

PACS: 539.375

## PƏRÇİMLİ PERFORASİYALI PANELİN GƏRGİNLİKLİ VƏZİYYƏTİ

C.D.YƏHYAYEV

*Azərbaycan texniki universitet  
AZ 1073, Bakı, H.Javid pr., 25  
yahyayev.cosqun@mail.ru*

Daxil olub: 17.07.2020  
Çapa verilib: 28.09.2020

### REFERAT

Dairəvi deşiklərlə yumşaldılmış  $h$  qalınlıqlı qeyri-məhdud izotrop elastik panel nəzərdən keçirilir. Deşik konturları kənar yüklərdən azaddır. Eninə sərtlik qabırğaları panel səthinə nisbətə simmetrik şəkildə panelə stringerin bütün uzunluğu boyunca sabit addımlarla diskret nöqtələrdə bərkidilir. Ordinat oxu boyunca biroxlı dartılma zamanı perforasiyalı panelin gərginlikli-deformasiyalı vəziyyəti tədqiq edilmişdir. Tərtibat sxemində möhkəmləndirici sərtlik qabırğalarının fəaliyyəti pərçimlərin nizamlanma yerlərində tətbiq olunmuş qeyri-müəyyən toplanmış qüvvələrlə əvəz olunmuşdur (birləşmə nöqtələri).

Açar sözlər: perforasiyalı pərçimli panel, toplanmış qüvvələr, gərginlikli vəziyyət, biroxlı dartılma.

### GİRİŞ

Müasir texnologiyanın müxtəlif sahələrində nəqliyyat mühəndisliyi (gəmiqayırma, avtomobil, vaqon istehsalı, avia mühəndislik), elastik elementləri olan lövhələrin möhkəmləndirilməsi konstruksiyaların maddi istehlakını azaltmaq, möhkəmlilik xüsusiyyətlərini və istifadə etibarlılığını artırmaq üçün geniş istifadə olunur [1]. Son illər istifadə resurslarını yüksəltməyə xidmət edən təhlükəsiz-zədələnmiş konstruksiyaları özündə ehtiva edən müxtəlif nəqliyyat maşınqayırma məhsullarının layihələşdirilməsində yeni prinsiplərin tətbiqinə nail olunmuşdur. Bu baxımdan metal kompozitli materiallar böyük rol oynayır. Metal matrisli yeni kompozit materialların səmərəli istifadəsi üçün mümkün sahələrdən biri də nazik təbəqəyə malik struktur elementlərini gücləndirmək üçün birtərəfli kompozitlərdən dayanma zolaqlarının (stringer) yaradılmasıdır [2-8].

Nazik divarlı struktur elementlərindəki gərginlik konsentrasiyasını məhdudlaşdırmaq üçün möhkəmləndirici elementlərin istifadəsinin effektivliyini qiymətləndirmək elmi maraq doğurur. Buna görə möhkəmləndirici sərtlik qabırğaları ilə gücləndirilmiş lövhələr üçün elastiklik nəzəriyyəsi problemlərinin həlli böyük nəzəri və praktik maraq doğurur.

### MƏSƏLƏNİN QOYULUŞU

$P_m = m\omega$  ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) nöqtələrində  $\lambda$  radiusu və mərkəzlərə malik dairəvi deşiklərlə yumşaldılmış  $h$  qalınlıqlı sonsuz izotrop elastik lövhə nəzərdən keçirilir.

Deşik konturları kənar yüklərdən azaddır. Panelə panel səthinə simmetrik nisbətə digər materialdan  $z = \pm mL \pm iny_0$  ( $m = 2k - 1; k = 1, 2, \dots; n = 1, 2, \dots$ ) nöqtələrində  $A_s$  kəsişmə sahəsi üzrə eninə sərtlik qabırğaları bərkidilir. Koordinat sistemi seçimi və təyinatı Şəkil-1-də izah olunmuşdur. Bircinsli dartılma gərginliyi  $\sigma_y^\infty = \sigma_0$  sonsuzluqda fəaliyyət göstərir.

