

ՀՀ ԳԱԱ ՄԵԽԱՆԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ ԻՌԵՆ ԱՐՄԵՆԻ

ԳԱԶԻ ԳԵՐՉԱՅՆԱՅԻՆ ՀՈՍԱՆՔՈՎ ՇՐՋՀՈՍՎՈՂ
ԳԼԱՆԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐՆ ՈՒ
ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.02.04 – «ԴԵՖՈՐՄԱՑՎՈՂ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄՆԻ ՄԵԽԱՆԻԿԱ» ՄԱՍՆԱԳԻՏՈՒԹՅԱՄԲ

ՖԻԶՄԱԿԱՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԹԵԿՆԱԾՈՒԻ
ԳԻՏԱԿԱՆ ԱՍՏԻՃԱՆԻ ՀԱՅՑՄԱՆ ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ – 2019

- 01.02.04 -

-

- 2019

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ՀՀ ԳԱԱ Մեխանիկայի ինստիտուտում

Գիտական ղեկավար՝

Ֆիզ.մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր,
ՀՀ ԳԱԱ ակադեմիկոս **Գ.Ե.Բաղդասարյան**

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր,
ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ **Ս.Հ.Սարգսյան**

Ֆիզ. մաթ. գիտ. թեկնածու,
պրոֆեսոր **Ս.Վ.Բելուբեկյան**

Առաջատար կազմակերպություն՝ Երևանի պետական համալսարան

Պաշտպանությունը կայանալու է 2019թ.-ի նոյեմբերի 27-ին, ժամը 14:00-ին, ՀՀ ԳԱԱ մեխանիկայի ինստիտուտում գործող 047 «Դեֆորմացվող պինդ մարմնի մեխանիկա» մասնագիտական խորհրդի նիստում հետևյալ հասցեով՝ 0019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան 24/2:

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ՀՀ ԳԱԱ Մեխանիկայի ինստիտուտի գրադարանում:

Սեղմագիրը առաքված է 2019թ.-ի նոյեմբերի 15-ին:

047 մասնագիտական խորհրդի

Գիտական քարտուղար, ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր



Ա.Վ.Սահակյան

...

27- 2019 14:00
047 “ ”
: 0019, . , . 24/2.

15- 2019 .

047,



OSCILLATIONS AND STABILITY OF CYLINDRICAL SHELLS IN A SUPERSONIC GAS FLOW

SUMMARY

The problems investigation was carried out taking into account both types of quadratic and cubic nonlinearities: aerodynamic and geometric. By taking into account the aerodynamic nonlinearity (especially its asymmetric quadratic part), it was found that:

- Depending on the geometric parameters of the shell and the value of the flow velocity, the function $A(v)$ can be either single-valued and monotonically decreasing, or multi-valued;
- There is an interval of variation in the flow velocity, where it is impossible to excite flutter oscillations (the silence zone). The silence zone can be either finite length or semi-infinite;
- At frequencies close to critical and for shells with large radius, the nature of the function $A(v)$ changes significantly. In this case, if the flow velocity is increased, the flutter oscillation mode is maintained up to a certain value of the flow velocity, where the oscillations “break” and the unperturbed state of the shell is restored. With a decrease in velocity, the unperturbed state is stable up to a certain value of velocity, where the amplitude of flutter oscillations increases abruptly up to a certain value and with further decrease the amplitude increases;
- For sufficiently thick shells, the function $A(\omega)$ is defined over the entire range of frequency values, that is, there is no frequency value at which steady flutter oscillations cannot be excited. Moreover, this function has a minimum point;
- Depending on the geometric parameters of the shell, there is such a specific value of the frequency parameter that it is impossible to excite flutter oscillations (silence zone) up to this value. After that value, the function $A(\omega)$ is a single-valued monotonically increasing function up to a certain frequency value, after which the function $A(\omega)$ is two-valued;
- There is a finite frequency variation interval outside of which steady flutter oscillations cannot be excited,
- As in the case of critical velocity, at postcritical velocities, the shell radius has a significant effect on the amplitude value – the larger the radius, the greater the amplitude value at a fixed oscillation frequency,

New results were also obtained in the study of aerothermoelastic systems. It is assumed that under the influence of a stationary temperature field, which is inhomogeneous over the shell thickness, the cylindrical shell bulges and, as a result, additional aeroelastic pressure appears. The specified bulged state is accepted as unperturbed and its stability under the influence of the temperature field and the gas flow pressure is studied. The scientific novelty of the results obtained in the case of presence of temperature field is as follows:

- The characteristics of the initial undisturbed state are calculated;
- On the basis of the solutions of linear problems, stability conditions are obtained;
- If the edges of the shell freely move in the longitudinal direction, then a constant temperature field practically does not affect the critical velocity;
- Depending on the number of half-waves, the critical velocity value has a minimum point;
- The inhomogeneity of the temperature field, in contrast to the constant temperature field, has a significant effect on the magnitude of the critical velocity in the case of free edges;
- At negative temperatures, the critical velocity increases substantially and the minimum point of the function $v_{cr}(n)$ moves toward lower values of n , while at positive temperatures the opposite is observed.

) ;

) « »

« - » ;

) () .

