + \frac{l}{\frac{v_i d_*}{v}} \right), \quad (31)$$

ahol:  $\nu$  – a kinematikai viszkozitás-tényező,  $c_{w_0}$  és  $d_*$  pedig meghatározott számértékek a konkrét technikai szövetekre (2. sz. táblázat)

szövetszám	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$c_{w_0}$	81,35	76,7	158,7	220	334,3	606	1353,6	83,5	43,2	77,08
$d_* \cdot 10^4, \text{ m}$	1,64	1,01	1,86	1,01	0,78	1,21	3,16	2,49	0,42	0,56

Kiindulva a 4. sz. előfeltételből a  $p_2$  nyomás a követőáramlásban, az ejtőernyő külső felületéhez közel, hasonló az összetartó áramlás paramétereit kifejező egyenlettel:

$$p_2 + \frac{\rho v_4^2}{2} = p_0 = p_\infty + \frac{\rho v_\infty^2}{2}, \quad (32)$$

ahol:  $v_4$  – a sebesség a külső potenciális áramlásban.

Gömbnek, potenciális, ideális folyadék által való körüláramlásnál, maximális értékű annak az áramvonalnak a sebessége, amely közvetlenül határos a gömbbel, értéke  $1,5 v_\infty$

Ekkor a legnagyobb sebességérték a gömb legnagyobb keresztmetszeténél realizálódik. Az 1. sz. feltétel figyelembevételével számolhatjuk, hogy:

$$v_4 = \tilde{\beta} v_\infty \quad (1 < \tilde{\beta} < 1,5).$$

Ebben az esetben a (32) helyett felírhatjuk:

$$p_2 = p_\infty - (\tilde{\beta}^2 - 1) \frac{\rho v_\infty^2}{2}. \quad (33)$$

A (28) és (33) összefüggésekből következik:

$$\Delta p = p_1 - p_2 = (k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1) \frac{\rho v_\infty^2}{2} - \frac{\rho v_1^2}{2}. \quad (34)$$

A (29), (31) és (34) egyenletek lehetővé teszik kifejezni a  $\Delta p$ ,  $v_1$ ,  $v_3$  és  $v_i$  értékeit az áramlás  $p_\infty$   $v_\infty$  paramétereivel, a  $k_1$ ,  $\tilde{\beta}$ ,  $\lambda$ ,  $\tilde{\alpha}$  tényezők, az  $F_0$  konstrukciós légáteresztőképesség felület rés-felülete és a  $c_{w0}$ ,  $d_x$  konstansok, (amelyek jellemzik a konkrét technikai szövetet) segítségével.

Ha az ejtőernyő kupoláját a rajtalévő konstrukciós légáteresztő felületekkel diafragmaként kezeljük, a  $\lambda$  hidraulikus veszteségi tényezőre és az  $\alpha$  sugárösszehúzódsági tényezőre felírhatjuk:

$$\lambda = 0,06, \quad \tilde{\alpha} = 0,64. \quad (35)$$

A (29), (31) és (34) kifejezéseket mértékegység nélkülire változtatva és átírva:

$$\bar{v}_{1,3,i} = v_{1,3,i} / v_\infty; \quad \bar{\Delta p} = \Delta p / \frac{\rho v_\infty^2}{2}; \quad (36)$$

$$k_\varepsilon = F_0 / F_\varepsilon.$$

$$\bar{v}_1 = \tilde{\alpha} k_\varepsilon \bar{v}_3 + (1 - k_\varepsilon) v_i,$$

Kapjuk:

$$\bar{\Delta p} = (1 + \lambda) \bar{v}_3^2 - \bar{v}_1^2, \quad (37)$$

$$\bar{\Delta p} = c_{w0} \bar{v}_i^2 \left( 1 + \frac{1}{\bar{v}_i \text{Re}_*} \right),$$

$$\bar{\Delta p} = k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1 - \bar{v}_1^2.$$

Itt:

$$\text{Re}_* = \frac{v_\infty d_*}{\nu}.$$

A (37) egyenletrendszer megoldva kapjuk:

$$\bar{v}_3 = \left( \frac{k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1}{1 + \lambda} \right)^{1/2}, \quad \bar{v}_1 = \tilde{\alpha} k_\varepsilon \left( \frac{k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1}{1 + \lambda} \right)^{1/2} + (1 - k_\varepsilon) \bar{v}_i, \quad (38)$$

$$\Delta p = c_{w0} \bar{v}_i^2 + \frac{c_{w0}}{\text{Re}_*} v_i.$$

Az egyenlet a  $v_i$  kiszámításához a következő formájú:

$$[c_{w_0} + (1 - k_e)^2] \bar{v}_i^2 + \left[ \frac{c_{w_0}}{Re_*} + 2\tilde{\alpha}k_e(1 - k_e) \left( \frac{k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1}{1 + \lambda} \right)^{1/2} \right] \bar{v}_i - (k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1) \frac{1 + \lambda - (\tilde{\alpha}k_e)^2}{1 + \lambda} = 0.$$

Ebből következnek:

$$\begin{aligned} \bar{v}_i = & \frac{\sqrt{\left[ \frac{c_{w_0}}{Re_*} + 2\tilde{\alpha}k_e(1 - k_e) \left( \frac{k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1}{1 + \lambda} \right)^{1/2} \right]^2 +}}{2 [c_{w_0} + (1 - k_e)^2]} \\ & + \frac{+ [c_{w_0} + (1 - k_e)^2] (k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1) \frac{1 + \lambda - (\tilde{\alpha}k_e)^2}{1 + \lambda}}{2 [c_{w_0} + (1 - k_e)^2]} \\ & - \frac{\left[ \frac{c_{w_0}}{Re_*} + 2\tilde{\alpha}k_e(1 - k_e) \left( \frac{k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1}{1 + \lambda} \right)^{1/2} \right]}{2 [c_{w_0} + (1 - k_e)^2]} \end{aligned} \quad (39)$$

A gyökjel előtt pozitív előjelet kell figyelembe venni, fizikai megfontolásból, mivel  $\bar{v}_i < 0$ .

A (38) és (39) formulák lehetővé teszik a  $\bar{v}_1, \bar{v}_3, \bar{v}_i$  mértékegységnélküli sebességek és a  $\Delta \bar{p}$  mértékegység (dimenzió) nélküli nyomásesés kifejezését a  $k_1, \tilde{\beta}, \lambda, \tilde{\alpha}$ , tényezőkkel, az ejtőernyő adott konstrukciós paraméterével ( $k_e$ ), a  $c_{w_0}$  konstanssal, amely a kupolaanyagot jellemzi és a  $Re_x$  számmal.

Abban az esetben, amikor el lehet tekinteni az anyagon keresztül történő áramlást a viszkozitástól, az inerciális erőkhöz képest, a (31) kifejezésből a zárójeles második tag elmarad. Ekkor a (38) és (39) formula leegyszerűsödik a  $Re_x \rightarrow \infty$  határhoz való közeledése miatt. Végeredményben kapjuk:

$$\bar{v}_i = (k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1)^{1/2} A; \quad \Delta \bar{p} = c_{w_0} (k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1) A^2; \quad (40)$$

$$A = \frac{\sqrt{c_{w_0} + (1 - k_e)^2 - \frac{(\tilde{\alpha}k_e)^2 c_{w_0}}{1 + \lambda} - \frac{\tilde{\alpha}k_e(1 - k_e)}{(1 + \lambda)^{1/2}}}}{c_{w_0} + (1 - k_e)^2}$$

Az A megoldása csak minden egyes konkrét ejtőernyőnél a  $k_e$  és  $c_{w_0}$  paramétereiktől, valamint az ismert  $\lambda$  és  $\alpha$  tényezőktől függ.

## 7. Az ejtőernyő számított légellenállási tényezőjének összehasonlítása a kísérleti adatokkal

A (27) kifejezést, amely az ejtőernyő ellenállási tényezőjének kiszámítására szolgál, figyelembe véve (40)-ben meghatározott mértékegység nélküli nyomásesést, felírhatjuk a következő formában:

$$c_e = 0,5c_{\Sigma}, \left(k_1 + \tilde{\beta}^2 - 1\right) A^2 f_1(L) f_2(k_e). \quad (41)$$

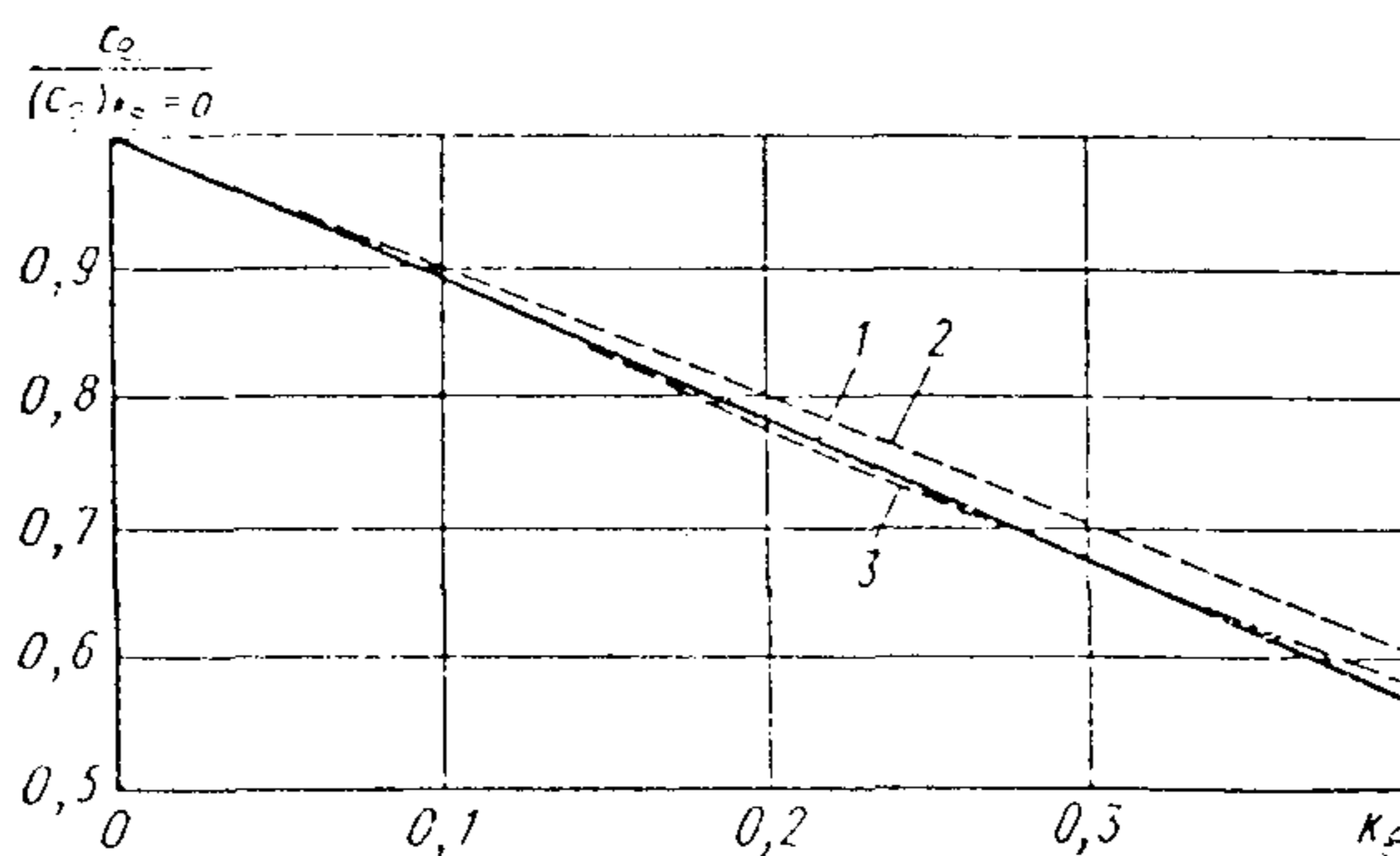
Most már, a (41) formula segítségével vizsgálhatjuk az ellenállási tényező számítható és kísérletnél mért értékeinek összefüggését.