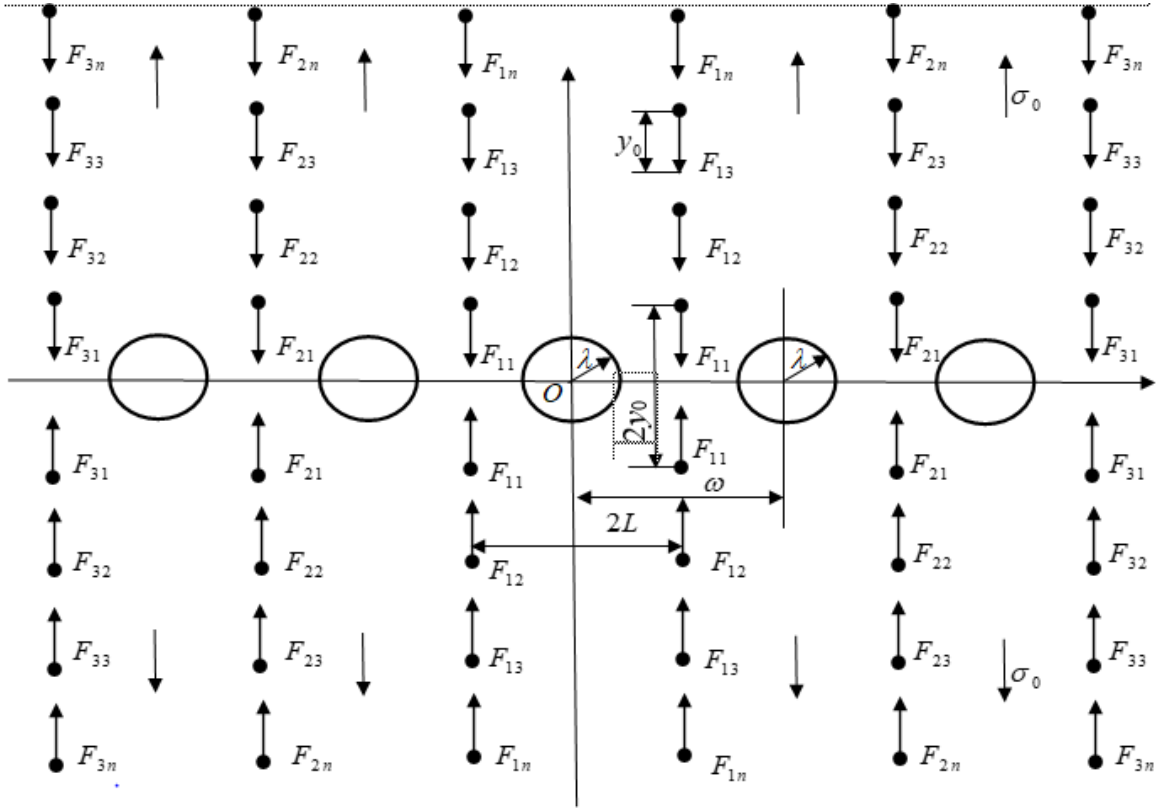
Tərtibat sxemindəki pərçimlənmiş bərkidilmiş qabırğaların fəaliyyəti pərçimlərin yerləşmə yerində tətbiq olunmuş toplanmış qüvvələrlə əvəzlənir (Şəkil1). Toplanmış qüvvənin miqdarı  $F_{mn}$  məlum deyildir və məsələnin həlli prosesində müəyyənləşdirilməlidir.

Nəzərdə tutulan məsələ toplanmış qüvvələrin miqdarını, dairəvi deşiklərdən kənarında deformasiyalı gərginlik vəziyyətini təyin etmək üçün qoyulmuşdur. Koordinat oxlarına nisbətə simmetrik deformasiya prosesi nəzərdən keçilir.

Verilən məsələdə sərhəd şərtləri

$$\sigma_r - i\tau_{r\theta} = 0 \quad \text{deşik konturlarında} \quad (1)$$

əks olunur.



Şəkil1  
ПОДПИСЬ

## SƏRHƏD MƏSƏLƏSİNİN HƏLLİ

Sərhəd şərtləri simmetriyası və  $D$  oblastı geometriyası əsasında panel materialı ilə əldə olunmuş gərginlik  $\omega$  müddəti ilə periodik funksiyalara məxsusdur.

Kolosov-Musxelişvili düsturu [9] və deşik korturlarında (1) sərhəd şərtlərinə əsaslanaraq məsələ kənar (sərhəd) şərtlərdən 2 analitik funksiyanın  $\Phi(z)$  и  $\Psi(z)$  formalaşmasına gətirib çıxarır

$$\Phi(\tau) + \overline{\Phi(\tau)} - [\bar{\tau} \Phi'(\tau) + \Psi(\tau)] e^{2i\theta} = 0, \quad (2)$$

harada 
$$\tau = \lambda e^{i\theta} + m\omega, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3)$$

Sərhəd məsələsinin həlli (2) bu şəkildə tapılır

$$\Phi(z) = \Phi_0(z) + \Phi_1(z), \quad \Psi(z) = \Psi_0(z) + \Psi_1(z), \quad (4)$$

burada  $\Phi_0(z)$  və  $\Psi_0(z)$  potensialları tam lövhədə gərginlik və deformasiya sahəsini  $F_{mn}$  və  $\sigma_0$  toplanmış qüvvələr sisteminin fəaliyyəti əsasında müəyyən edir və aşağıdakı düsturlarla təyin olunur