) ;

) ;

) ;

) () ;

- , , ;

- 80- (15–22 , 2014).
- IV « » (21-26 , 2015,) ;
- «Thermal stresses – 2016» (5–9 , 2016,) ;
- V « » 60- (2-7 , 2017,) ;

- Կրիտիկական հաճախություններին մոտ արժեքների դեպքում և թաղանթի բավականաչափ մեծ շառավիղների դեպքում $A(\nu)$ ֆունկցիայի վարքը էապես փոխվում է: Այդ դեպքում՝ շրջհոսող հոսանքի արագությունն աստիճանաբար մեծացնելիս ֆլատերային տատանումների ռեժիմը պահպանվում է ընդհուպ մինչև զազի հոսանքի արագության որոշակի արժեք, որտեղ տատանումներն ընդհատվում են և վերականգնվում է թաղանթի չգրգռված վիճակը: Արագության փոքրացման հետ չգրգռված վիճակը մնում է կայուն մինչև արագության որոշակի արժեք, որի դեպքում ֆլատերային տատանումների ամպլիտուդան թռիչքով աճում է մինչև արաշակի արժեք: Արագության հետագա փոքրացման հետ ամպլիտուդան աճում է,
 - Բավականաչափ հաստ թաղանթների դեպքում $A()$ ֆունկցիան որոշված է հաճախության պարամետրի փոփոխման ամբողջ տիրույթում: Այսինքն՝ գոյություն չունի հաճախության այնպիսի արժեք, որի դեպքում հնարավոր չէ գրգռել հաստատված ֆլատերային տատանումներ: Ավելին, նշված ֆունկցիան ունի մինիմումի կետ,
 - Կախված թաղանթի երկրաչափական պարամետրերից՝ գոյություն ունի հաճախության պարամետրի այնպիսի արժեք, որից փոքր հաճախությունների դեպքում հնարավոր չէ գրգռել ֆլատերային տատանումներ (լռության գոտի): Այնուհետև $A()$ ֆունկցիան միարժեք մոնոտոն աճող է մինչև հաճախության որոշակի արժեք, որից հետո $A()$ ֆունկցիան երկարժեք է,
 - Գոյություն ունի հաճախության փոփոխության վերջավոր միջակայք, որից դուրս հնարավոր չէ գրգռել ֆլատերային տատանումներ,
 - Ինչպես կրիտիկական արագությունների շրջհոսման ժամանակ, այնպես էլ հետկրիտիկական արագությունների դեպքում թաղանթի շառավիղի մեծությունն ունի էական ազդեցություն տատանումների ամպլիտուդայի արժեքի վրա: Այն է՝ ինչքան մեծ է շառավիղը, այնքան մեծ է տատանման ամպլիտուդան ֆիքսած հաճախության դեպքում:
- Նոր արդյունքներ են ստացվել նաև աերոջերմաստաձգական համակարգերն ուսումնասիրելիս: Գիտական նորույթն այս ուղղությամբ հետևյալն է՝
- Որոշված են սկզբնական չգրգռված վիճակի բնութագրիչները,
 - Գծային խնդիրների լուծումների հիման վրա որոշված են ուսումնասիրվող համակարգերի կայունության տիրույթները,
 - Եթե թաղանթի եզրերն ազատ տեղաշարժվում են երկայնական ուղղությամբ, ապա հաստատուն ջերմային դաշտը պարկտիկորեն չի ազդում շրջհոսման կրիտիկական արագության մեծության վրա,
 - Կախված կիսաալիքի թվից կրիտիկական արագությունն ունի մինիմումի կետ,
 - Ի տարբերություն հաստատուն դեպքի, ազատ եզրերի դեպքում փոփոխական ջերմային դաշտն ունի էական ազդեցություն կրիտիկական արագության արժեքի վրա,
 - Բացասական ջերմությունն էապես մեծացնում է կրիտիկական արագությունը և $\nu_{cr}(n)$ ֆունկցիայի մինիմումի կետը տեղաշարժվում է փոքր n -երի կողմ, իսկ դրական ջերմային դաշտի դեպքում տեղի ունի հակառակ պատկերը:

13. :“
”, 2019, .47-51.
14. **Baghdasaryan G.Y., Mikilyan M.A., Vardanyan I.A., Marzocca P.** Flutter of closed cylindrical shell in a non-homogeneous thermal field. *Theoretical & Applied Mechanics Letters*, 2019, 9(5): .285-288. doi: 10.1016/j.taml.2019.05.001

Վարդանյան Իոնն Արմենի

**ԳԼԱՆԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՏՍՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ԵՎ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԳԵՐՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՍԲ ՇՐՋՆՍՎԵԼԻՄ**

ԱՍՓՈՓՈՒՄ

Ժամանակակից բնական գիտությունների տարբեր ճյուղերի զարգացման որակական նոր մակարդակը սերտորեն կապված է տարբեր միջավայրերի և դաշտերի փոխազդեցության տեսական և կիրառական խնդիրների հետ: Մույն ատենախոսությունը նվիրված է իզոտրոպ բարակ գլանային թաղանթների տատանումների և կայունության ուսումնասիրմանը, երբ այդ բարակապատ դեֆորմացվող առաձգական մարմինները գտնվում են փոխազդեցության մեջ ինչպես մարմինները շրջհոսող գազի գերձայնային հոսանքի, այնպես էլ ըստ սալի հաստության արտաքին անհամասեռ ջերմային դաշտի հետ: Ուսումնասիրված են առաձգական ձկուն թաղանթների ոչ գծային ֆլատերային տատանումների “ամպլիտուդա-արագություն” և “ամպլիտուդա-հաճախություն” կապերի վրա շրջհոսող հոսքի ազդեցությունը և ըստ սալի հաստության անհամասեռ ջերմային դաշտի ազդեցությունը ֆլատերի բնութագրիչների վրա:

Այս ուսումնասիրությունների հիման վրա ստացված արդյունքները ունեն տեսական և խիստ կիրառական նշանակություն, և կարող են կիրառվել ավիացիոն և կոսմիկական հետազոտություններում, նավաշինարարության և ինժեներական կառույցների շինարարության մեջ: Ստացված արդյունքները օգտակար են գազի գերձայնային հոսքով շրջհոսվող բարակապատ մարմիններում դինամիկ պրոցեսների ուսումնասիրման և բնագիտական բազմաթիվ խնդիրների հետազոտման համար:

Նշված հանգամանքներով էլ պայմանավորված է ատենախոսության թեմայի արդիականությունը և հրատապությունը:

Աշխատանքում հաշվողական մաթեմատիկայի մեթոդների և ծրագրավորման գործիքների կիրառմամբ հետազոտված է գազի գերձայնային հոսքով շրջհոսվող բարակ գլանային թաղանթների ոչ գծային տատանումների և կայունության խնդիրների մի լայն դաս: Ստացվել են մի շարք գիտական նոր արդյունքներ, որոնք համառոտ բերվում են ստորև:

- Կախված թաղանթի երկրաչափական պարամետրերից և շրջհոսող գազի հոսանքի արագությունից՝ $A(v)$ ֆունկցիան կարող է լինել ինչպես միարժեք, այնպես էլ բազմարժեք,
- Գոյություն ունի շրջհոսող գազի հոսանքի արագություն, որի դեպքում հնարավոր չէ գրգռել ֆլատերային տատանումներ (լռության գոտի): Ընդ որում, լռության գոտին կարող է լինել ինչպես վերջավոր երկարության, այնպես էլ կիսաանվերջ,

- IX 75 « (1-6 , ,); »,
- XXI (24-31 , 2019, : « »,);
- VI « » (1-6 , ,);
- «Thermal stresses – 2019» (1-6 , 2019, , ,) .

«
»
14
140
11 , 54 . 117
h

R , x, Φ, r , T , Φ
($x -$, $\Phi -$)
 U ,
(T^+ , T^-)
 $x=0$ $x=a$

$$T = T_0 + (r - R)\Theta, \quad T_0 = \frac{T^+ + T^-}{2}, \quad \Theta = \frac{k(T^+ - T^-)}{kh - 2\lambda}$$

$$\frac{d^2 u_T}{dx^2} + \frac{\mu}{R} \frac{dw_T}{dx} = 0 \quad (1)$$

$$D \left[\frac{d^4 w_T}{dx^4} + \frac{12}{Rh^2} \left(\mu \frac{du_T}{dx} + \frac{w_T}{R} \right) \right] + \alpha p_\infty M \frac{dw_T}{dx} = 0, \quad (2)$$

$$T_{11}^0 = \int_{R-h/2}^{R+h/2} \sigma_{11}^0 dr = \frac{Eh}{1-\mu^2} \left[\frac{du_T}{dx} + \mu \frac{w_T}{R} - \alpha(1+\mu)T_0 \right], \quad (3)$$

$$T_{22}^0 = \int_{R-h/2}^{R+h/2} \sigma_{22}^0 dr = \frac{Eh}{1-\mu^2} \left[\mu \frac{\partial u_T}{\partial x} + \frac{w_T}{R} - \alpha(1+\mu)T_0 \right].$$

$$M = Ua_\infty^{-1} - \dots, \quad D = Eh^3 / 12(1-\mu^2), \quad E - \dots, \quad \mu - \dots, \quad \alpha - \dots$$

(1) (2)

$$x=0 \quad x=a.$$

$$w_T = 0, \quad d^2 w_T / dx^2 + \alpha(1+\mu)\Theta = 0 \quad \text{при } x=0, x=a \quad (4)$$

$$du_T / dx - \alpha(1+\mu)T_0 = 0 \quad \text{при } x=0, x=a; \quad (5)$$

$$w_T = 0, \quad \frac{d^2 w_T}{dx^2} + \alpha(1+\mu)\Theta = 0 \quad \text{при } x=0, x=a \quad (6)$$

$$u_T = 0 \quad \text{при } x=0, x=a. \quad (7)$$

$$u_T = -\frac{\mu}{R} \int_0^x w_T(\xi) d\xi + \delta \frac{\mu x}{Ra} \int_0^a w_T(x) dx + (1-\delta)\alpha(1+\mu)T_0 x,$$

$$w_T = \alpha\Theta(1+\mu) \left(-\frac{1}{2}x(x-a) + M_1 \text{Sin}\left[\frac{\pi x}{a}\right] + M_2 \text{Sin}\left[\frac{2\pi x}{a}\right] \right),$$