Önkényesen megválasztott konstrukciós légáteresztőképességű ejtőernyőkupola ellenállási tényezőjének nagysága az ugyanezen ejtőernyő, nulla konstrukciós légáteresztőképességű változatának ellenállási tényezőjéhez viszonyítva meghatározható:

$$c_e / (c_e)_{k_e=0} = f_2(k_e) \left(A / A_{k_e=0}\right)^2,$$

ha azt vesszük számításba, hogy a  $k_1$  és  $\beta$  tényezők nem függenek a  $k_e$  paramétertől.

Az ellenállási tényező változása a konstrukciós légáteresztőképesség változásakor a 8. sz. ábrán kerül bemutatásra.



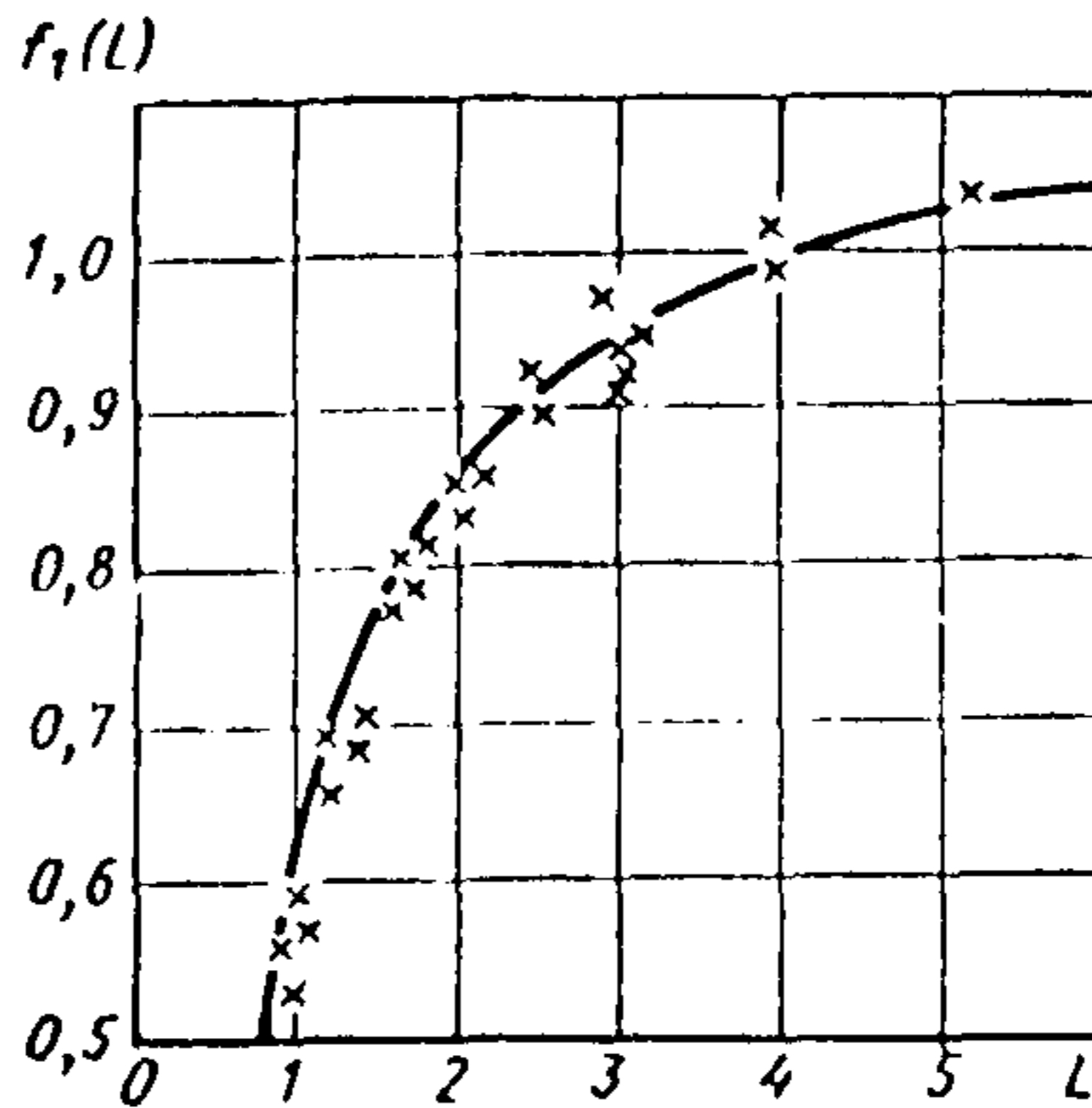
8. ábra

Az ejtőernyő légellenállási tényezőjének relatív változása a konstrukciós légáteresztéssel rendelkező ejtőernyőhöz képest. 1—számított görbe, 2—kísérleti görbe, szalagejtőernyővel, 3—kísérleti görbe kiterített kör alakú ejtőernyővel.

Ugyanezen az ábrán megfigyelhető a kísérletek eredménye is, amit szalagejtőernyők, illetve kiterített kör alakú ejtőernyők szélsatornás vizsgálatánál mértek. A kiterített kör típusú ejtőernyőkupolák konstrukciós légáteresztőképességét a szövetanyag kivágásával hozták létre a meridiális és koncentrikus erősítőszalagok között. A kísérleti eredmények görbéjének relatív eltérése a számítotttól nem haladja meg a szalagejtőernyőknél az 5,5 %-ot, kiterített kör alakú ejtőernyőnél pedig az 1,5 %-ot a vizsgált teljes konstrukciós légáteresztő tartományban:  $0 \leq k_e \leq 0,4$ .

Az ejtőernyő ellenállási tényező nagyságának összefüggése a tetszőleges hosszúságú zsinórral és a nyitott kupola sugara négyszeresének megfelelő hosszúságú zsinórral ellátott ejtőernyőkupola légellenállási tényezőjével, kiszomolható:  $c_e / (c_e)_{L=4} = f_1(L)$ , segítségével.

Az ejtőernyő ellenállási tényezőjének függése a zsinórhossztól a 9. sz. ábrán kerül bemutatásra. Összehasonlíthatók a számított adatok a kísérletek során mért pontokkal, amely kísérleteket különböző ejtőernyőkkel végeztek szélcsatornában. A kísérleti és a számított adatok között az eltérés nem haladja meg a 3,5 %-ot a zsinórhossz  $2,8 \leq L \leq 6$  tartományban.



9. ábra

Az ejtőernyőkúpola relatív ellenállási tényezőjének függése a mértékegységnélküli  $L$  zsinórhossztól.  
 — számított, xxxxx kísérleti adat.

A (41) segítségével számított légellenállási tényezők nagysága a kiterített kör típusú, különböző méretű ejtőernyőknél ugyancsak megfelelnek a kísérletinél mért értékeknek, melyeket a 3. sz. táblázat mutat be.

3. sz. táblázat

$\alpha = 0,64$		$\lambda = 0,06$				
Kúpolaanyag	$F_e$	$L$	$k_e$	$c_e^o$	$c_e$	$\frac{c_e^o - c_e}{c_e^o}$
56004P	6,0	4,36	0,16	0,65	0,64	0,0154
56002P	5,75	2,08	0,23	0,5	0,508	0,0168
56002P	2,82	1,98	0,23	0,49	0,501	0,024
56002P	6,0	1,81	0,14	0,53	0,553	0,043
56002P	6,0	1,81	0,15	0,53	0,546	0,031
56002P	6,0	1,81	0,185	0,54	0,521	0,036
56002P	6,0	1,81	0,215	0,54	0,498	0,077
56011	1,4	6,0	0,15	0,69	0,677	0,019
56009P	1,5	2,44	0,09	0,62	0,64	0,032

A kísérleti ( $c_e^0$ ) ellenállási tényező értékek a számítottól 7 %-kal kevesebbel térnek el. A számítások elvégzéséhez a  $k_1$  és  $\tilde{\beta}$  tényezők a következő értékűek voltak:  $k_1=1$ ,  $\tilde{\beta}=1,26$ .

## 8. A tengelyszimmetrikus ejtőernyők aerodinamikai erő- és nyomatéktényezőinek függése az állásszögtől

Az ejtőernyők aerodinamikai erő- és nyomatéktényezőinek függését az állásszögtől általában kísérletileg állapítják meg, az ejtőernyő, vagy modelljének szélcsatornában történő megfújásával.

A jelzett tényezők meghatározásának egyik lehetséges módja, berendezése a szakirodalomban ismertetésre került. Az egyik ilyen berendezés egy hosszú tartóból áll, amely az aerodinamikai mérleg felső részén van. A tartó elülső részén fülecsek vannak, ejtőernyőzsinórok zsinórhurkáinak a rögzítésére. Az ejtőernyőkupola közepéhez lyukkal ellátott fémrúd csatlakozik. Az ejtőernyő ezzel a rúddal elmozdítható a tartón és végig csúsztatható rajta. A sebességvektor és az ejtőernyő szimmetriatengelye (rúd) közötti szög hozza létre a tartó elmozdulását vertikális, vagy horizontális síkban, miközben az erőket és a nyomatékokat regisztrálja a szélcsatorna aerodinamikai mérlege.

A továbbiakban kerülnek ismertetésre az elvégzett kísérletek adatai, eredményei, a megfelelő szakirodalomból.

A 10. és 11. sz. ábrán kerülnek bemutatásra a  $C_{xv}$ ,  $c_{yv}$ ,  $m_{zv}$  tényezők függései az  $\alpha$  állásszögtől, kiterített kör alakú és különböző felületű, nulla konstrukciós légáteresztésű ejtőernyőkupoláknál. A levezetett összefüggések az adott konstrukciójú ejtőernyőnél tipikusak. Meg kell jegyezni, hogy a vizsgált tengelyszimmetrikus ejtőernyők egyensúlyi helyekkel bírnak:

$$\begin{aligned}c_{xv}(\alpha) &= c_{xv}(-\alpha); & c_{yv}(\alpha) &= -c_{yv}(-\alpha); \\m_{zv}(\alpha) &= -m_{zv}(-\alpha); \\c_{yv}(0) &= 0; & m_{zv}(0) &= 0\end{aligned}$$

és erő szempontjából ennek az analízisnek a  $c_{xv}(\alpha)$ ,  $c_{yv}(\alpha)$ ,  $m_{zv}(\alpha)$  megoldásait elegendő csak a pozitív  $\alpha$  tartományban meghatározni.