$$\begin{aligned} \Phi_0(z) &= \frac{1}{4}\sigma_0 - \frac{1}{2\pi(1+\chi)h} \sum'_{m,n} F_{mn} \left[ \frac{1}{z - mL + iny_0} - \frac{1}{z - mL - iny_0} \right], \\ \Psi_0(z) &= \frac{1}{2}\sigma_0 - \frac{i\chi}{2\pi(1+\chi)h} \sum'_{m,n} F_{mn} \left[ \frac{1}{z - mL + iny_0} - \frac{1}{z - mL - iny_0} \right] + \\ &+ \frac{i}{2\pi(1+\chi)h} \sum'_{m,n} F_{mn} \left[ \frac{Lm - iny_0}{(z - mL - iny_0)^2} - \frac{mL + iny_0}{(z - mL + iny_0)^2} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

burada  $F_{mn} - z = mL + iny_0$ ,  $\chi = (3 - \nu)/(1 + \nu)$  nöqtələrində tətbiq olunan toplanmış qüvvələr;  $\nu$  - lövhə materialının Poasson əmsalındır.

Qiymət işarəsindəki ştrix hesablamada zamanı  $m = n = 0$  indeksinin ixtisar olunduğunu göstərir.

$\Phi_1(z)$  və  $\Psi_1(z)$  potensialları kənar şərtlər vasitəsilə müəyyən olunmalıdır (2).  $\Phi_1(z)$  və  $\Psi_1(z)$  funksiyalarının tapılması üçün aşağıda verilmiş formada sərhəd şərti təqdim olunur (2)

$$\begin{aligned} \Phi_1(\tau) + \overline{\Phi_1(\tau)} - [\overline{\tau} \Phi_1'(\tau) + \Psi_1(\tau)] e^{2i\theta} = \\ = -\Phi_0(\tau) - \overline{\Phi_0(\tau)} + [\overline{\tau} \Phi_0'(\tau) + \Psi_0(\tau)] e^{2i\theta} \end{aligned} \quad (6)$$

$\Phi_1(z)$  və  $\Psi_1(z)$  funksiyaları ifadə olunur

$$\begin{aligned} \Phi_1(z) &= \alpha_0 + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \rho^{(2k)}(z)}{(2k+1)!}, \\ \Psi_1(z) &= \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \rho^{(2k)}(z)}{(2k+1)!} - \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} S^{(2k+1)}(z)}{(2k+1)!}, \end{aligned} \quad (7)$$

burada

$$\begin{aligned} \rho(z) &= \left( \frac{\pi}{\omega} \right)^2 \sin^{-2} \left( \frac{\pi}{\omega} z \right) - \frac{1}{3} \left( \frac{\pi}{\omega} \right)^2, \\ S(z) &= \sum'_{m,n} \left[ \frac{P_m}{(z - P_m)^2} - \frac{2z}{P_m} - \frac{1}{P_m} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

Qiymətdəki ştrix hesablamada zamanı indeksin  $m = 0$  ixtisar olunduğuna işarə edir. Koordinat oxuna nisbətən simmetriya şərtlərindən tapırıq ki,

$$\text{Im } \alpha_{2k+2} = 0, \quad \text{Im } \beta_{2k+2} = 0 \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

(4), (5), (7) və (9) üzrə verilmiş əlaqələr periodik gərginlik paylanması üzrə simmetrik məsələlər sinfini təyin edir.

Nöqtə  $D$ -də iki bərabər nöqtəni birləşdirən qövsdə mövcud olan bütün qüvvələrin başlıca

vektorunun sabitliyi şərtlərindən

$$\alpha_0 = \frac{\pi^2}{24} \beta_2 \lambda^2 \quad \text{nəticəsini əldə edirik.} \quad (10)$$

Qeyri-müəyyən  $\alpha_{2k}$ ,  $\beta_{2k}$  əmsalları sərhəd şərtlərindən müəyyənləşdirilməlidir (6). Dövri şərtlərin yerinə yetirilməsi hesabına sərhəd şərtləri sistemi (6) konturda bir funksional tənliklə əvəz olunur  $\tau = \lambda e^{i\theta}$ .

$\Phi_1(z)$ ,  $\Psi_1(z)$  funksiyalarının  $\alpha_{2k}$ ,  $\beta_{2k}$  əmsallarına nisbətə tənliyinin qurulması üçün sərhəd şərtləri (6) bu hala istinad edir

$$\Phi_1(\tau) + \overline{\Phi_1(\tau)} - [\bar{\tau} \Phi_1'(\tau) + \Psi_1(\tau)] e^{2i\theta} = f_1(\theta) + if_2(\theta), \quad (11)$$

$$f_1(\theta) + if_2(\theta) = -\Phi_0(\tau) - \overline{\Phi_0(\tau)} + [\bar{\tau} \Phi_0'(\tau) + \Psi_0(\tau)] e^{2i\theta}. \quad (12)$$

$f_1(\theta) + if_2(\theta)$  funksiyalarına nisbətə onların  $|\tau| = \lambda$  konturunda Furiye sıralarına parçalandığını təxmin etmək mümkündür. Simmetriya sayəsində bu sıra aşağıdakı formaya gəlib çıxır.

