

## WSPÓŁCZYNNIKI INTENSYWNOŚCI NAPRĘŻEŃ W SZCZELINACH W WIERZCHOŁKU ZAOKRĄGLONEGO KARBU V

ANDRZEJ KAZBERUK

*Katedra Mechaniki i Informatyki Stosowanej, Politechnika Białostocka  
e-mail: a.kazberuk@pb.edu.pl*

Streszczenie. Przedstawiono metodę obliczania współczynników intensywności naprężeń w szczelinach wychodzących z wierzchołka zaokrąglonego karbu V w nieskończonej, izotropowej, rozciąganej płaszczyźnie sprężystej. Wartości numeryczne współczynników intensywności naprężeń otrzymano dla dwóch podstawowych symetrycznych przypadków – pojedynczej szczeliny i układu dwóch równych szczelin. Przeprowadzono analizę wpływu wielkości promienia zaokrąglenia wierzchołka karbu V na obliczane współczynniki intensywności naprężeń szczelin. Uzyskane rozwiązanie ma charakter ogólny – współczynniki intensywności naprężeń w szczelinach są wyrażone poprzez współczynnik intensywności naprężeń w wierzchołku karbu V – umożliwiając oszacowanie parametrów mechaniki pęknięcia w symetrycznych ciałach skończonych osłabionych rozrywanymi krawędziami.

### 1. WSTĘP

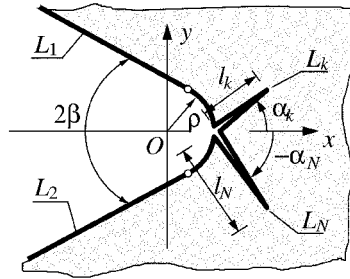
Problemy mechaniki pęknięcia dotyczące szczelin wychodzących z wierzchołka nieskończonego karbu w płaszczyźnie sprężystej są często wykorzystywane jako asymptotyczne przybliżenia rozwiązań w obszarach skończonych. Model ten jest adekwatny, ponieważ długość tworzącej się szczeliny w procesie poprzedzającym pęknięcie jest mała w stosunku do pozostałych wymiarów ciała. Ponadto znajomość współczynników intensywności naprężeń w wierzchołkach szczelin wychodzących z wierzchołka karbu umożliwia rozwiązywanie zagadnień sprężysto-plastycznych mechaniki pęknięcia w ramach modelu pasm plastyczności [8,9]. Bardzo istotnym zagadnieniem przy tworzeniu kryteriów pęknięcia jest również uwzględnienie wpływu zaokrąglenia wierzchołka karbu na wartości współczynników intensywności naprężeń w szczelinach w jego wierzchołku [5].

Problemowi rozkładu naprężeń w sprężystym klinie z symetryczną szczeliną w wierzchołku poświęcone są prace m.in. Dorana [3], Ouchterlony [7], Smetanina [1]. Rozwiązanie uzyskiwano zazwyczaj używając transformacji Mellina i faktoryzacji Wienera-Hopfa. Zamknięte, przybliżone rozwiązanie problemu ostrego karbu V z symetryczną szczeliną w wierzchołku uzyskali Savruk i Ritsar [15] metodą osobliwych równań całkowych. Przyjmując obciążenie w postaci asymptotyki pola naprężeń, Savruk i Kazberuk [12] otrzymali związek pomiędzy współczynnikiem koncentracji naprężeń w wierzchołku karbu zaokrąglonego i współczynnikiem intensywności naprężeń w wierzchołku odpowiedniego karbu ostrego. Wykorzystując zbliżone podejście, można obliczyć współczynniki

intensywności naprężeń dla układu szczelin wychodzących z wierzchołka zaokrąglonego karbu V poddanego rozrywaniu.