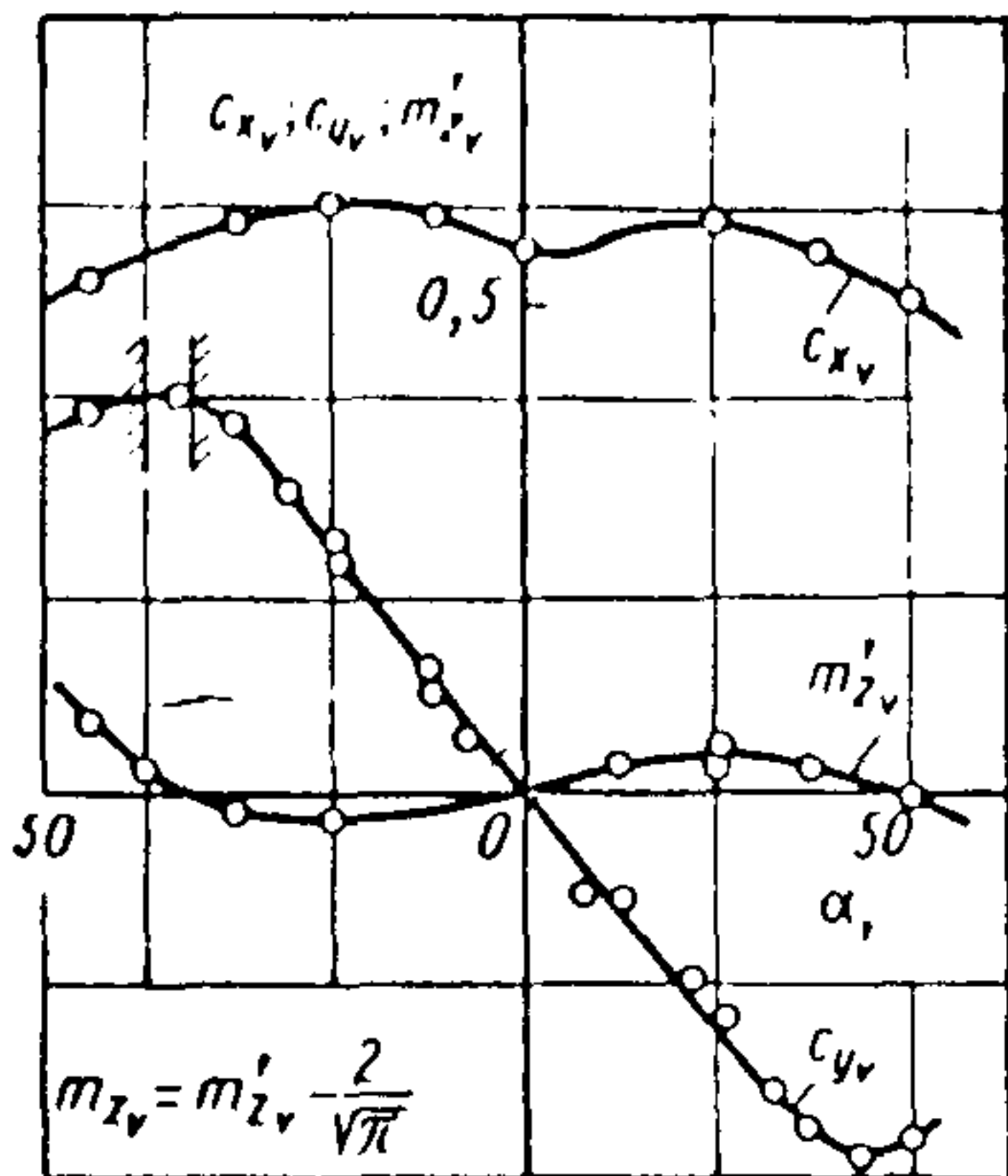
A  $c_{xv}(\alpha)$  megoldása pozitív, két pontban extrém: minimumot ad  $\alpha=0$ -nál és maximumot az  $\alpha \approx 10-15^\circ$  tartományban.

A  $c_{xv}(\alpha)$  megoldása negatív, extrém pontja az  $\alpha = \alpha_x$ . A leszármaztatott  $c_{yv}^a(\alpha) < 0$ , ha a  $0 \leq \alpha \leq \alpha_*$  és  $c_{yv}^a(\alpha) > 0$ , továbbá ha  $\alpha > \alpha_*$ .

Az  $m_{zv}(\alpha)$  megoldása abszolút értelemben kicsi a teljes állásszögtartományban, 0-val egyenlő  $\alpha=0$ -nál és  $\alpha = \alpha_1$ -nél. A leszármaztatott  $m_{zv}^a(0) > 0$  és  $m_{zv}^a(\alpha_1) < 0$ .

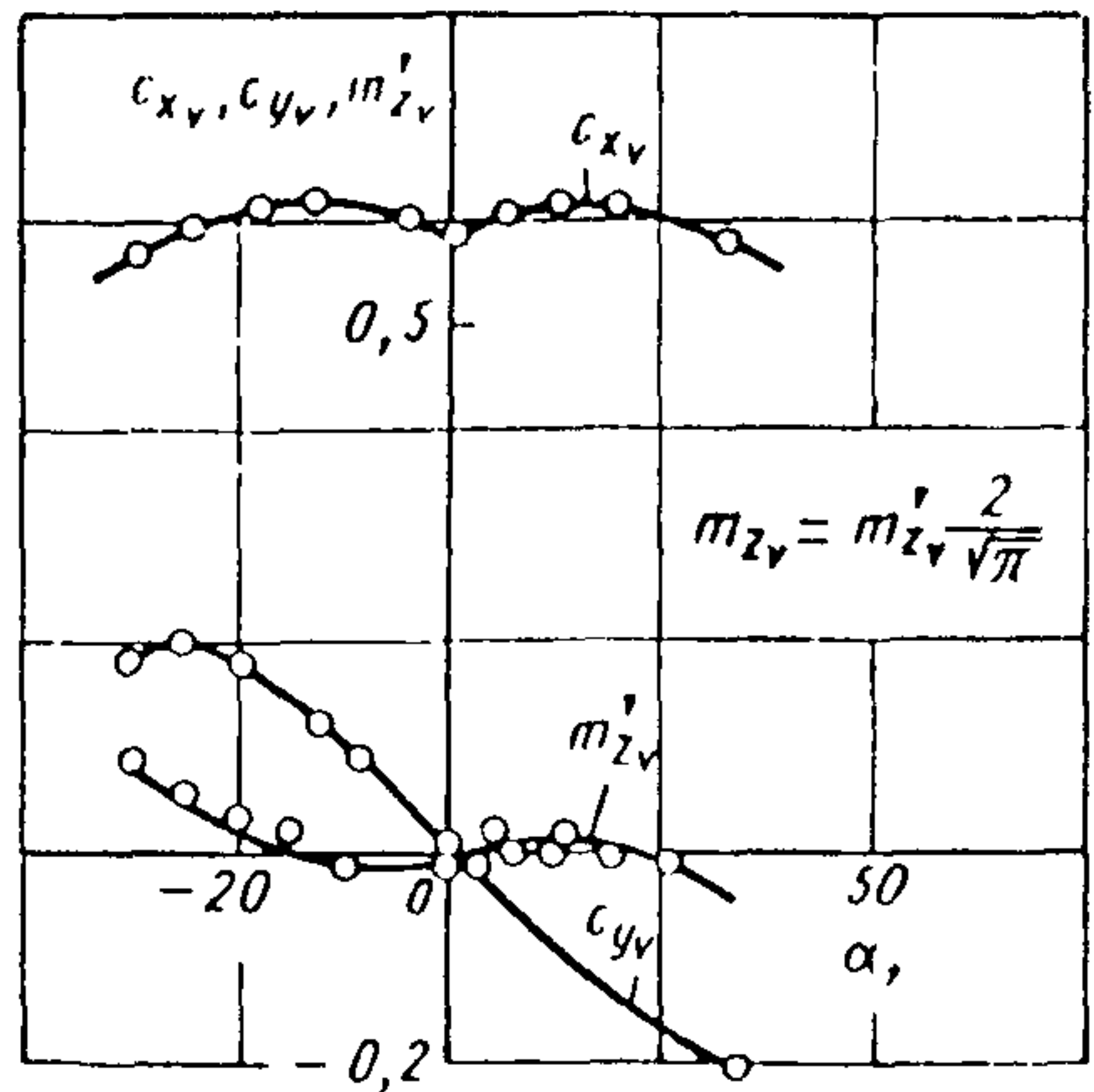
Eképpen, az áttekintett, kísérleti kiterített kör alakú ejtőernyőknél, melyek nem rendelkeznek a kupolájukon konstrukciós légáteresztéssel, a homlokellenállási tényező mindig az állásszög csökkentésére hat, a felhajtóerő növekedése pedig az állásszög növelésére, ha  $0 \leq \alpha < \alpha_*$  és a csökkentésre, ha  $\alpha > \alpha_*$ . Az  $\alpha=0$  állásszögön az ejtőernyő instabil. Az  $\alpha = \alpha_1$  állásszög stabil egyensúlyi szögeként jelentkezik.

Az ejtőernyőkupola légáteresztésének a növelése akár a szövetanyag cseréjével, nagy légáteresztőképességre, akár a kupolán kialakított konstrukciós légáteresztőképességgel az  $m_{zv}(\alpha)$  és  $c_{yv}(\alpha)$  megoldásának megváltozásához vezet.



10. ábra

Az aerodinamikai tényezők függése az állásszögtől. (az ejtőernyő típusa: kiterített kör,  $F_e=6\text{m}^2$ ,  $k_e=0$ ,  $L=2$ .)



11. ábra

Az aerodinamikai tényezők függése az állásszögtől. (Az ejtőernyő típusa: kiterített kör,  $F_e=63\text{m}^2$ ,  $k_e=0$ ,  $L=1,6$ .)

A 12. sz. ábrán a  $c_{xv}(\alpha)$ ,  $c_{yv}(\alpha)$ ,  $m_{zv}(\alpha)$  összefüggései láthatók kiterített kör típusú ejtőernyőre, különböző konstrukciós légáteresztőképességek esetén.

A  $c_{xv}(\alpha)$  függvény jellege nem változik a konstrukciós légáteresztőképesség  $k_e=0,06$ -tól  $k_e=0,15$ -ig történő növelésekor. A  $c_{xv}(\alpha)$  megoldások abszolút értéke csökken a  $k_e$  növekedésekor. Ez által, nyilvánvaló, hogy  $-15^\circ$   $15^\circ$  állásszögtartományban a  $c_{xv}(\alpha)$  relatív értékének a változása ugyanúgy megy végbe, mint  $0$  állásszögnél, azaz helyes a formula:

$$\frac{c_{xv}(\alpha)}{c_{xv}(\alpha)_{k=0}} = \frac{A^2}{A_{k=0}^2} (1 - k), \quad k \leq 0,15, \quad 15^\circ < \alpha < 15^\circ,$$

ahol  $A$  megoldását a (40)-ből lehet meghatározni.