$$f_1(\theta) + if_2(\theta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} A_{2k} e^{2ik\theta}, \quad \text{Im } A_{2k} = 0, \quad (13)$$

Qalıq nəzəriyyəsi istifadə edərək inteqralları hesabladıqdan sonra buraya (12)-ci düsturda göstərilən əlaqəni daxil etməklə

$$A_0 = -\frac{1}{2} \sigma_0 + \frac{1}{\pi(1+\chi)h} \sum_{m,n}' F_{mn} \left( \frac{2ny_0}{m^2 L^2 + n^2 y_0^2} \right), \quad (14)$$

$$A_2 = \frac{1}{2} \sigma_0 - \frac{1}{\pi(1+\chi)h} \sum_{m,n}' F_{mn} \left[ \frac{\lambda^2 \rho_1^3 \sin 3\varphi_1}{(m^2 L^2 + n^2 y_0^2)^3} + \frac{\chi \rho_1 \sin \varphi_1}{m^2 L^2 + n^2 y_0^2} - \frac{\rho_1^3 \sin 3\varphi_1}{(m^2 L^2 + n^2 y_0^2)^2} \right]$$

$$A_{2k} = \frac{1}{\pi(1+\chi)h} \sum_{m,n}' F_{mn} \left[ \frac{\lambda^{2k} \rho_1^{2k+1} \sin(2k+1)\varphi_1}{(m^2 L^2 + n^2 y_0^2)^{2k+1}} + \right. \\ \left. + \frac{(-2)(-3)\dots(-2k)\lambda^{2k} \rho_1^{2k+1} \sin(2k+1)\varphi_1}{(2k-1)!(m^2 L^2 + n^2 y_0^2)^{2k+1}} - \right.$$

$$\left. - \frac{\chi \lambda^{2k-2} \rho_1^{2k-1} \sin(2k-1)\varphi_1}{(m^2 L^2 + n^2 y_0^2)^{2k-1}} + \frac{(-2)(-3)\dots(1-2k)\lambda^{2k-2} \rho_1^{2k+1} \sin(2k+1)\varphi_1}{(2k-2)!(m^2 L^2 + n^2 y_0^2)^{2k}} \right]$$

( $k = 2, 3, \dots$ )

$$A_{-2k} = \frac{1}{\pi(1+\chi)h} \sum_{m,n}' F_{mn} \frac{\lambda^{2k} \rho_1^{2k+1} \sin(2k+1)\varphi_1}{(m^2 L^2 + n^2 y_0^2)^{2k+1}}, \quad (k = 1, 2, \dots),$$

burada  $\rho_1 = \sqrt{m^2 L^2 + n^2 y_0^2}$ ,  $\varphi_1 = \arctg \frac{ny_0}{mL}$  bərabərliyini tapmaq mümkündür.

$\Phi_1(z)$  və  $\Psi_1(z)$  funksiyalarının  $\alpha_{2k}$ ,  $\beta_{2k}$  (7) ifadə əmsallarına nisbətə tənliyin qurulması üçün bu funksiyalar  $z = 0$  nöqtəsi yaxınlığında Loran sırasına parçalanır.

$$\Phi_1(z) = \alpha_0 + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2}}{z^{2k+2}} + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} r_{j,k} z^{2j}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \Psi_1(z) = & \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2}}{z^{2k+2}} + \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} r_{j,k} z^{2j} - \\ & - \sum_{k=0}^{\infty} (2k+2) \alpha_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} (2j+2k+2) r_{j,k} z^{2j}, \end{aligned}$$

harada  $r_{j,k} = \frac{(2j+2k+1)! g_{j+k+1}}{(2j)!(2k+1)! 2^{2j+2k+2}}$ ;  $g_{j+k+1} = 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^{2j+2k+2}}$ .

$\Phi_1(z)$ ,  $\overline{\Phi_1(z)}$ ,  $\Phi_1'(z)$  və  $\Psi_1(z)$  əvəzinə  $z = \lambda e^{i\theta}$  konturunda sərhəd şərtinin (11) sol tərəfi ilə onların  $z=0$  nöqtəsi yaxınlığındakı Loran sırasına bölünməsinə (16) əvəz etsək və sağ tərəfini (11) isə Furiye sırasının (13)  $f_1 + if_2$  funksiyalarında yerinə qoysaq, eyni dərəcədə  $e^{i\theta}$  əmsallarını müqayisə edərək,  $\alpha_{2k+2}$ ,  $\beta_{2k+2}$  əmsallarına nisbətən iki sonsuz xətti cəbri tənliklər sistemi almış olarıq. Bir sıra dəyişikliklərdən sonra  $\alpha_{2k+2}$  nisbətən sonsuz xətti cəbri tənliklər sistemində gəlib çıxırıq.