## 2. UKŁAD SZCZELIN W WIERZCHOŁKU ZAOKRĄGLONEGO KARBU V

Rozważamy nieskończony, symetrycznie rozrywany karb typu V, w jednorodnej płaszczyźnie sprężystej. Karb ma ramiona proste rozwarte pod kątem  $2\beta$  ( $0 \leq 2\beta \leq \pi$ ) i wierzchołek zaokrąglony odcinkiem łuku kołowego o promieniu  $\rho$ . Z wierzchołka karbu wychodzą szczeliny o długościach  $l_k$ . Kąty nachylenia szczelin do osi  $Ox$  oznaczono  $\tilde{\alpha}_k$ . Stosunki promienia zaokrąglenia karbu do długości szczelin określają parametry  $\varepsilon_k = \rho/l_k$ .



Rys. 1. Układ szczelin w wierzchołku karbu zaokrąglonego

W pracy przyjęto następującą definicję współczynnika intensywności naprężeń w wierzchołku karbu ostrego [16]:

$$\tilde{K}_I^V = \lim_{r \rightarrow 0, \theta = 0} [(2\pi r)^\lambda \sigma_{\theta\theta}(r, \theta)],$$

gdzie  $\lambda$  jest najmniejszym dodatnim pierwiastkiem równania charakterystycznego [17]:

$$(1 - \lambda) \sin(2\alpha) + \sin(2\alpha(1 - \lambda)) = 0, \quad \alpha = \pi - \beta.$$

Zadanie rozwiązano metodą osobliwych równań całkowych [10], przyjmując, że kontur karbu modelują dwie zakrzywione szczeliny. Zespolone potencjały naprężeń Kolosova-Muskhelishvili [6] zapisano w postaci superpozycji

$$\Phi_*(z) = \Phi_0(z) + \Phi(z), \quad \Psi_*(z) = \Psi_0(z) + \Psi(z).$$

Brzegi karbu są nieobciążone, a stan naprężeń w nieskończoności opisują następujące potencjały  $\Phi_0(z)$ ,  $\Psi_0(z)$  [2]:

$$\Phi_0(z) = -\frac{\tilde{K}_I^V}{(2\pi z)^\lambda} \frac{\lambda - 1}{A(\lambda)} \sin(2\alpha), \quad \Psi_0(z) = -\frac{\tilde{K}_I^V}{(2\pi z)^\lambda} \frac{\lambda - 1}{A(\lambda)} \sin(2\lambda\alpha), \quad (1)$$

gdzie  $A(\lambda) = (\lambda - 1)[(\lambda - 2) \sin(2\alpha) + \sin(2\lambda\alpha)]$ ,  $\alpha = \pi - \beta$ .

Nieznane zespolone potencjały  $\Phi(z)$ ,  $\Psi(z)$  opisują zaburzenie pola naprężeń wywołane obecnością karbu (kontury  $L_1+L_2$ ) oraz szczelin ( $L_k$ ,  $k=3,\dots,N$ ). Równowagę na konturach brzegowych określa warunek:

$$N(t) + iT(t) = p(t) = - \left\{ \Phi_0(t) + \overline{\Phi_0(t)} + \frac{dt}{dt} \left[ t \overline{\Phi_0'(t)} + \overline{\Psi_0(t)} \right] \right\}, \quad t \in L_k, \quad k=1,\dots,N \quad (2)$$

Poszukiwane potencjały naprężeń mają następujące przedstawienia całkowe [10]:

$$\Phi(z) = \frac{1}{2\pi} \int_L \frac{g'(t)}{t-z} dt, \quad \Psi(z) = \frac{1}{2\pi} \int_L \left[ \frac{\overline{g'(t)}}{t-z} dt - \frac{\overline{t} g'(t)}{(t-z)^2} dt \right], \quad L = \bigcup_{k=1}^N L_k.$$

Spełniając warunek graniczny (2), otrzymuje się osobliwe równanie całkowe:

$$\frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^N \int_{L_k} \left[ K_{km}(t, t') g'(t) dt + L_{km}(t, t') \overline{g'(t)} dt \right] = p(t'), \quad t' \in L_m, \quad m=1, 2, \dots, N, \quad (3)$$