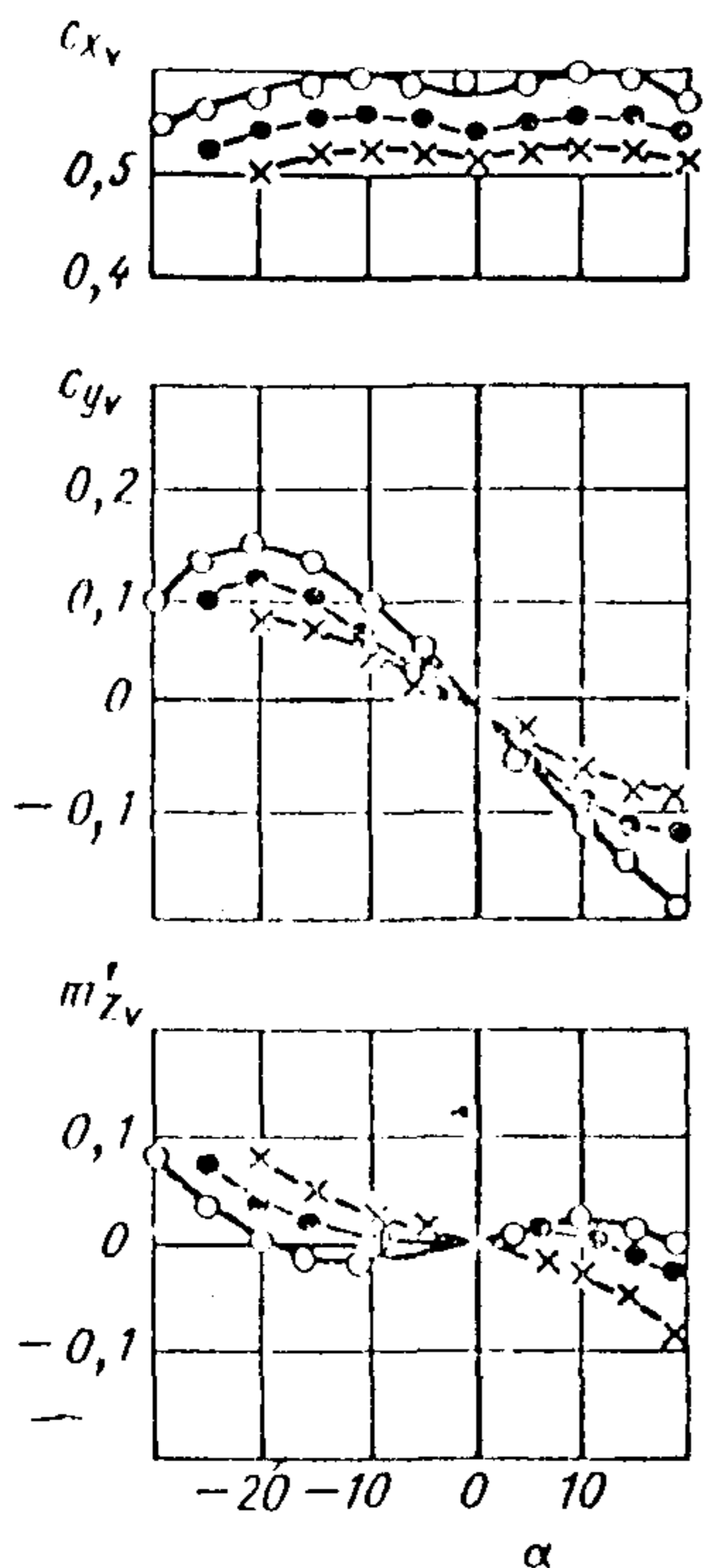
A  $c_{yv}(\alpha)$  megoldásának abszolút értéke és a belőle származtatott  $c_{yv}^\alpha(0)$  közelítőleg kétszeresen lecsökken a kupola konstrukciós légáteresztőképességének  $6-15\%$ -os növelésekor.

Az ejtőernyőkupola légáteresztőképességének növelése az  $m_{zv}(\alpha)$  megoldásának minőségi megváltozásához vezet. Míg  $k_e=0,06$ -nál az  $m_{zv}(\alpha)$  megoldása  $0$ -vá válik,  $\alpha=0$ -nál és  $\alpha=\pm\alpha_1$ -nél azaz a görbe három pontban metszi az abszcisszát, addig  $k_e \geq 0,1$  esetén csak egy abszcissa metszéspont adódik, az  $\alpha=0$  állásszögnek megfelelően. Ekkor a lezármaztatott  $m_{zv}^\alpha$  megváltoztatja előjelét  $k_e$  növelésekor,  $m_{zv}^\alpha(0) > 0$ , ha  $k_e < 0,06$  és  $m_{zv}^\alpha(0) \leq 0$ , ha  $k_e \geq 0,1$ .

Ezáltal a kupola légáteresztőképességének növelésével nő az ejtőernyő stabilitása,  $\alpha=0$  állásszögnél alakul ki a stabil, egyensúlyi állásszög.

Analóg tendencia figyelhető meg ugyanígy a szalag- és résejtőernyőknél, melyek  $c_{xv}(\alpha)$ ,  $c_{yv}(\alpha)$  és  $m_{zv}(\alpha)$  összefüggései a 13. és 14. sz. ábrán láthatók.

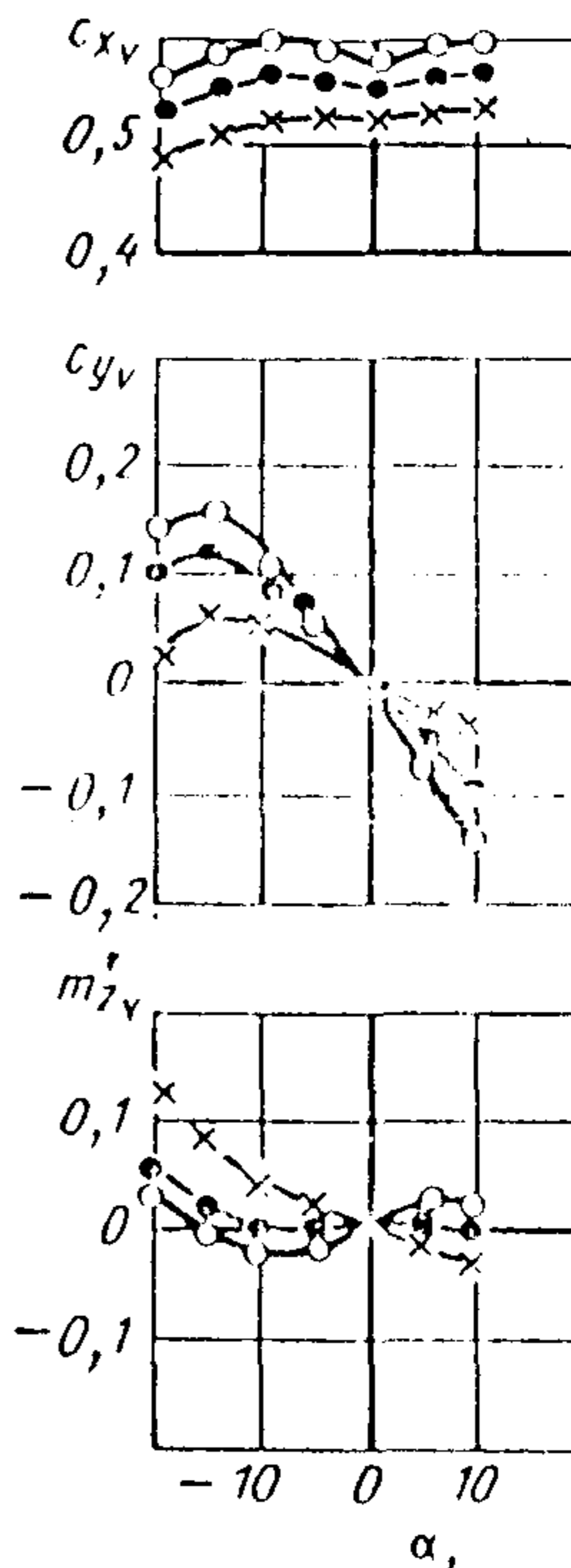




12. ábra

A konstrukciós légáteresztés hatása az aerodinamikai jellemzőkre.

(Az ejtőernyő típusa: kiterített kör,  $F_e = 10 \text{ m}^2$ ,  $L=2$ ,  $o - k_e = 0,06$ ,  $\bullet - k_e = 0,1$ ,  $\times - k_e = 0,15$ )



13. ábra

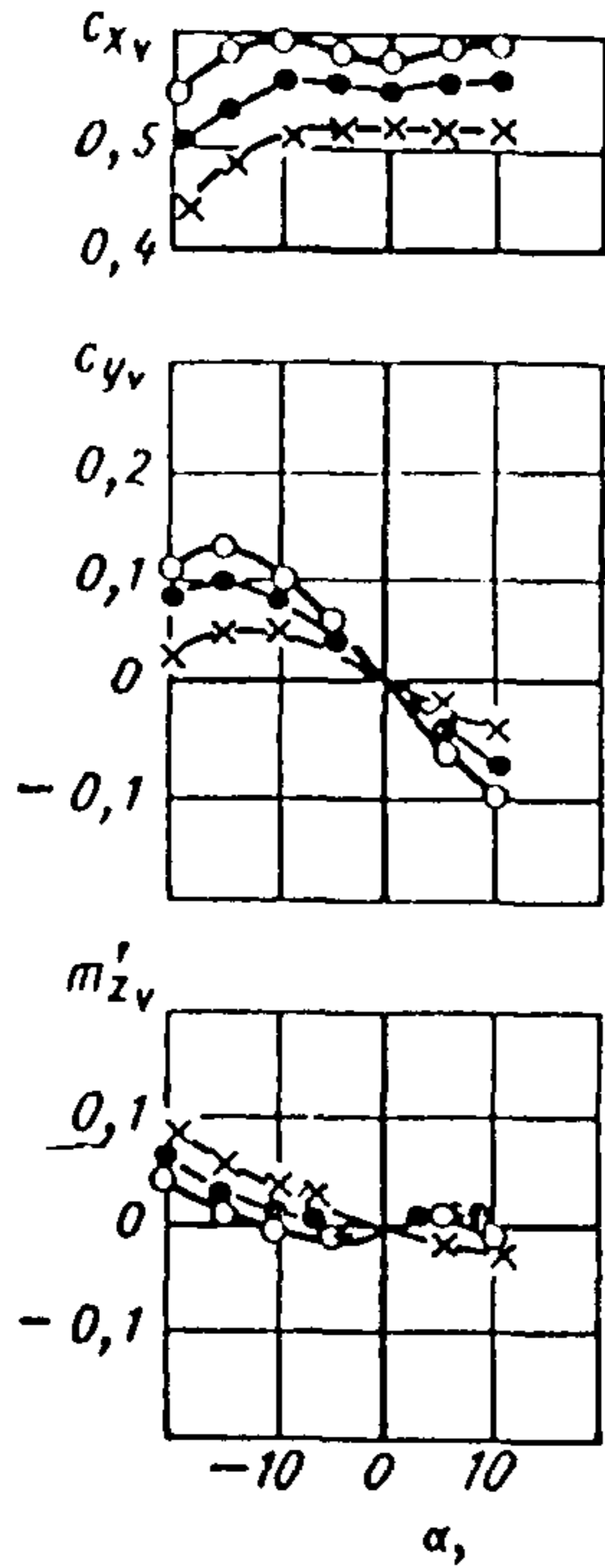
A konstrukciós légáteresztés hatása az aerodinamikai jellemzőkre.

(Az ejtőernyő típusa: szalagejtőernyő,  $F_e = 16 \text{ m}^2$ ,  $L=2$ ,  $o - k_e = 0,06$ ,  $\bullet - k_e = 0,1$ ,  $\times - k_e = 0,15$ )

A kúp alakú tengelyszimmetrikus ejtőernyők állásszöggel kapcsolatos aerodinamikai erő és nyomaték összefüggéseit a 15. sz. ábra tartalmazza. A  $c_{xv}(\alpha)$  megoldása a kúp alakú ejtőernyőkre pozitív, kifejezett minimumot tartalmaz  $\alpha = 0$ -nál. A  $c_{yv}(\alpha)$  megoldása lineáris a  $-10^\circ < \alpha < 10^\circ$  intervallumban és átmegy a koordinátarendszer kezdőpontján. A leszámított  $c_{yv}(\alpha) > 0$ . Az  $m'_{zv}(\alpha)$  megoldása lineáris az  $\alpha$  vizsgált változási intervallumban s átmegy a koordinátarendszer kezdőpontján. A leszámított  $m'_{zv}(\alpha) \approx -1,9, 1/\text{rad} < 0$ . Ezáltal a kúpos ejtőernyő egy balansz ponttal rendelkezik  $\alpha = 0$ -nál az ejtőernyő statikusan stabil.