$$\delta = \begin{cases} 0, \\ 1, \end{cases}$$

$$M_1 = -\frac{3a^6(-96(12+(\pi^2-12)\mu^2)(-4h^2\pi^4R^2+3a^4(-1+\mu^2))+h^8k^2\pi^2R^4v^2\rho^2\omega_1^4)}{72\pi(4h^2\pi^4R^2-3a^4(-1+\mu^2))(h^2\pi^6R^2+12a^4(\pi^2+(8-\pi^2)\mu^2))+8a^4h^8k^2\pi^3R^4v^2\rho^2\omega_1^4}$$

$$M_2 = \frac{3a^4h^4kR^2(-3h^2\pi^6R^2+4a^4(96-24(4+3)\mu^2+\pi^2(-9+(9+8)\mu^2)))v\rho\omega_1^2}{16(9\pi(4h^2\pi^4R^2-3a^4(-1+\mu^2))(h^2\pi^6R^2+12a^4(\pi^2+(8-\pi^2)\mu^2))+a^4h^8k^2\pi^3R^4v^2\rho^2\omega_1^4)}$$

$$u_x = u - (r-R) \frac{\partial w}{\partial x}, \quad u_\varphi = \left(1 + \frac{r-R}{R} \right) v - (r-R) \frac{\partial w}{\partial \varphi}, \quad u_r = w(\varphi, t), \quad (8)$$

• ;
• $v_{cr}(n)$ n ,
•
1. . . , 2017, #2,
41-51.
2. . . .
3. “XII годовичная конференция РАУ, 4-8 декабря 2017”, Ереван, Армения.
. . . . : “
”, 2017, .37-38.
4. . . .
, 2017, .51-52.
5.
2018, 103.
6. . . .
, 2018, .68-72.
7.
, 2018, .63-67.
8.
(2019), 24 31 , 2019 . . :
« » , .207-210.
9.
, 2019, 26, N1.
10. . . . , 2019, 119, #1, .1-10.
11.
, 2019, 72, 1, .10-34.
12. . . . : “
”, 2019, .84-88.

$A(\theta)$

$$\theta_* > \theta_{cr}, \quad \theta_* < \theta_{cr};$$

$$p = p_\infty \left(1 + \frac{\alpha - 1}{2} \frac{v_3}{a_\infty} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha - 1}}, \quad (9)$$

$b/a < 1$

$$\frac{A(\theta)}{R/a, b/a}$$

$$(a_\infty^2 = \alpha p_\infty \rho_\infty^{-1}), \quad p_\infty = \rho_\infty v_3^2, \quad \alpha = \dots$$

$A(v)$

$A(v)$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1-\mu}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{1+\mu}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial \varphi} + \frac{\mu}{R} \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{(1-\mu^2)T_{22}^0}{ERh} \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \\ & \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + \frac{1-\mu}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1+\mu}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial \varphi} + \frac{1}{R} \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \frac{h^2}{12R} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\Delta w + \frac{w}{R^2} \right) = 0 \\ & D \left[\Delta^2 w + \frac{\mu}{R^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + \frac{12}{Rh^2} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} + \mu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{w}{R} \right) \right] + \rho_0 h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - T_{11}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \\ & - T_{22}^0 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + \frac{w}{R^2} \right) + \left(\rho_0 h \varepsilon + \frac{\alpha p_\infty}{a_\infty} \right) \frac{\partial w}{\partial t} + \alpha p_\infty M \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\alpha(\alpha+1)}{2} p_\infty M^2 \frac{dw_T}{dx} \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

$$u(x, \varphi, t), v(x, \varphi, t), w(x, \varphi, t)$$

$0x,$

$$\begin{aligned} v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad x = 0 \quad x = a \\ w = 0, \quad \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

$A()$

$A()$

(11),

$$\begin{aligned} u(x, \varphi, t) &= \left(\sum_{i=1}^{\infty} u_i(t) \cos \lambda_i x \right) \sin n\varphi, \quad v(x, \varphi, t) = \left(\sum_{i=1}^{\infty} v_i(t) \sin \lambda_i x \right) \cos n\varphi, \\ w(x, \varphi, t) &= \left(\sum_{i=1}^{\infty} w_i(t) \sin \lambda_i x \right) \sin n\varphi, \quad \left(\lambda_i = \frac{i\pi}{a} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

$$u_i(t), v_i(t), w_i(t)$$

(12)

(10),

$$u_i(t), v_i(t),$$

$$w_i(t), u(x, \varphi, t), v(x, \varphi, t), u_i(t), v_i(t), w_i(t), \quad (12)$$

$$w_i = y_i e^{\lambda t}$$

λ .

$$/(\quad); =210 / (\quad); \mu=0.34; a=1 ; h/a=1/100; R/a=2. =23.8 \cdot 10^{-6} \quad^{-1}; k=1200$$

v_{cr}

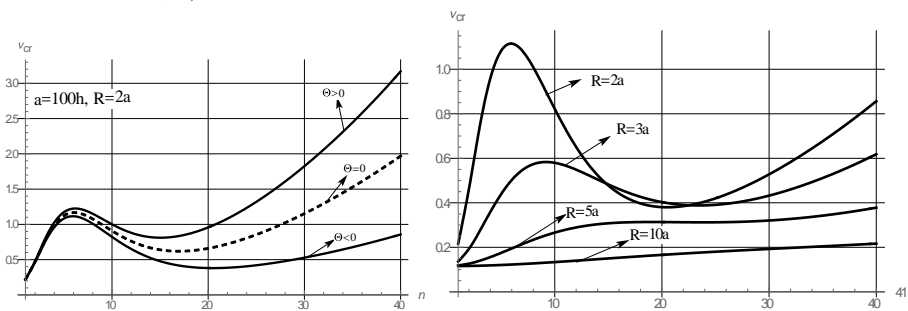
n

.1

()

$$:) \quad \Theta > 0$$

$$n;) \quad \Theta < 0$$



.1

.2

$v_{cr}(n)$.