Gdzie jądra równania całkowego są następujące [10,14]:

$$K_{km}(t, t') = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{t-t'} + \frac{\overline{dt'}}{dt'} \frac{1}{\overline{t}-t'} \right], \quad L_{km}(t, t') = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{t-t'} + \frac{\overline{dt'}}{dt'} \frac{t-t'}{(\overline{t}-t')^2} \right], \quad t \in L_k, \quad t' \in L_m \quad (4)$$

Uzyskanie rozwiązania równania (3) wymaga spełnienia warunku jednoznaczności przemieszczeń na konturach brzegowych [10]:

$$\int_L g'(t) dt = 0, \quad L = \bigcup_{k=1}^N L_k. \quad (5)$$

Można wykazać [14], że warunek (5) będzie automatycznie spełniony, jeżeli jądra (4) równania całkowego (3) w punktach  $(t=l_k^-, k=1, 2, \dots, N)$  przecięcia konturów  $L_k$  przyjmą wartości zerowe. Uwzględniając tę właściwość, równanie (3) zapisano w postaci:

$$\frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^N \int_{L_k} \left[ K_{km}^*(t, t') g_k'(t) dt + L_{km}^*(t, t') \overline{g_k'(t)} dt \right] = p(t'), \quad t' \in L_m, \quad m=1, 2, \dots, N, \quad (7)$$

gdzie

$$K_{km}^*(t, t') = K_{km}(t, t') - K_{km}(l_k^-, t'), \quad L_{km}^*(t, t') = L_{km}(t, t') - L_{km}(l_k^-, t'). \quad (8)$$

Przyjmując promień zaokrąglenia wierzchołka karbu  $\rho$  jako podstawową jednostkę długości, równania konturów brzegowych zapisuje się w postaci parametrycznej

$$t = \rho \omega_k(\xi), \quad t \in L_k, \quad k=1, 2, \dots, N, \quad -1 \leq \xi \leq 1, \quad (9)$$

gdzie

$$\omega_1(\zeta) = \exp(i\phi(\zeta)) \begin{cases} 1, & 0 \leq \phi(\zeta) \leq \phi_B, \\ \operatorname{cosec}(\phi(\zeta) + \beta), & \phi(\zeta) > \phi_B, \end{cases}$$

$$\phi(\xi) = \frac{1}{2} (\xi + 1)(\pi - \beta), \quad \phi_B = \pi/2 - \beta,$$

$$\omega_2(\xi) = \overline{\omega_1(\xi)},$$

$$\omega_k(\xi) = 1 + \frac{1}{2\varepsilon_k}(\xi+1)\exp(i\tilde{\alpha}_k), \quad 0 \leq \tilde{\alpha}_k < \alpha.$$

Dokonując zamiany zmiennych (9), równanie całkowe (7) zapisuje się w formie kanonicznej:

$$\frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^N \int_{-1}^1 [M_{km}(\xi, \eta) g'_k(\xi) + N_{km}(\xi, \eta) \overline{g'_k(\xi)}] d\xi = p_m(\eta), \quad -1 \leq \eta \leq 1, \quad m = 1, 2, \dots, N, \quad (10)$$

gdzie

$$M_{km}(\xi, \eta) = \rho K_{km}^*(\rho\omega_k(\xi), \rho\omega_m(\eta)) = \rho [K_{km}(\rho\omega_k(\xi), \rho\omega_m(\eta)) - K_{km}(\rho, \rho\omega_m(\eta))],$$

$$N_{km}(\xi, \eta) = \rho L_{km}^*(\rho\omega_k(\xi), \rho\omega_m(\eta)) = \rho [L_{km}(\rho\omega_k(\xi), \rho\omega_m(\eta)) - L_{km}(\rho, \rho\omega_m(\eta))]$$

oraz  $g'_k(\xi) = g'(\rho\omega_k(\xi))\omega'(\xi)$ ,  $p_m(\eta) = p(\rho\omega_m(\eta))$ .