$$\alpha_{2j+2} = \sum_{k=0}^{\infty} A_{j,k} \alpha_{2k+2} + b_j \quad (j = 0, 1, 2, \dots) \quad (17)$$

$$b_0 = A_2 - \sum_{k=0}^{\infty} \frac{g_{k+2} \cdot \lambda^{2k+4}}{2^{2k+4}},$$

$$b_j = A_{2j+2} - \frac{(2j+1) A_0 g_{j+1} \lambda^{2j+2}}{k_1 2^{2j+2}} -$$

$$- \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2j+2k+3)! g_{j+k+2} \lambda^{2k+2j+4}}{(2j)!(2k+3)! 2^{2j+2k+4}} A_{-2k-2}, \quad (18)$$

$$k_1 = 1 - \frac{\pi^2}{12} \lambda^2, \quad g_j = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^{2j}},$$

$$A_{j,k} = (2j+1) \gamma_{j,k} \lambda^{2j+2k+2}$$

$$\gamma_{0,0} = \frac{3}{8} g_2 \lambda^2 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(2i+1) g_{i+1}^2 \lambda^{4i+2}}{2^{4i+4}},$$

$$\gamma_{j,k} = - \frac{(2j+2k+2)! g_{j+k+1}}{(2j+1)!(2k+1)! 2^{2j+2k+2}} + \frac{(2j+2k+4)! g_{j+k+2} \lambda^2}{(2j+2)!(2k+2)! 2^{2j+2k+4}} +$$

$$+ \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(2j+2i+1)!(2k+2i+1)!g_{j+i+1}g_{k+i+1}\lambda^{4i+2}}{(2i+1)!(2j+1)!(2k+1)!(2i)!2^{2j+2k+4i+4}} + b_{j,k}$$

$$b_{0,k} = 0, \quad b_{j,0} = 0, \quad b_{j,k} = \frac{g_{j+1}g_{k+1}\lambda^2}{2^{2j+2k+4}} \left( 1 + \frac{2k_2\lambda^2}{k_1} \right),$$

$$k_2 = \frac{\pi^2}{24}, \quad (j = 1, 2, \dots), \quad (k = 1, 2, \dots).$$

Aşağıda verilmiş tənliklərdən daim  $\beta_{2k+2}$  təyin edilir

$$\beta_2 = \frac{1}{k} \left[ -A_0 + 2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{g_{k+1} \cdot \lambda^{2k+2}}{2^{2k+2}} \alpha_{2k+2} \right], \quad (19)$$

$$\beta_{2j+4} = (2j+3)\alpha_{2j+2} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2j+2k+3)!g_{j+k+2}\lambda^{2j+2k+4}}{(2j+2)!(2k+1)!2^{2j+2k+4}} \alpha_{2k+2} - A_{-2j-2}$$

### TOPLANMIŞ QÜVVƏLƏRİN KƏMIYYƏTİNİN TƏYİN EDİLMƏSİ

Cəbri tənliklər sistemi (17) və (19) toplanmış  $F_{mn}$  qüvvələrinin qeyri-müəyyən miqdarlarını ehtiva edir. Bu miqdarları təyin edək.

Huk qanununa istinadən, sərtlik qabırğası tərəfində hər bir pərçim üzərində hərəkət edən konsentrat qüvvənin  $F_{mn}$  qiyməti bərabərdir

$$F_{mn} = \frac{E_s \cdot A}{2y_0 n} \Delta v_{mn} \quad (m = 1, 2, \dots, \quad n = 1, 2, \dots),$$

burada  $E_s$  - sərtlik qabırğası materialının Yunq modulu,  $A$  - qabırğanın eninə kəsişmə sahəsi,  $2y_0 n$  - pərçimlərarası məsafə,  $\Delta v_{mn}$  - pərçimlərin nəzərdə tutulan qarşılıqlı yerdəyişməsi, bu da sərtlik qabırğasının müvafiq hissəsinin uzanmasına bərabərdir

Pərçimin  $a_0$  radiusu vasitəsilə nəzərdən keçirək. Nəzərdə tutulan məsələdə elastiklik nəzəriyyəsinin  $z = m\ell + i(ny_0 - a_0)$  və  $z = m\ell - i(ny_0 - a_0)$  nöqtələrinin qarşılıqlı elastik yerdəyişməsinin yuxarıda verilmiş  $\Delta v_{mn}$  pərçiminin göstərilmiş qarşılıqlı yerdəyişməsinə bərabər olması barədə əsaslı ehtimalı yaddan çıxarmamalıyıq. Yerdəyişmələrin uyğunluğu üçün bu əlavə şərt yuxarıda göstərilən problemin səmərəli həllini tapmağa imkan verir.