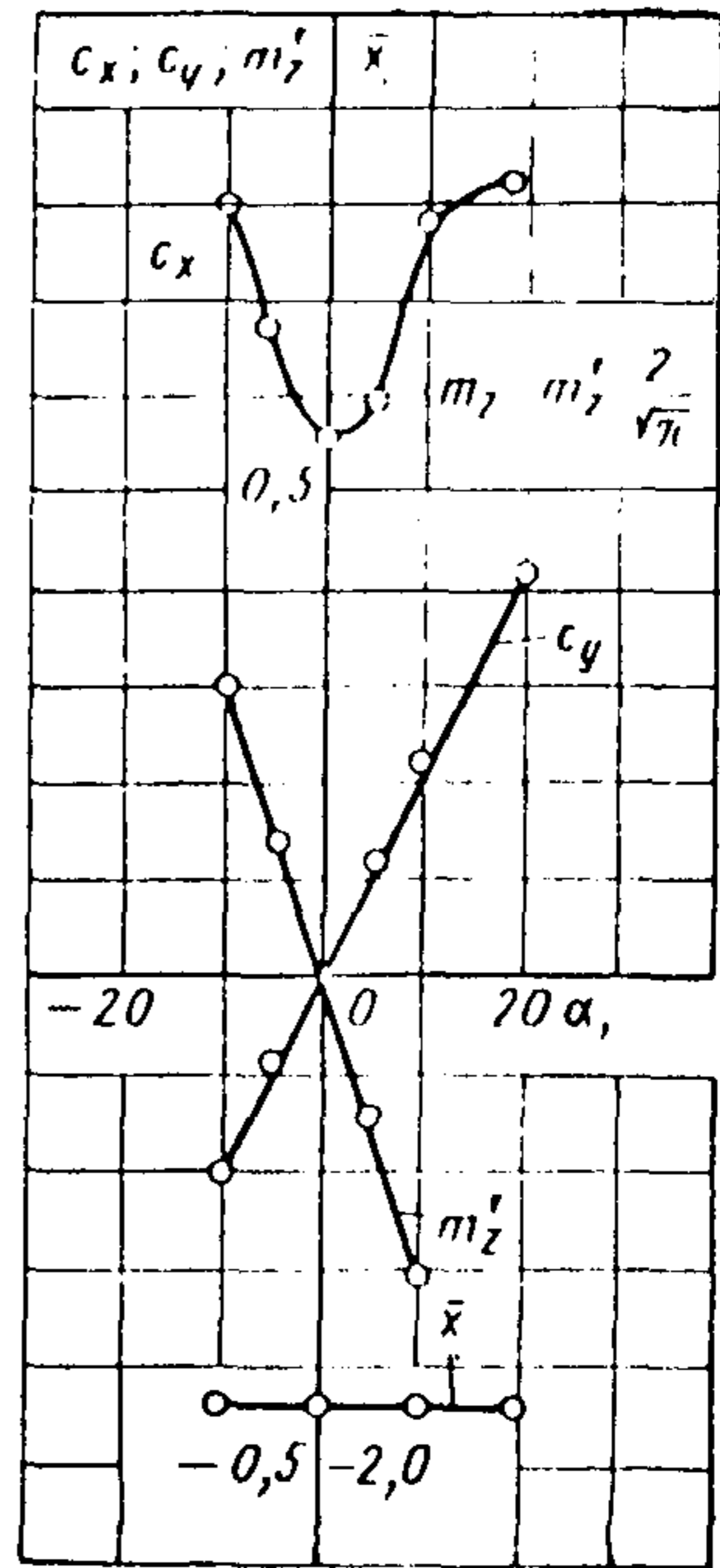
### 9. Az ejtőernyő nyomásközéppontja

Az ejtőernyők nyomásközéppontjának az egyensúlyi aerodinamikai erők támadáspontját nevezzük. Tételezzük fel, hogy a nyomásközéppont az ejtőernyő szimmetriatengelyén van, azaz a rögzített koordinátarendszer OX tengelyén.



14. ábra

A konstrukciós légáteresztés és az aerodinamikai jellemzők összefüggése.  
 Résejt ejtőernyő:  $F_e = 24 \text{ m}^2$ ,  $L=2$ . o –  $k_e=0,06$   
 ● –  $k_e=0,1$  ✕ –  $k_e=0,15$ .



15. ábra

Az aerodinamikai tényezők és az állásszög összefüggése.  
 Kúp alakú ejtőernyő:  $F_e = 6 \text{ m}^2$ ,  $k_e=0$ ,  $L=2$ .

A nyomásközéppont helyzetét általában  $X_p$  koordinátával határozzák meg, amit a zsinórzat csomópontjától értelmeznek, mivel e pontban van a koordinátarendszer origója. (L. az 1. sz. ábrát.)

Az  $x_p$  koordinátája az  $M_z$  bőlíntási nyomaték és az  $Y$  normálirányú erő egyensúlyából adódik, amely a nyomásközéppontban hat, azaz:

$$x_p = - \frac{M_z}{Y} .$$

Mivel

$$M_z = m_z \frac{\rho v_\infty^2}{2} F_e^{3/2};$$

$$Y = c_y \frac{\rho v_\infty^2}{2} F_e,$$

ezért: 
$$x_p = - \frac{m_z}{c_y} \sqrt{F_e}$$

vagy pedig dimenzió nélküli  $\bar{x}_p = x_p/s_0$  koordinátákkal:

$$\bar{x}_p = - \frac{m_z}{c_y} \sqrt{\pi}. \quad (4.2)$$

Szárny esetén a nyomásközéppont helye változik az állásszög változásának függvényében. Vizsgáljuk meg, hogyan változik a tengelyszimmetrikus ejtőernyő nyomásközéppontjának helyzete az állásszög változásakor.

A 15. sz. és 17. sz. ábrákon megfigyelhető a tengelyirányú, a normális irányú erők tényezőinek és a bólintónyomaték tényezőjének kísérletileg megállapított függése a kúp- és kiterített kör alakú ejtőernyők állásszögétől.

Ugyanezen ábrákon szerepel az  $\bar{x}_p$  dimenzió nélküli koordinátája ezen ejtőernyőknek, ami a (16)-os formula segítségével lett kiszámolva, különböző állásszögekre. Az elemzés azt mutatja, hogy a nyomásközéppont helyzete úgy a kiterített kör-, mint a kúp alakú ejtőernyőknél nem függ az állásszögtől. Ezáltal bebizonyosodott, hogy a nyomásközéppont közel marad ahhoz a ponthoz, amit az ejtőernyő szimetriatengelye metsz ki a belépő élen átmeneő síkból.

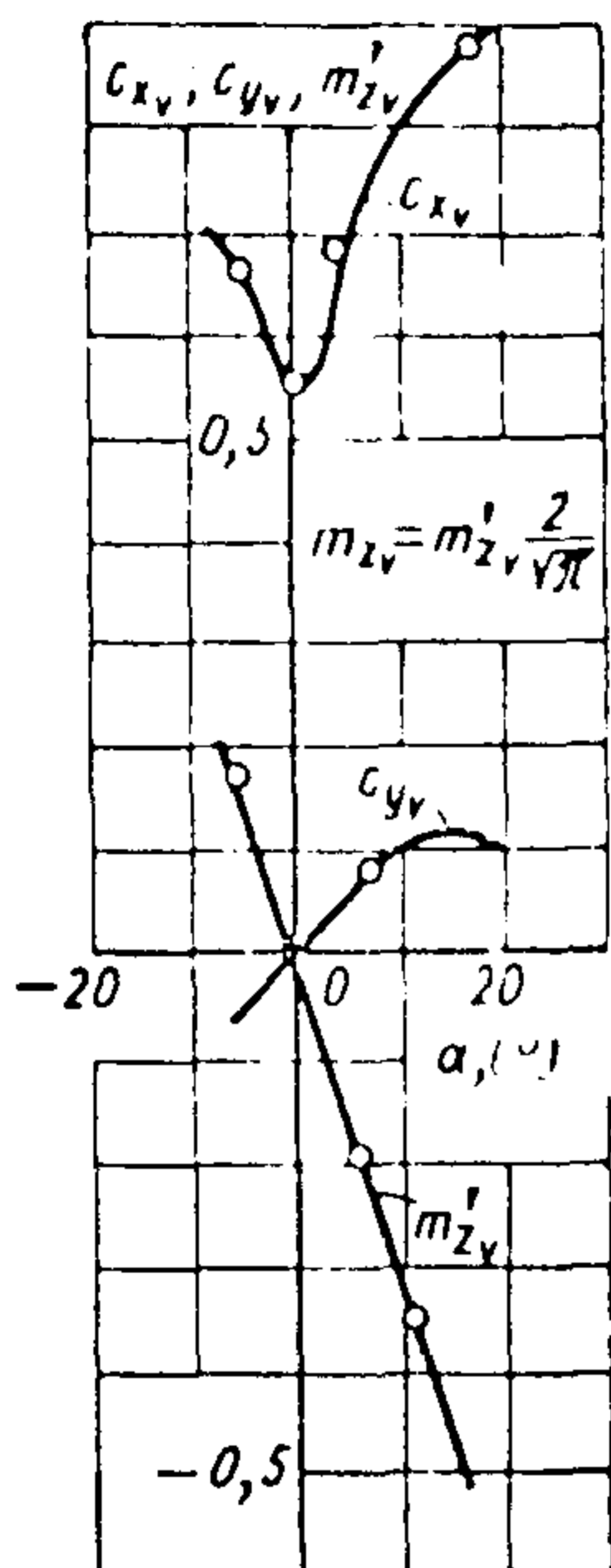
## 10. Az ejtőernyő redukált tömege

Merev test nemstacionárius mozgásának tanulmányozásakor ideális folyadékban, feltételezett potenciális áramlásban az áramlás aerodinamikai hatását a testre általában úgynevezett redukált tömeg segítségével határozhatjuk meg.

A test tömegközéppontjának mozgásegyenlete a légüres térben és a forgása a tömegközépponthez képest, tartalmazza a tömeget és a test megfelelő inerciális nyomatékait is.