.2

R/a ,

$R \rightarrow \infty$

.3

R/a :

$$) \quad T_0 < 0,$$

$$) \quad T_0 > 0,$$

“ — ”

$A(\theta)$

•

•

$A(\theta)$

$$\theta_* < \theta_{cr}, \quad \theta \in [0, \theta_*]$$

$$). \quad \theta_* \quad A(\theta)$$

θ^* ,

$A(\theta)$

$A(\theta)$

$$b/a < 1$$

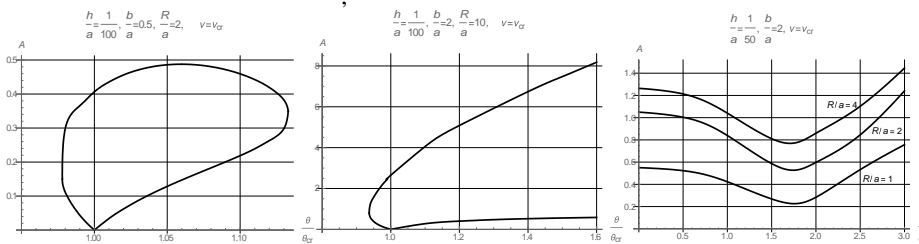
R/a

$$[\theta_*, \theta^*]$$

θ ,

$$\theta \in [\theta_*, \theta^*],$$

(.8).



.8.

$A(\theta)$

$$b/a < 1$$

R/a

$A(\theta)$

$$\theta \in [\theta_*, \infty), \quad \theta_* -$$

$$\theta_* < 1;$$

$$b/a \geq 1,$$

.8 ;

R/a ,

$A(\theta)$

(.8).

$A(\theta)$

$$b/a < 1$$

R/a

$$\theta \in [\theta_*, \theta^*],$$

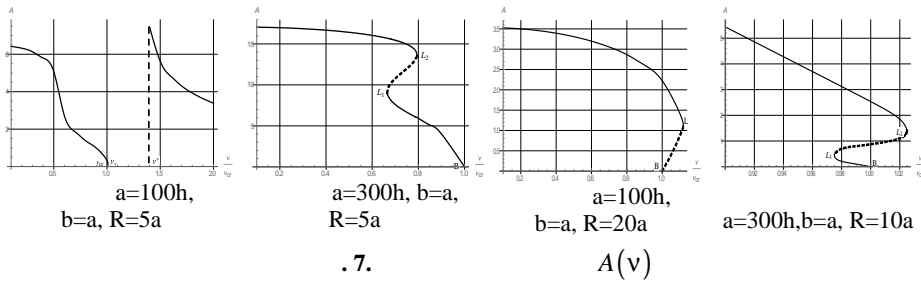
$$b/a > 1$$

R/a

$$\theta_*, \quad \theta, \quad \theta = \theta_*$$

- v^* , $v \in (v_*, v^*)$ R/a $A(v)$ $v \in [0, v_*]$ $v > v^*$, v_*

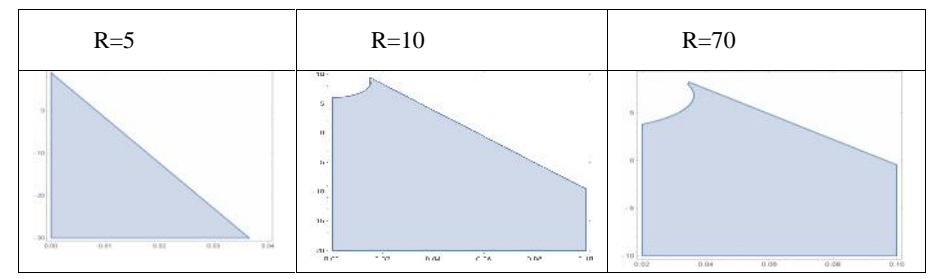
- $(.7)$, R/a v^* ($v^* > v_{cr}$), (v_{cr}, v^*) $A(v)$ $v > v_{cr}$ $v = v_{cr}$ $(.4)$, L B $.7$