Elementar, bir qədər də dərin hesablamalardan sonra (4), (5), (7) formullarından istifadə edərək verilmiş nöqtələrin qarşılıqlı yerdəyişməsini  $\Delta v_{p,r}$  aşağıdakı şəkildə ifadə edə bilərik.

$$\Delta v_{p,r} = \Delta v_{p,r}^{(0)} + \Delta v_{p,r}^{(1)} \quad (20)$$

$$\Delta v_{p,r}^{(0)} = \frac{1}{2\pi(1+\chi)\mu h} \sum_{m,n} 'F_{mn} \left[ \chi \ln \frac{(p_0 - m)^2 L^2 + a_0^2}{(p_0 - m)^2 L^2 + [(r - n)y_0 - a_0]^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{2(r - n)y_0 [(r - n)y_0 - a_0] \langle 2p_0(p_0 - m)L^2 + a_0 [(r - n)y_0 - a_0] \rangle}{\langle (p_0 - m)^2 L^2 + [(r - n)y_0 - a_0]^2 \rangle [(p_0 - m)^2 L^2 + a_0^2]} \right] + \quad (21)$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\sigma_0}{2\mu}(1 + \chi)(ry_0 - a_0), \\
 \Delta v_{p,r}^{(1)} = & \frac{1}{\mu} \left[ (\chi - 1)(ry_0 - a_0)a_0 + (\chi + 1) \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \sin(2k+1)\alpha}{(2k+1)\rho_2^{2k+1}} + \right. \\
 & + (\chi - 1) \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{r_{j,k}}{2j+1} \rho_2^{2j+1} \sin(2j+1)\alpha - \\
 & - \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \sin(2k+1)\alpha}{(2k+1)\rho_2^{2k+1}} - \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{r_{j,k}}{2j+1} \rho_2^{2j+1} \sin(2j+1)\alpha + \\
 & \left. + \sum_{k=0}^{\infty} (2k+2) \alpha_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(2j+2k+2)}{2j+1} r_{j,k} \rho_2^{2j+1} \sin(2j+1)\alpha \right] \quad (22)
 \end{aligned}$$

burada  $\rho_2 = \sqrt{(pL)^2 + (ry_0 - a_0)^2}$ ,  $\alpha = \arctg \frac{ry_0 - a_0}{pL}$ ,

$F_{pr}$  toplanmış qüvvələrinin məchul miqdarı  $F_{pr}$  ( $p = 1, 2, \dots, r = 1, 2, \dots$ ) nisbətən sonsuz xətti tənliklər sisteminin vasitəsilə tapılır.

$$F_{pr} = \frac{E_s A}{2y_0 r} \Delta v_{pr} \quad (p = 1, 2, \dots, r = 1, 2, \dots). \quad (23)$$

(23) məsələnin periodikliyi və simmetriyası baxımından sistem vahid sonsuz cəbri sistemə çevrilir. Bununla da tənliklər sistemi (23) və xətti cəbri tənliklər (17) və (19) əlaqələndirilməli və birlikdə həll olunmalıdır. Bunların həlli nəticəsində müəyyən  $\Phi_1(z)$ ,  $\Psi_1(z)$  funksiyalarının  $\alpha_{2k+2}$ ,  $\beta_{2k+2}$  əmsallarını və  $F_{1r} = F_{pr}$  ( $p = 1, 2, \dots, r = 1, 2, \dots$ ) qüvvələrinin miqdarını təyin edə bilərik.

(20), (21) və (22) nəzərə alınmaqla sonsuz cəbri sistem (23) aşağıdakı düstür şəklini alır

$$\begin{aligned}
 F_{pr} = & \frac{E_s A}{4\pi(1 + \chi)\mu h r y_0} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} F_{mn} \left[ \chi \ln \frac{(p-m)^2 L^2 + a_0^2}{(p-m)^2 L^2 + [(r-n)y_0 - a_0]^2} + \right. \\
 & + \chi \ln \frac{(p+m)^2 L^2 + a_0^2}{(p+m)^2 L^2 + [(r-n)y_0 - a_0]^2} + \\
 & + \frac{2(r-n)y_0 [(r-n)y_0 - a_0] \langle 2p(p-m)L^2 + a_0 [(r-n)y_0 - a_0] \rangle}{\langle (p-m)^2 L^2 + [(r-n)y_0 - a_0]^2 \rangle [(p-m)^2 L^2 + a_0^2]} + \\
 & + \frac{2(r-n)y_0 [(r-n)y_0 - a_0] \langle 2p(p+m)L^2 + a_0 [(r-n)y_0 - a_0] \rangle}{\langle (p+m)^2 L^2 + [(r-n)y_0 - a_0]^2 \rangle [(p+m)^2 L^2 + a_0^2]} + \\
 & + \frac{2(r+n)y_0 [(r+n)y_0 - a_0] \langle 2p(p-m)L^2 + a_0 [(r+n)y_0 - a_0] \rangle}{\langle (p-m)^2 L^2 + [(r+n)y_0 - a_0]^2 \rangle [(p-m)^2 L^2 + a_0^2]} +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2(r-n)y_0[(r+n)y_0 - a_0] \left\langle 2p(p+m)L^2 + a_0[(r+n)y_0 - a_0] \right\rangle}{\left\langle (p+m)^2 L^2 + [(r+n)y_0 - a_0]^2 \right\rangle [(p+m)^2 L^2 + a_0^2]} \Bigg| + \\
 & + \frac{E_s A}{2y_0 r \mu} \left[ \alpha_0 (ry_0 - a_0)(\chi - 1) + (\chi + 1) \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \sin(2k+1)\alpha}{(2k+1)\rho_2^{2k+1}} + \right. \\
 & \quad + (\chi - 1) \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{r_{j,k}}{2j+1} \rho_2^{2j+1} \sin(2j+1)\alpha - \\
 & \quad - \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \sin(2k+1)\alpha}{(2k+1)\rho_2^{2k+1}} - \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{r_{j,k}}{2j+1} \rho_2^{2j+1} \sin(2j+1)\alpha + \\
 & \quad \left. + \sum_{k=0}^{\infty} (2k+2) \alpha_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(2j+2k+2)}{2j+1} r_{j,k} \rho_2^{2j+1} \sin(2j+1)\alpha \right].
 \end{aligned}$$