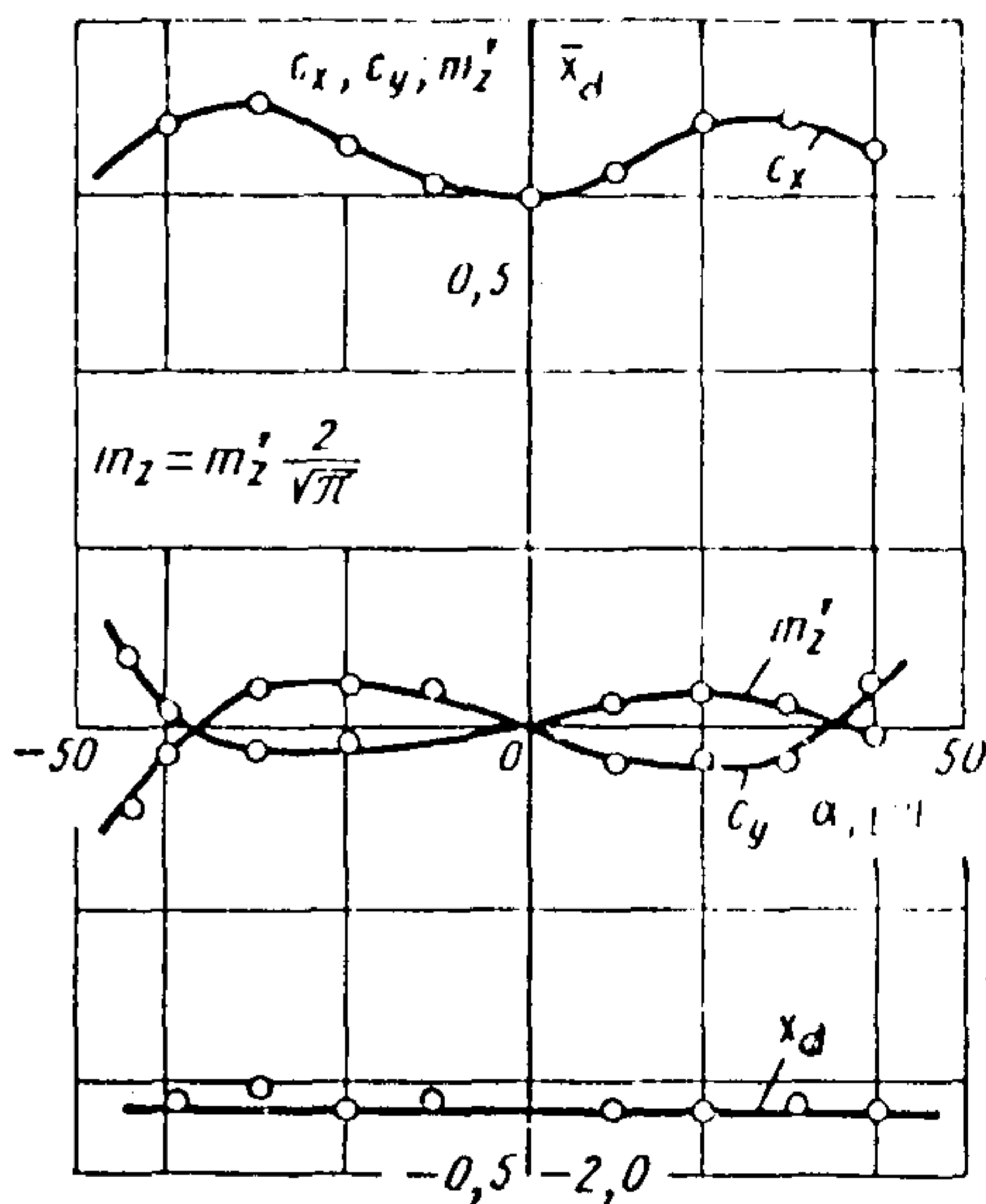
A potenciális áramlásban a test mozgásegyenletei ideális, össze nem nyomható folyadékban, ugyanolyan formájúak, mint légüres térben, mindössze a tömeg és a nyomatékok jellemzői változnak meg a redukált tömegnek nevezett értékre. Általános esetben a tetszőleges alakú redukált tömegek a test mozgása közben a különböző tengelyek mentén különbözőek lesznek. A hidrodinamikában az ideális folyadékok  $\lambda_{ij}$  redukált tömegei kiszámíthatók:

$$\lambda_{ij} = \lambda_{ji} = -\rho \iint \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} y_j ds = -\rho \iint \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} y_i ds \quad (i, j = 1, 2, \dots, 6),$$



16. ábra

Rögzített koordináta tengelyek. Kúp alakú ejtő-  
ernyő:  $F_e = 6 \text{ m}^2$ ,  $k_e = 0$ ,  $L = 2$ .



17. ábra

Rögzített koordináta tengelyek. Kiterített kör alakú  
ejtőernyő:  $F_e = 6 \text{ m}^2$ ,  $k_e = 0$ ,  $L = 2$ .

ahol a  $\lambda_i$  ( $i=1,2,\dots,6$ ) potenciálok megfelelnek a test mozgásának sajátos formájának. Mivel  $\lambda_i = \lambda_{ji}$ , ezért tetszőleges alakú testre ki lehet számítani a  $\lambda_{ij}$  ( $i,j=1,2,\dots,6$ ) 21 független tényezőjét. Az ellipszoid alakú forgástestekre  $\lambda_{ij}$  tényezőinek száma 6-ra csökken. Minden egyes tényező különböző számértékű  $ij$  indexszel ebben az esetben nullává lesz.

Az ellipszoid forgástestek síkpárhuzamos mozgásának leírásához csupán három  $\lambda_{ij}$  tényező értékét kell ismernünk:  $\lambda_{11}$  – a redukált tömeget a test mozgásához a forgástengely mentén, amely egybeesik a rögzített koordináta-rendszer OX tengelyével,  $\lambda_{22}$  – a redukált tömeget a test rögzített koordináta-rendszer OY tengelye mentén történő mozgásához, és  $\lambda_{66}$  – a redukált tömeget a test OZ tengely körüli forgásához.

Az elég nagy számú zsinórral rendelkező tengelyszimmetrikus ejtőernyő modellje egy egytengelyű forgásfelület. Ha feltételezzük, hogy a potenciális áramlás van a teljesen feltöltött (belobbant) tengelyszimmetrikus kupolánál, akkor ennek haladó mozgását leíró egyenletekhez ideális, összenyomhatatlan folyadékban 8  $\lambda_{ij}$  ( $\lambda_{11}, \lambda_{22}, \dots, \lambda_{66}$ ) tényezőt kell ismerni. A  $\lambda_{26}$  és  $\lambda_{35}$  tényezők az ejtőernyőnél nem lesznek 0-k, mivel ezeknél hiányzik a szimmetriasík, amely merőleges a forgástengelyre.

Az ismert kísérleti eredmények arról tanuskodnak, hogy a potenciális áramlás a teljesen belobbant tengelyszimmetrikus ejtőernyő körül nem lehetséges. Azonban néhány matematikai modellen belül, melyek leírják a teher-ejtőernyő rendszer dinamikáját, az áramlás aerodinamikai kölcsönhatását az ejtőernyőre a potenciális áramlás feltételezéséből kiindulva határozták meg.

Az ejtőernyő elméletbe bevezetett klasszikus redukált tömeg révén felhasználhatók azok a modellek, melyekben az ejtőernyő tömeg- és nyomaték jellemzői meghatározott értékre nőnek, amit tradicionálisan nevezünk redukált tömegnek.

Az ejtőernyő ezen nem klasszikus redukált tömegének természetét a következő módon lehet megvilágítani. Az elfogadott matematikai modellnek megfelelően, amely leírja az ejtőernyő körüli áramlást állandósult áramlási térben (v.ö. a 6. fejezettel), feltételezzük, hogy a kupola alatt, bizonyos távolságra az előtt, kialakul egy rubulens-leváló tartomány. A tömegvándorlás a kupola előtti turbulens körzet és a követő örvénylés között csak a külső részt érinti ebből a tartományból. Ez légátnemeresztő kupolánál, meghatározott sebességnél, a turbulens zóna belső részeiből abszolút értékében nem nagymértékű és a légáteresztő kupola oldala felé irányul.

A gáz  $m$  tömege, amely a vizsgált turbulens zónában van, kifejezhető:

$$m = \alpha \rho_{\infty} \frac{4}{3} \pi s_0^3,$$

ahol:  $\alpha$  – tényező, amely függ az ejtőernyőkupola teljes áteresztő felületétől, a kinyílt (belobbant) alak geometriájától.

Egy sor esetben az ejtőernyő-teher dinamikai kérdéseinek vizsgálatánál elfogadható az a feltételezés, hogy az ejtőernyő nem stacionárius mozgásakor a kupola előtt kialakul egy turbulens zóna, melyben a gáz tömege meghatározható az előbbi formulával. Ezáltal az erők és nyomatékok az ejtőernyőre, vagy az ejtőernyő-teher rendszerre vonatkozó egyenletrendszerben meghatározhatók a redukált tömeggel való számítással. Ekkor a megfelelő tömeg és nyomaték jellemzőket ugyancsak az ejtőernyő redukált tömegének nevezzük.

A  $\alpha$  tényező gyakorlatilag a kísérleti adatok és az ejtőernyő-teher rendszer dinamikája számítási eredményeinek összevetéséből határozható meg. Ezáltal elfogadható, hogy az  $\alpha$  tényező különböző számszerű értékekkel rendelkezik, különböző redukált tömegeknél.

**Fordítás**

## **R. Marschall: A TÖRVÉNYSZÉK ÉS MI**

*(Parachutist 1983. május)*

Azok számára, akik egy héten öt napot a jogi kérdésekkel foglalkoznak és a maradék két napot ejtőernyőzéssel töltik el, az USPA és a kanadai Sportejtőernyős Társulás ellen indított per különösen érdekes.

Új problémát jelentenek ezek a perek? Vagy vannak hasonló, az ejtőernyőzéssel kapcsolatos törvényes példák, amelyek számunkra némi elképzelést adhatnak arról, mi történt máshol – amikor a perek és az ejtőernyők egymással kapcsolatosak?

Ezzel kapcsolatban kerestem az esetek közt és egy kanadai (B.C. Hardwood), valamint négy USA-beli perre akadtam.

B.C. Hardwood és Millwork Ltd voltak a kedvezményezettek egy 50 ezer dolláros baleseti- és betegségbiztosítási kötvény alapján, amely kötvény tulajdonosa, a vállalat egyik alkalmazottja John Riedl volt. Riedl 1961. május 28-án hajtotta végre ötödik bekötött ugrását, de az eseményjelentésben nem tisztázott okok miatt sem a fő-, sem a tartalékejtőernyője nem nyílott ki. A biztosító társaság megta-

gadta a kifizetést, arra hivatkozva, hogy Riedl halálának körülményei a biztosítási kötvény szövegébe nem volt befoglalva, csak meghatározott típusú balesetre és sérülésre terjedt ki. Ezek közül az egyik olyan sérülésre is vonatkozott, amelyet repülőgépen, utasként utazva, — ha a repülőgép utasszállításra van berendezve — szenved el.

#### FIZETŐ UTAS?

Nem meglepően — miután hivatkoztak az értelmező szótár „aeronautika” címszavára, a törvény-szék képes volt arra a következtetésre jutni, hogy Riedl sérülései az aeronautikával kapcsolatosak és csak meghatározott sérülésekre érvényes a biztosítási kötvény.

Ám a bíróság döntése azt is jelezte, ha Riedl a repülőgépet menekülés céljából hagyja el a repülőgép meghibásodása miatt, akkor a sérülését úgy fogták volna fel, mint utazás közben elszenvedettet, akkor kiterjedt volna rá a biztosítása.

Más szavakkal, az a tény, hogy valaki elszenved-e sérülést, vagy sem — miközben a repülőgépen tartózkodik — az minősítésében attól függ, milyen célból (milyen okból kifolyólag) hagyta el a gépet. Az első amerikai bírósági eset egy olyan ejtőernyős katonával kapcsolatos, aki 1950-ben, az Alexandria-i repülőbemutatóra készülve, a földön álló egyik repülőgépre ereszkedett...

Az illető nyilvánvalóan megpróbálta belengetni magát, hogy két repülőgép közé érjen. A lengés „eredményeként” csigolyatöréseket és kompressziókat, saroktörést és zúzódásokat szenvedett el.

A biztosító társaság azonban sikeresen „megúszta” a kártérítés kifizetését, mert a kötvény kizárta az olyan baleseteket, amelyek aeronautikai gyakorlatok közben következnek be.