- $b/a < 1$, v_0 θ , (27) , $(0, v_0)$, $A(v)$ $v \geq v_0$ R/a

- $b/a \geq 1$, $A(v)$ h/a , $A(v)$ $(0, v_0)$, R/a , v_0 , $A(v)$, θ

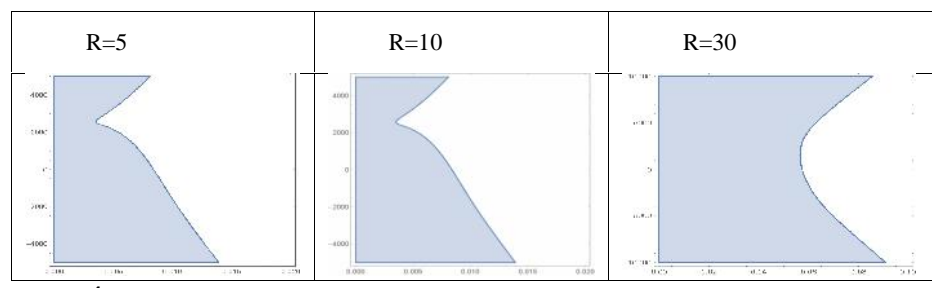
) a/R , T_0 v



.3.

.4

R/a : $|\Theta|$; Θ R ; $T_0 = 0$ $T = \Theta(r - R)$



.4.

“ - ” $($ $1961)$

h , x, y, z , x y z $(x, y, 0)$ (x, y, z) θ

\bar{U} ,
 $0x$.
 1)
 2)
 3)
 $w(x, y, t)$

$$D\Delta^2 w + \rho_0 h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \left(\rho_0 h \varepsilon + \frac{\alpha p_\infty}{a_\infty} \right) \frac{\partial w}{\partial t} + \alpha p_\infty M \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \frac{1}{R} - \alpha p_\infty \frac{\alpha + 1}{4} M^2 \left[\left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \frac{M}{3} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^3 \right] \quad (13)$$

$$\frac{1}{Eh} \Delta^2 F = \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad (14)$$

$$D = Eh^3 / 12(1 - \mu^2), \quad M = U / a_\infty, \quad a_\infty^2 = \alpha p_\infty / \rho_\infty, \quad F(x, y, t) = (T_{11} = \partial^2 F / \partial y^2, T_{22} = \partial^2 F / \partial x^2, T_{12} = -\partial^2 F / \partial x \partial y), T_{ik} = M = U / a_\infty - P_\infty - \varepsilon -$$

$$a_\infty - R - E - \mu - \rho_0 - \quad (13)-(14)$$

$$(0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b),$$

$$x = 0, x = a$$

$$w = 0, \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0 \quad (15)$$

$$\bar{T}_{11} = 0, \bar{T}_{12} = 0, \quad (16)$$

$$y = 0, y = b$$

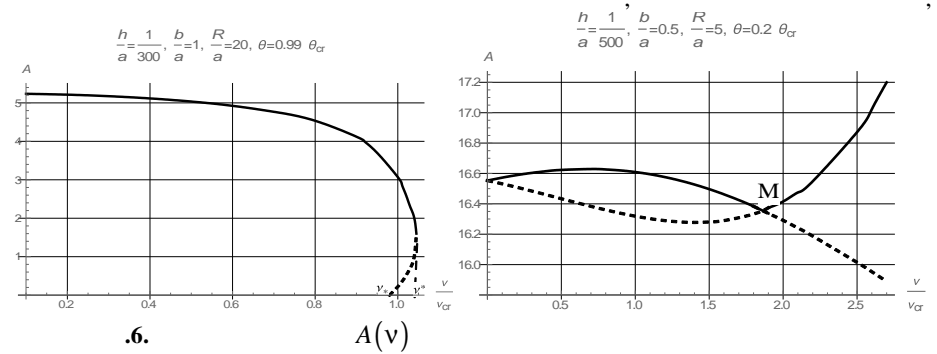
$$w = 0, \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0 \quad (17)$$

$$\bar{T}_{22} = 0, \bar{T}_{21} = 0, \quad (18)$$

$$\bar{T}_{ik}$$

$$-_{11} = \frac{1}{b} \int_0^b T_{11}|_{x=0} dy, \quad -_{22} = \frac{1}{a} \int_0^a T_{22}|_{y=0} dx, \quad -_{12} = \frac{1}{a} \int_0^a T_{12}|_{y=0} dx. \quad (19)$$

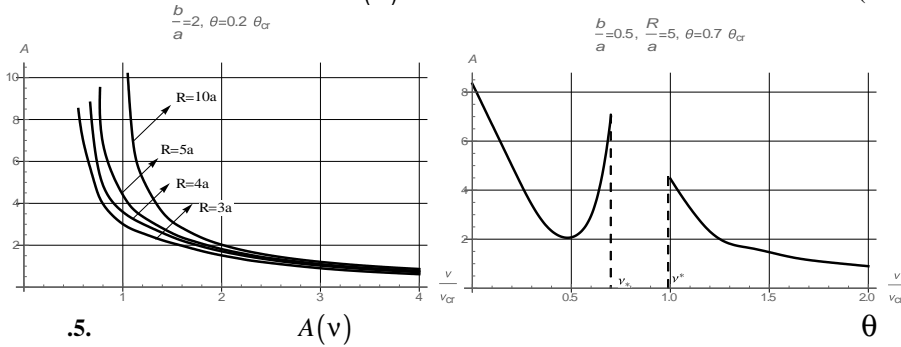
R/a ,
 θ ,
 $v < v_{cr}$;
 $v \in (0, v_1)$,
 $A(v)$,
 $0 < v < v_2$,
 $v > v_3$,
 $A(v)$,
 $v \in (v_2, v_3)$,
 v_*