Qeyd edildiyi kimi, əldə etdiyimiz sistemlər qarşılıqlı şəkildə əlaqələndirilməli və birlikdə həll olunmalıdır. (4) də verilmiş düsturlarla bu sistemlərin həllindən sonra deşik radiusundan, o cümlədən pərçimli panelin geometrik və elastik parametrlərindən asılı olaraq pərçimli perforasiyalı paneldə gərginlik komponentləri tapılır.

Yuxarıda göstərilən üsulun ədədi şəkildə tətbiqi üçün hesablamalar aparıldı. Hesablamalar əsas element seçimi ilə Qauss metodu ilə tamamlanır. Sonsuz (17) və (19)-cu sistemlərin hər biri deşiklərarası məsafədən asılı olaraq çoxsaylı tənliklərə azaldıldı. Bununla əlaqədar sistemdən (24) tənliyin (19) köməkliliylə qeyri-müəyyən  $\beta_{2k+2}$  ixtisar edilir. Hesablamalar göstərdi ki,  $0 \leq \lambda \leq 0,8$  diapazonu üçün (17) və (19) sistemləri 5 tənlik sayına azaltmaq kifayət edir.  $\lambda > 0,8$  diapazonu üçün (17) və (19) sistemləri 30 tənliyə endirildi. Buna baxmayaraq,  $\lambda > 0,8$  parametrin dəyəri  $\lambda$  dəyişəninin iş diapazonundan çıxır.  $0 \leq \lambda \leq 0,8$  diapazonunda tənliklər sisteminin (17), (19) və (24) həllinin yetərinə sürətli yaxınlaşması onunla izah olunur ki, (17), (19) sistemlərinin əmsalları, həmçinin  $A_{2k}$  üçün düsturlar  $\lambda$  parametrinin yüksək dərəcəsini ehtiva edir.

Sərbəst parametrlərin aşağıdakı qiymətləri üçün hesablamalar aparılmışdır.

$$a_0/L = \varepsilon = 0,01, \quad \nu = 0,3, \quad \varepsilon = y_0/L = 0,15; 0,25; 0,5.$$

Sərtlik qabırğasının  $A\ell$ -polad qarışığından, ( $\nu - 40\%$ ), panelin isə ərintidən B95,  $E = 7,1 \cdot 10^4$  MPa,  $E_s = 11,5 \cdot 10^4$  MPa hazırlandığı nəzərdə tutulur. Sadələşdirmə üçün  $A/y_0 h = 1$  qəbul edilmişdir.

Praktiki hesablamalarda birləşdirmə nöqtələrinin sayı məhdud  $2N = 6, 10, 14$  kimi götürülür. Hesablama nəticələri əsasında bir neçə nəticəyə gəlmək mümkündür.

Deşik sərtlik elementindən kənarlaşdırıldıqda deşik konturu üzərində gərginlik konsentrasiyasının azalması daha az özünü göstərir, odur ki, panel üzərində mövcud olan yükün bir hissəsini qəbul edən tikinti elementi kimi sərtlik qabırğasının effektivliyi aşağı düşür. Deşik sərtlik qabırğasına yaxınlaşdıqda, dairəvi deşiyin konturundakı gərginlik konsentrasiyasının azalması daha əhəmiyyətli olur və deşiyin konturu birbaşa sərtlik qabırğasının xəttinə toxunduqda ən böyük qiymətə çatır, lakin bununla birlikdə deşiklərin qarşılıqlı təsiri nəzərə çarpacaq dərəcədə öz təsirini göstərməyə başlayır. Deşik konturundakı gərginlik konsentrasiyasının azalma dərəcəsi nə qədər böyükdürsə, möhkəmləndirici elementin sərtliyi də bir o qədər yüksəkdir və bərkətmə nöqtələri öz aralarında daha yaxın yerləşməsi ilə səciyyələnir.