#### GONDATLANSÁG KÉRDÉSE

A következő két eset az úgynevezett jogfeladásról/lemondásról szól. Bizonyára már Önök is aláírtak olyan nyilatkozatot, amikor ugrani kezdtek, hogy teljes és kizárólagos felelősséget vállalnak mindazokért a szörnyű dolgokért, amelyek bekövetkezésében bizonyosak voltak.

Richard Hammerlind szerencséje — a célbaérési pontosságot illetően — nem volt valami nagy. Első ugrását 1973. november 16-án hajtotta végre és az állami 10. sz. út középvezetékén ért földet. Ezután további kiképzésen vett részt, s második ugrása alkalmából, 1974. július 14-én egy tóba esett.

Hammerlind aláírt egy jogfeladási nyilatkozatot amikor az ejtőernyős klubba beiratkozott és a bíróság így ítélte meg, ez a nyilatkozat hatásvédelmet nyújt úgy a repülőgép pilótájának, mint az ugróterület üzemeltetőjének a biztosítási, illetve kártérítési követelésekkel szemben — mert Hammerlind ezeket perelte.

A New York-i fellebbviteli bíróság azonban más következtetésre jutott a jogfeladási nyilatkozatok érvényességével kapcsolatban, amikor 1979-ben B. Gross beperelte az ugróterületet azon sérülések miatt, amiket első ugrása alkalmával elszenvedett.

Mielőtt Gross végrehajtotta volna az első ugrását, egyfajta nyilatkozatot írt alá, amelyben lemondott minden jogáról, hogy követeleéssel lépjen fel az ejtőernyős ugróterülettel, az oktatóval, vagy a pilótával szemben egy esetleges sérülése miatt.

A fellebbviteli bíróság úgy döntött, hogy a jogfeladási nyilatkozat csak akkor érvényes, ha az ugróterület személyzete nem követ el gondatlanságot. A logika ebben az érvelésben durván azzal hasonlítható össze, ha valakinek olyan védősisakot adunk, amely mindaddig véd, ameddig be nem veri valamibe a fejét...

#### A LÉGIFORGALMI IRÁNYÍTÁS FELELŐSSÉGE

Az utolsó, itt tárgyalandó eset Freeman-é, ami egy szörnyű tragédiával függ össze. Ez 1967-ben történt. Augusztus 27-én egy átalakított B-25-ös típusú bombázórepülőgép emelkedett nehézkesen levegőbe Ohio államban, 20 ejtőernyőssel a fedélzetén.

A 20 ejtőernyős közül tizenhét 6100 m magasságból készült FU-t végrehajtani. Amikor a gép elhagyta a földet, szétszórt felhők voltak csak az égen, de amikorra felértek a kívánt magasságba, 1200 méteren már zárt felhőtakaró volt. (Ez a felszállás után egy órával következett be.)

Szerencsére a légiforgalmi irányítóknak sikerült megtalálni a rádiólokátor képernyőjén a repülőgépet és megadta neki a szükséges információkat (irányt), hogy a repülőtér fölé kerülhessen. **SAJNOS, NEM A MEGFELELŐ GÉPET VEZETTE!**

A légiforgalmi irányító a B-25-nek annak a jelnek alapján adott utasítást, amelyet a képernyőn a gép jelének vélt. Valójában egy Cessna képét figyelte, amely a B-25-el egyidőben szállt fel, fényképpésszel a fedélzetén.

Az irányító azt mondta a B-25 pilótájának, hogy éppen jó irányba halad és 5 kilométernyire van a repülőtértől, holott a valóságban a B-25 ellenkező irányba repült, az Erie-tó felett.

Az ejtőernyősök a gép belsejében tökéletes sötétségben voltak, összebújva, s fogalmuk sem volt az alattuk elterülő tömör felhőtakaróról.

Még amikor a bombatér ajtókat kinyitották, akkor sem látták alattuk a felhőtakarót, mert a gép belsejében volt sötétség után a napfény elvakította őket. A pilóta jelzésére az ugrató útnak indította a 18 ejtőernyőst, akik, amikor áthatoltak a felhőn, 1200 m magasságban látták meg, hogy az Erie-tó felett vannak, kb. 6,5 kilométerre a partjától.

A 18 ejtőernyős közül 16 belefulladt a tóba. A bíróság nem vádolta a pilótát és az ugratót, akik tudták, vagy tudniuk kellett volna, hogy alattuk vastag felhőréteg van, a kormány szervét vádolták gondatlansággal, a légiforgalmi irányító szerepe miatt.

A kormány szervnek két ellenérve volt: először is, a légiforgalmi irányító feladata a repülés olyan irányítása, hogy az esetleges légi ütközések lehetőségét kiküszöbölje, ennél fogva a kérdéses légiforgalmi irányítóknak – a zárt munkahelyén ülve – nem volt kötelessége megállapítani, az ugrás biztonságos-e. A másik érv úgy hangzott, hogy a légiforgalmi irányító hanyagsága nem oka a tragédiának. A baleset soha nem következett volna be, ha a gép pilótája, az ugrató és az ugrók helyesen jártak volna el és nem ugrottak volna ki.

A bíróság válasza erre az volt, hogy először is, az ejtőernyősök részéről semmiféle helytelen cselekedet végrehajtására nem került sor, mert nem volt lehetőségük a felhőviszonyok megfigyelésére, s nem volt semmi okuk arra gyanakodni, hogy a gép pilótája és a saját ugratójuk utasítják őket a gépelhagyásra anélkül, hogy biztosan tudnák, alattuk van a repülőtér.

Másodszor, a pilóta hanyagsága és az ugrató hanyagsága bizonyíthatósága esetén sem lehetett volna baleset a légiforgalmi irányító hibája nélkül.

Ezért a kormány szerv a pert elvesztette. Az erről szóló jelentés azonban nem ismerteti, az elhunyt ejtőernyősök hozzátartozói, illetőleg kedvezményezettjeik milyen kártérítést kaptak.

A bírósági perek csúnya és költséges dolgok bárki számára, s véleményem szerint, egyenesen undorítóak, ha az ejtőernyőzéssel kapcsolatosak. Hiszen majdnem minden ilyen bírósági per valamelyikünk sérülésével, vagy halálával kapcsolatos.

Milyen jó lenne, ha 20 év múlva, amikor szándékom szerint, ismét belekotrok az ejtőernyőzéssel kapcsolatos perekbe, nem találnék semmi új írni valót...

**Fordította: Szuszékos János**

## **A. King, M. Johnston: A KEZDŐ EJTŐERNYŐSÖK BALESETEINEK MINIMALIZÁLÁSA** (*Parachutist 1984. február*)

A kezdő ejtőernyősök sérülése elsődleges forrása azoknak a pereknek és biztosítási kárigényeknek, amelyek sportunk – amúgy is szűkös – pénzforrásait apasztják.

Még ha az alperesek (ugróterület tulajdonosok-, üzemeltetők, pilóták, ugratók és oktatók) meg is nyerik az ilyen pereket, egy-egy ilyen győzelem igencsak költséges és az ugrókollektíva majdnem mindegyik tagja „osztódik” valamilyen módon a biztosítási kárigények anyagi terheiben:

- az ugróterület tulajdonosok, üzemeltetők emelhetik az ejtőernyős ugrások, vagy felszállások díjait, hogy visszaszerezzék veszteségüket,

- az ugróterület – ha elveszít ilyen pert – minden valószínűség szerint megszűnik működni és az ejtőernyősöknek más ugróterület (hely) után kell nézniük,
- az USPA tagsági díjak is emelkedhetnek, amikor a biztosítási díjak megnőnek, hiszen az egyes USPA tagok tagsági díjának jelentős részét a biztosításra fordítják.

Ennélfogva, az ugróterület üzemeltetők, tulajdonosok és minden ugró egyaránt nyer, ha csökkenteni lehet az évente előforduló biztosítási-kárpótlási esetek és költséges perek számát. Természetesen, lehetetlen a kezdők sérüléseit teljesen kiküszöbölni, de feltétlenül vannak gyakorlati módszerek a biztonság szintjének javítására.

Két célt tudunk – és kell – magunk elé tűzni: az egyik: minden tanuló tökéletesen kinyílt, belobbant kupola alatt ereszkedjen le. A másik: biztonságosan érjen a kezdő földet.

## BETARTANI A SZABÁLYOKAT

E célok elérése érdekében az erőfeszítéseket kezdjük azzal, hogy szigorúan tartjuk magunkat a – pontosan e célok érdekében kidolgozott – eljárásokhoz és szabályokhoz. De meg is változtathatjuk azokat, ha úgy látjuk, nem alkalmasak többé a kívánt eredmény elérésének biztosításához, ugyanígy javíthatunk is rajtuk, miközben egyre több tapasztalatot szerzünk a kezdő ejtőernyősök tanításában felügyeletében.

Úgy a BSR (Alapvető Biztonsági Előírások), mint az USPA vonatkozó szabályai, úgy vannak kidolgozva, hogy sok mindenre kitérjenek, a legtöbb esetben alkalmazhatók legyenek. Ezeket az előírásokat nem a fejlődés megakadályozására alakították ki, hanem azért, hogy alapul szolgáljanak a felelősség megállapításához. (Nagyon nehéz ugyanis a bíróság előtt állva meggyőzően elmagyarázni, miért is nem vagyunk felelősek tanulóink sérüléséért, bár elhanyagoltuk az országosan elfogadott eljárások és szabályok betartását.) E szabályok útmutatást adnak úgy az oktatás, mint a felszerelés tekintetében.

Magunkat akkor védjük a legjobban, ha úgy oktatunk, hogy közben a kezdők felett a legmagasabb színvonalú ellenőrzést gyakoroljuk.

Tartozunk magunknak azzal, hogy kihasználjuk a legújabb eredményeket a felszerelés terén – ha ezek biztosítják a tanulók számára azt, hogy új tapasztalataikat biztonságosan és egyben élvezhetően szerezhetik meg.

Nem szabad elfelejtkezni a papírmunkáról sem! Minden kezdő oktatását helyesen és teljesen kell dokumentálni! A nyilatkozatokat, amit a kezdők aláírnak, törvényességi szempontból is megfelelően kell összeállítani.

## ITT AZ IDEJE A MINŐSÉGI MUNKÁNAK

Röviden: A legfőbb ideje, hogy végre ne az oktatás mennyiségi, hanem minőségi szempontjai kerüljenek előtérbe és ezekre koncentráljunk. Néhány szempont ezekre:

- minden kezdővel el kell olvastatni és alá kell íratni egy, a jogi részleg által jóváhagyott nyilatkozatot, amelyben a kezdők jelzik, hogy tudatában vannak a sportban vállalt kockázatnak, s a kockázatokat önként vállalják, s elállnak visszakereseti joguktól. (Ezt a dokumentumot az oktatás megkezdése előtt kell aláíratni a kezdőkkel. Mintaúrlap e célra beszerezhető az USPA Központnál.)
- A kezdőknek egy írott, és az oktatás minden területére kiterjedő „felmérő-típusú” vizsgalapot kell kiadni és az általuk elkészített ilyen dolgozatokat ki kell értékelni, javítani – ahol szükséges, majd a javításokat tudomásulvétel céljából alá kell velük íratni.  
A felmérő vizsgaanyagba olyan kérdéseket is be kell építeni, amely az ejtőernyőzéssel kapcsolatos végső felelősséget tárgyalja, hogy a kezdő jelezhesse, teljes mértékben tisztában van az ugrásaival kapcsolatos felelősségi kérdésekkel, azzal, hogy mindenkor az utasítások szerint kell cselekednie, azokat követni.
- A kezdővel írásban kell igazoltatni, hogy elégedett a kapott felkészítéssel, oktatással és készen áll az ugrások megkezdésére.