θ_{cr} ,
 R/a ,
 $A(v)$,
 $v > v_*$,
 $v_* < v^*$,
 $v = v_*$,
 $v_* = v^*$,
 $A_2 \approx -A_1$,
 $A(v)$,
 $b/a < 1$,
 M .

$$R/a.$$

- R/a , θ , v_* , $A(v)$, b/a , R/a
- $A(v)$, θ , b/a , R/a , v , $A(v)$, b/a , R/a
- $[0, v_*]$, v , $A(v)$, b/a , R/a , $v > v_*$, $[v_*, v^*]$, $v > v^*$, $(.5)$



- $b/a \leq 0.5$, $[0, v_*]$, $A(v)$, v , $A(v)$, b/a , R/a , θ , θ_{cr} , v_* , v ($v_* < v_{cr}$), $v = v_*$, $v \in [0, v_*]$, $A(v)$, R/a , θ , $v < v_*$, $v > v_*$

$$(13), \quad (15) \quad (17), \quad (1961)$$

$$w(x, y, t) = \left(\sum_{k=1}^n f_k(t) \sin \lambda_k x \right) \sin \mu_m y; \quad \lambda_k = k\pi/a, \quad \mu_m = m\pi/b, \quad (20)$$

$$(20) \quad (14), \quad F,$$

$$F(x, y, t) \quad (20) \quad (13),$$

$$x_1 = f_1(t)/h, \quad x_2 = f_2(t)/h,$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{d\tau^2} + \chi \frac{dx_1}{d\tau} + x_1 - \frac{2}{3} kvx_2 + kv^2 [\alpha_{11}x_1^2 + \alpha_{12}x_2^2 + vx_2 (\beta_{11}x_1^2 + \beta_{12}x_2^2)] + \\ + Qx_1 (\gamma_{11}x_1^2 + \gamma_{12}x_2^2) + L(\delta_{11}x_1^2 + \delta_{12}x_2^2) = 0 \\ \frac{d^2 x_2}{d\tau^2} + \chi \frac{dx_2}{d\tau} + \gamma_2^2 x_2 + \frac{2}{3} kvx_2 + kv^2 [\alpha_{21}x_1x_2 + vx_1 (\beta_{21}x_1^2 + \beta_{22}x_2^2)] + \\ + Qx_2 (\gamma_{21}x_1^2 + \gamma_{22}x_2^2) + L\delta_{21}x_1x_2 = 0. \end{aligned} \quad (21)$$

$$\tau = \omega_1 t,$$

$$\begin{aligned} k = \frac{4\alpha p_\infty}{\rho_0 \omega_1^2 h^2}, \quad Q = \frac{4}{16\rho_0 \omega_1^2}, \quad L = \frac{1}{\rho_0 h \omega_1^2}, \\ v = M \frac{h}{a}, \quad \gamma_2 = \frac{\omega_2}{\omega_1}, \quad \chi = \frac{1}{\omega_1} (\varepsilon + \varepsilon_a), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\alpha_{ik} \quad \beta_{ik},$$

$$\begin{aligned} \alpha_{11} = \frac{(\alpha + 1)(2 + \cos(m\pi))(1 - \cos(m\pi))}{9m}, \quad \alpha_{12} = \frac{28(\alpha + 1)(2 + \cos(m\pi))(1 - \cos(m\pi))}{45m}, \\ \alpha_{21} = \frac{8(\alpha + 1)(2 + \cos(m\pi))(1 - \cos(m\pi))}{45m}, \end{aligned} \quad (23)$$

$$\beta_{11} = \beta_{21} = \frac{\pi^2}{40}(\alpha + 1), \quad \beta_{22} = \frac{11\pi^2}{70}(\alpha + 1), \quad \beta_{12} = -\frac{9\pi^2}{70}(\alpha + 1),$$

γ_{ik} и δ_{ik} , читающие геометрически по линейности

$$\gamma_{11} = \frac{Eh^2(b^4 + a^4 m^4)\pi^4}{a^4 b^4}, \quad \gamma_{22} = \frac{Eh^2(16b^4 + a^4 m^4)\pi^4}{a^4 b^4}$$

$$\gamma_{12} = Eh^2 \left(\frac{4}{a^4} + m^4 \left(\frac{4}{b^4} + \frac{81}{(b^2 + 4a^2 m^2)^2} + \frac{1}{(9b^2 + 4a^2 m^2)^2} \right) \right) \pi^4$$

$$\gamma_{21} = Eh^2 \pi^4 \left(\frac{4}{a^4} + \frac{4m^4}{b^4} + \frac{81m^4}{(b^2 + 4a^2 m^2)^2} + \frac{m^4}{(9b^2 + 4a^2 m^2)^2} \right),$$

$$\delta_{11} = -\frac{Eh^2 m(9b^4 + 2a^2 b^2 m^2 + a^4 m^4 - 15b^4 \cos(m\pi) - 8b^4)(1 - \cos(m\pi))}{3b^2(b^2 + a^2 m^2)^2 R}$$

$$\delta_{12} = -\frac{Eh^2m(144b^4 + 8a^2b^2m^2 + a^4m^4 - 1280b^4\cos(m\pi) - 640b^4)(1 - \cos(m\pi))}{15b^2(4b^2 + a^2m^2)^2R}$$