## NƏTİCƏLƏR

Güc yüklənməsi ilə kompozit metal materialdan hazırlanmış çoxsaylı eninə sərtlik qabırğaları tərəfindən bərkidilmiş perforasiyalı lövhələr üçün elastiklik nəzəriyyəsinə problemlər sinifini həll etmək məqsədilə effektiv metodika tərtib olunmuşdur. Deşik sərtlik elementindən kənarlaşdırıldıqda deşik konturu üzərində gərginlik konsentrasiyasının azalması daha az özünü göstərir, odur ki, panel üzərində mövcud olan yükün bir hissəsini qəbul edən tikinti elementi kimi sərtlik qabırğasının effektivliyi aşağı düşür. Deşik sərtlik qabırğasına yaxınlaşdıqda, dairəvi deşiyin konturundakı gərginlik konsentrasiyasının azalması daha əhəmiyyətli olur və deşiyin konturu birbaşa sərtlik qabırğasının xəttinə toxunduqda ən böyük qiymətə çatır, lakin bununla birlikdə deşiklərin qarşılıqlı təsiri nəzərə çarpacaq dərəcədə öz təsirini göstərməyə başlayır. Deşik konturundakı gərginlik konsentrasiyasının azalma dərəcəsi nə qədər böyükdürsə, möhkəmləndirici elementin sərtliyi də bir o qədər yüksəkdir və bərkitmə nöqtələri öz aralarında daha yaxın yerləşməsi ilə səciyyələnir.

1. V.Z.Parton, E.M.Morozov. *Elastik-plastik dağılma mexanikası*, M.: Elm, (1985) 504.
2. V.S.Kravets. *Çatlı lövhənin elastik və məhdudlaşdırıcı müvazinəti üzrə pərçimli stringerlərdə qurulumların təsiri*, *Materialşünaslıq*, **35** (1999) 339-348.
3. M.V.Mir-Səlim-zadə. *Müntəzəm stringerlər sistemi ilə gücləndirilmiş izotropik ortanın xüsusiyyəti*, *Mex. Kompoz. Mater.*, **43** (2007) 41-50.
4. M.B.Mir-Səlim-zadə. *Stringerli lövhədə birləşdirici çatların böyüməsi*, *Mühəndis konstruksiyaları və quruluşlarının inşaat mexanikası*, №4 (2013) 16-22.
5. M.V.Mir-Səlim-Zadə. *Springer lövhəsi üçün periodik əlaqə problemi*, *Ağır maşınqayırma*, №6 (2015) 35-39.
6. M.V.Mir-Səlim-zadə. *Dəyişkən en yuvalarının periodik sistemi nəticəsində zəifləmiş stringer lövhəsi üçün əlaqə problemi*, *Struktur Mühəndisliyi və Mexanika*, **62** (2017) 719-724.
7. O.Bedair. *Sərtləşdirilmiş lövhə və örtüklərin analiz və məhdud vəziyyət dizaynu: Dünyagörüşü, Tətbiqi mexanika icmalları*. ASME, 020501, **62** (2009)16.
8. Yu.İ.Dudarkov, M.V.Limonin, E.A.Levçenko. *PKM (Kalaşnikov pulemyotu)-dən hazırlanmış stringer panellərinin daşıma qabiliyyətinin qiymətləndirilməsinin bəzi xüsusiyyətləri*, *Kompozisiya materialları və konstruksiyaların mexanikası*, **25** №2 (2019) 192-206.
9. N.İ.Musxelişvili. *Riyazi elastiklik nəzəriyyəsinin bir sıra başlıca problemləri*. M.: Hayka, (1966) 707

## TENSILE CONDITION OF RIVETED PERFORATED PANEL

D.D.YAHYAYEV

An unlimited isotropic elastic panel with thickness  $h$ , softened with circular holes has been considered. The contours of the holes were free from external loads. The transverse stiffness ribs were fastened to the panel symmetrically relative to the panel surface at discrete points in fixed steps along the entire length of the stringer. The state of stress-strain of the perforated panel during monoaxial extensibility along the ordinate axis was researched. In the design scheme, the activity of the reinforcing stiffness ribs was replaced by indefinitely accumulated forces applied at the points of adjustment of rivets (connection points).

## НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ КЛЕПАНОЙ ПЕРФОРИРОВАННОЙ ПАНЕЛИ

Д.Д. ЯХЬЯЕВ

Рассматривается неограниченная изотропная упругая панель толщиной  $h$ , ослабленная круговыми отверстиями. Контуры отверстий свободны от внешних нагрузок. К панели прикреплены симметрично относительно поверхности панели поперечные ребра жесткости в дискретных точках с постоянным шагом по всей длине стрингера. Исследовано напряженно-деформированное состояние перфорированной панели при одноосном растяжении вдоль оси ординат. Действие приклепанных подкрепляющих ребер жесткости в расчетной схеме заменяется неизвестными сосредоточенными силами, приложенными в местах расположения заклепок (точек крепления).