- Érdemes gondolkodni azon, hogy az oktatás után egy másik, újabb nyilatkozatot tegyen-e az ugrójelölt, amelyben közli, most már jobban tisztában van azokkal a kockázatokkal, amelyekkel, mint ejtőernyősnek szembe kell néznie.
- Dokumentálni kell továbbá azt is, ha a kezdő bármilyen okból kifolyólag nem ugrik. (Ilyen ok lehet: túl erős a szél, késői az időpont (éjszaka van), vagy ha az oktató véleménye az, még nincs kellően felkészülve, akármilyen szempontból az ugrásra.) Dokumentálni kell azt is, ha a kezdő nem mutat elegendő fizikai képességet (kondíciót) az ugráshoz. Egyetlen ugróterület sem engedheti meg magának azt, hogy megkövetlje az ugrótól az ugrás-végrehajtást – ha már egyszer fizetett az oktatásért.  
Első a BIZTONSÁG! – még akkor is, ha az oktatásért befizetett díjat részlegesen vissza kell téríteni az alkalmatlannak talált tanulóknak. Az oktatóknak, ugrásvezetőknek nem szabad félni annak kimondásától, hogy véleményük szerint ez, vagy az a személy nem alkalmas ejtőernyős ugrás végrehajtására.
- Az USPA BSR-ek és a légügyi hatóság utasításainak betartása kötelező. Ne feledjük el, némely BSR alól felmentést lehet kérni. Noha az USPA-nak nem áll módjában bárkit is kényszeríteni a BSR-ek betartására, ám a betartásuk igen jó, első lépése lehet a törvénszék előtti sikeres védekezésnek.
- Végül, ha mégis bekövetkezik kezdő-baleset, készen kell állni mindig megfelelő vészhelyzetelhárító- és elsősegélynyújtó felkészültséggel.

Mindig, mindenre legyünk felkészülve, a szolgálatok minden egyes tagja ismerje és tudja a kötelességét, azt, mi a teendő balesetnél. (Ide tartozik természetesen a jó és korrekt baleseti jelentések elkészítése is.)

A jól irányított, jól dokumentált, jól szervezett kezdőkiképzési eljárást sokkal könnyebb a törvény előtt megvédeni, mint egy kaotikusan kezelt felkészítést.

**Fordította: Szuszékos János**

## **V. Arabin ejtőernyős oktató: TÖBBKUPOLÁS EJTŐERNYŐRENDSZEREK**

Hazánkban (szerk.megj.: Szovjetunióban) ejtőernyős deszantot először 1930. augusztus 2-án dobta ki Voronyezs közelében, a moszkvai katonai körzet hadgyakorlatán. Ez a deszant 12 főből állt, s az embereken kívül ledobtak speciális csomagolással lövészfegyvereket is. Ez a kísérlet rakta le a légideszant csapatok létrehozásának alapjait.

A Szovjetunió már a harmincas évek elején megszüntette a hazai gyártás beindítása révén a költséges ejtőernyőimportot, s egyidejűleg megoldást nyert a lövészfegyverek deszantolásának problémája is – teherzsákok készültek. Ám szükség volt olyan eszközre, amelynek segítségével az eredményes harchoz elengedhetetlenül szükséges nehézfegyvereket is lehessen dobni az ellenség hátába.

P.I. Grohovszkij által vezetett tervező iroda – amely 1930-ban lett létrehozva – javasolt és kipróbált olyan függesztéket, amelynek segítségével a TB–1 típusú repülőgép törzse alá, szállítás céljából fel lehetett fogni gépkocsit, könnyű löveget, konténert és teherzsákokat hadianyag, fegyver és élelmiszer deszantolása céljából.

A deszantolás eszközeinek fejlődése már 1935-ben lehetővé tette a kijevi katonai körzet hadgyakorlatán egyidejűleg 1200 katona ledobását teljes fegyverzettel és felszereléssel, így azoka a földetérés után azonnal harcolni kezdhettek.

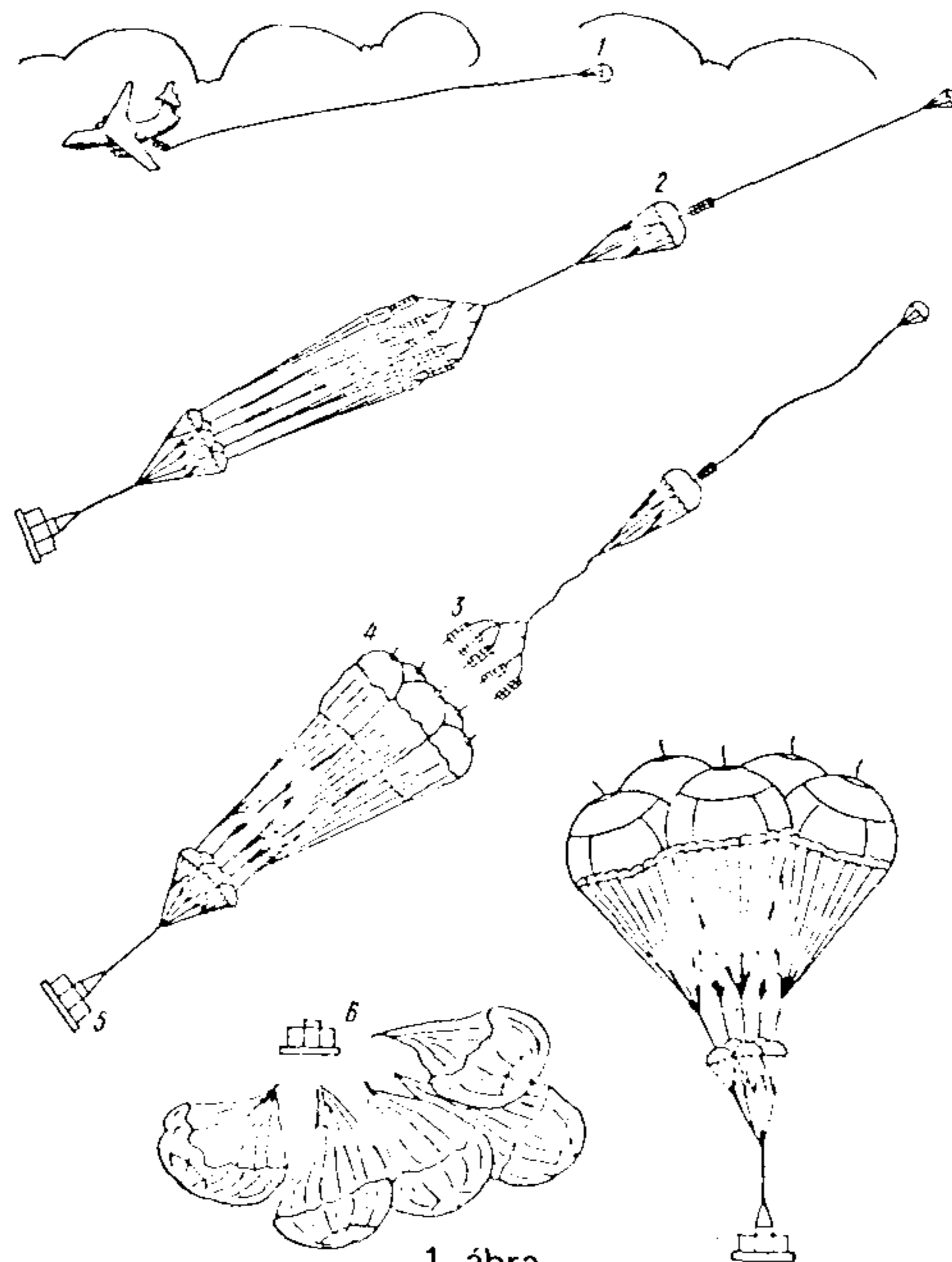
Az ötvenes évek elején ment végbe a légideszanttechnika rohamos fejlődése, amikor a katonai szállító repülésben alkalmazni kezdték a szélestörzsű AN–8 és AN–12 repülőgépeket, melyek nagy hátsó rakodónyílással rendelkeznek. Ebben az időben konstruálták az ejtőernyős-plattformot, amely többtonnás tömegű teher deszantolására szolgál, valamint az első reaktív-fékező rendszert. Az új repülőgépek új teherledobási módszereket tettek szükségessé.

Ezeknek a rendszereknek biztosítaniuk kellett a megbízható működést a repülőgép repülési sebesség- és magasságtartományában, a hasznos teher védelmét a földetérésnél a legnagyobb megengedett talajszél mellett is, a többszöri felhasználhatóságot több éven át, az olyan tárolhatóságot, amely lehetővé teszi az azonnali felhasználást is.

E követelményeknek a legteljesebben a többkupolás ejtőernyőrendszer felel meg, amely több, a teherhez rögzített ejtőernyőt foglal magában, s a felépítése lehetővé teszi a kupolák működési sorrendiségének biztosítását.

A többkupolás rendszer alkalmas különböző, speciális platformokon elhelyezett nagytömegű terhek ledobására katonai szállító repülőgépekről. Ez öt főejtőernyőkupolából áll, kihúzóejtőernyőből, belsőzsákból és felkötőkötelekből. A rendszer lehetővé teszi a terhek ledobását a magasság széles határai között, sőt a földetérési hely, akár több ezer méter magasan lehet a tengerszint felett.

A többkupolás ejtőernyőrendszer elvi sémája a 2. sz. ábrán láthatjuk. A működése úgy történik, hogy a navigátor parancsára kinyílik a kihúzóejtőernyő (1) rögzítése, kivágódik az a légáramlatba, belobban. A kihúzóernyő húzásának hatására elszakad a platformot a repülőgép padlójához rögzítő tűske és lehetővé válik a platform kigördülése görgőkön a repülőgépből – a teher kiszakításos módszerrel hagyja el a repülőgépet. Amikor a platform a rakodónyílás széléhez ér, kinyílik a kiegészítő nyitóejtőernyő (2). A kiegészítő nyitóejtőernyő kihúzza a belsőzsákokhoz tartozó kötelet, ekkor a belsőzsákok (3) leválnak a teherhez való rögzítés pontjától. A kinyíló belsőzsákból kihúzódnak a zsinórok és a főejtőernyő kupolák (4). Amikor végbemegy a főejtőernyő kupolák belépőélének kiszabadulása a belsőzsákból, vágás-szerkezetek lépnek működésbe, melyek leválasztják a belsőzsákokat a kupoláról. A főejtőernyő kupola ezután rövid ideig reefelt állapotban működik, majd elvágódik a reefelő kötél, az ejtőernyőkupolák rendszeren belobbannak. A továbbiakban pedig a teher már a meghatározott sebességgel süllyed a nyitott kupolák alatt.



1. ábra

Az öt főejtőernyő kupolából álló tehrejtőernyő rendszer működési sémája. 1—kihúzó ejtőernyő, 2—kiegészítő nyitóejtőernyő, 3—belsőzsák, 4—főejtőernyőkupola, 5—teher, 6—ejtőernyők leválasztása földetéréskor.

Kiadja: KM LRI Repüléstudományi és Tájékoztató Központ  
F.k.: Domokos Ádám  
F.szerk.: Kastély Sándor

KM-LRI Sokszorosító 84133 Budapest-Ferihegy  
F.v.: Török Alajos