A_i, B_i, C_i .

$$\delta_{21} = -\frac{Eh^2m}{R} \left(\left(\frac{64b^2}{15(b^2 + a^2m^2)^2} + \frac{256b^2}{15(4b^2 + a^2m^2)^2} + \frac{4b^2}{(b^2 + 4a^2m^2)^2} + \frac{12b^2}{5(9b^2 + 4a^2m^2)^2} \right) (1 + \cos(m\pi)) + \frac{32}{15} \left(\frac{1}{b^2} + \frac{3b^2}{(b^2 + a^2m^2)^2} + \frac{12b^2}{(4b^2 + a^2m^2)^2} \right) (1 - \cos(m\pi)) - \left(\left(\frac{5b^2}{(b^2 + 4a^2m^2)^2} + \frac{18b^2}{5(9b^2 + 4a^2m^2)^2} \right) \cos(m\pi) \right) \right)$$

$$(\chi|B_i| \ll |A_i|, |B_i| \ll |A_i|; (i=1,2)),$$

$$(|A_i| \gg |C_j|; j=1,2).$$

B_1, B_2, C_1, C_2 ,

$$\begin{aligned} A_1(1-\theta^2) - \frac{2}{3}kvA_2 + 2kv^2(\alpha_{11}A_1C_1 + \alpha_{12}A_2C_2) + \frac{3}{4}kv^3A_2(\beta_{11}A_1^2 + \beta_{12}A_2^2) + \\ + \frac{3}{4}QA_1(\gamma_{11}A_1^2 + \gamma_{12}A_2^2) + 2L(\delta_{11}A_1C_1 + \delta_{12}A_2C_2) = 0, \\ A_2(\gamma^2 - \theta^2) + \frac{2}{3}kvA_1 + kv^2\alpha_{21}(A_1C_2 + A_2C_1) + \frac{3}{4}kv^3A_1(\beta_{21}A_1^2 + \beta_{22}A_2^2) + \\ + \frac{3}{4}QA_2(\gamma_{21}A_1^2 + \gamma_{22}A_2^2) + L\delta_{21}(A_1C_2 + A_2C_1) = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

$$C_1 = -Kv^2 \left[(L(\delta_{11}A_1^2 + \delta_{12}A_2^2) + \alpha_{11}A_1^2 + \alpha_{12}A_2^2)\Delta_2 - (L\delta_{21} + \alpha_{21})A_1A_2\Delta_4 \right] / 2\Delta$$

$$C_2 = -Kv^2 \left[(L\delta_{21} + \alpha_{21})A_1A_2\Delta_1 - L(\delta_{11}A_1^2 + \delta_{12}A_2^2) + (\alpha_{11}A_1^2 + \alpha_{12}A_2^2)\Delta_3 \right] / 2\Delta$$

$$\begin{aligned} \Delta_1 = 1 + \frac{3}{2}Q\gamma_{11}A_1^2 + \frac{1}{2}Q\gamma_{12}A_2^2 + Kv^3\beta_{11}A_1A_2, \quad \Delta_2 = \gamma^2 + Kv^3\beta_{22}A_1A_2 + \frac{3}{2}Q\gamma_{22}A_2^2 + \frac{1}{2}Q\gamma_{21}A_1^2, \\ \Delta_3 = \frac{2}{3}Kv + \frac{3}{2}Kv^3\beta_{21}A_1^2 + \frac{1}{2}Kv^3\beta_{22}A_2^2 + Q\gamma_{21}A_1A_2, \\ \Delta_4 = -\frac{2}{3}Kv + \frac{3}{2}Kv^3\beta_{12}A_2^2 + \frac{1}{2}Kv^3\beta_{11}A_1^2 + Q\gamma_{12}A_1A_2, \quad \Delta = \Delta_1\Delta_2 - \Delta_3\Delta_4. \end{aligned}$$

$$v \dots A(v).$$

“ - ”

(26)

θ

$b/a < 1$

θ

v_* ,

$$v \in [0, v_*]$$

$A(v)$

$v > v_*$

$$v \in (0, v_*);$$

(21) $v -$

$\omega_i -$

(21)

v .

$n=3$

$n=4$,

$v_{cr} \theta_{cr}$

$$v_{cr} = \frac{3\gamma_2^2 - 1}{4k} \sqrt{1 + \frac{2\chi^2(\gamma_2^2 + 1)}{(\gamma_2^2 - 1)^2}}, \quad \theta_{cr}^2 = \frac{1}{2}(\gamma_2^2 + 1). \quad (24)$$

$n=2,3,4$ (20).

$b/a > 1$,

$n=2$.

(, 1963)

$$x_1 = C_1 + A_1 \cos \theta\tau + B_1 \sin \theta\tau + \dots, \quad x_2 = C_2 + A_2 \cos \theta\tau + B_2 \sin \theta\tau + \dots \quad (25)$$

$$A_i, B_i, C_i \quad \theta = \omega\omega_1^{-1} \quad (i=1,2) \quad ; \quad \omega -$$

(25)

$C_i \neq 0$,

(25)

(21)

, $\cos \theta\tau \sin \theta\tau$ (,),