Uwzględniając zależność (1), prawa strona równania (10) ma postać następującą:

$$p_m(\eta) = -\frac{\tilde{K}_I^V}{(2\pi\rho)^\lambda} \left\{ \Phi_0(\omega_m(\eta)) + \overline{\Phi_0(\omega_m(\eta))} + \frac{\overline{\omega'_m(\eta)}}{\omega'_m(\eta)} \left[ \omega_m(\eta) \overline{\Phi'_0(\omega_m(\eta))} + \overline{\Psi_0(\omega_m(\eta))} \right] \right\}$$

Rozwiązania osobliwego równania całkowego (10) poszukuje się w klasie funkcji z całkowalnymi osobliwościami na końcach przedziału całkowania [10]:

$$g'_k(\xi) = \frac{u_k(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}}, \quad -1 \leq \xi \leq 1.$$

Stosując kwadraturę całkową Gaussa-Chebysheva otrzymuje się układ algebraicznych równań liniowych będący dyskretnym analogiem równania całkowego (10)

$$\sum_{k=1}^N \left\{ \frac{1}{n_k} \sum_{i=1}^{n_k} [M_{km}(\xi_i, \eta_j) u_k(\xi_i) + N_{km}(\xi_i, \eta_j) \overline{u_k(\xi_i)}] \right\} = p_m(\eta_j), \quad m = 1, 2, \dots, N, \quad j = 1, \dots, n_k - 1,$$

$$\xi_i = \cos \frac{\pi(2i-1)}{2n_k}, \quad i = 1, \dots, n_k, \quad \eta_j = \cos \frac{\pi j}{n_k}, \quad j = 1, \dots, n_k - 1.$$

Wynikowy układ  $\sum_{k=1}^N n_k - N$  równań liniowych uzupełnia się  $N$  równaniami wynikającymi z warunku:  $u_k(-1) = 0$ ,  $k = 1, 2, \dots, N$  zerowania współczynników intensywności naprężeń w punktach przecięcia szczelin. Stosując interpolację Lagrange'a na węzłach Chebysheva, oblicza się wartości funkcji  $u_k(\xi)$  w dowolnych punktach  $\xi \neq \xi_i$ :

$$u_k(\xi) = \frac{1}{n_k} \sum_{i=1}^{n_k} (-1)^{i+1} u_k(\xi_i) \frac{T_{n_k}(\xi) \sqrt{1-\xi_i^2}}{\xi - \xi_i}. \quad (12)$$

W rezultacie rozwiązywany jest następujący układ równań liniowych:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{1}{n_k} \sum_{i=1}^{n_k} \left[ M_{km}(\xi_i, \eta_j) u_k(\xi_i) + N_{km}(\xi_i, \eta_j) \overline{u_k(\xi_i)} \right] \right\} = p_m(\eta_j), \\ j = 1, \dots, n_k - 1, \quad m = 1, 2, \dots, N, \\ \frac{1}{n_k} \sum_{i=1}^{n_k} (-1)^{i+n_k} \tan \frac{\pi(2i-1)}{4n_k} u_k(\xi_i) = 0, \quad k = 1, 2, \dots, N. \end{array} \right. \quad (13)$$

Współczynniki intensywności naprężeń w wierzchołkach szczelin  $L_k$  ( $k=3, N$ ) obliczane są w sposób następujący [10]:

$$K_{I,k}(l_k^+) - iK_{II,k}(l_k^+) = -\frac{1}{2^\lambda} \sqrt{|\omega'_k(+1)|} \frac{u_k(+1)}{\omega'_k(+1)} = (F_I - iF_{II}) \tilde{K}_I^V (\pi l_k)^{1/2-\lambda}, \quad k = 3, \dots, N \quad (14)$$

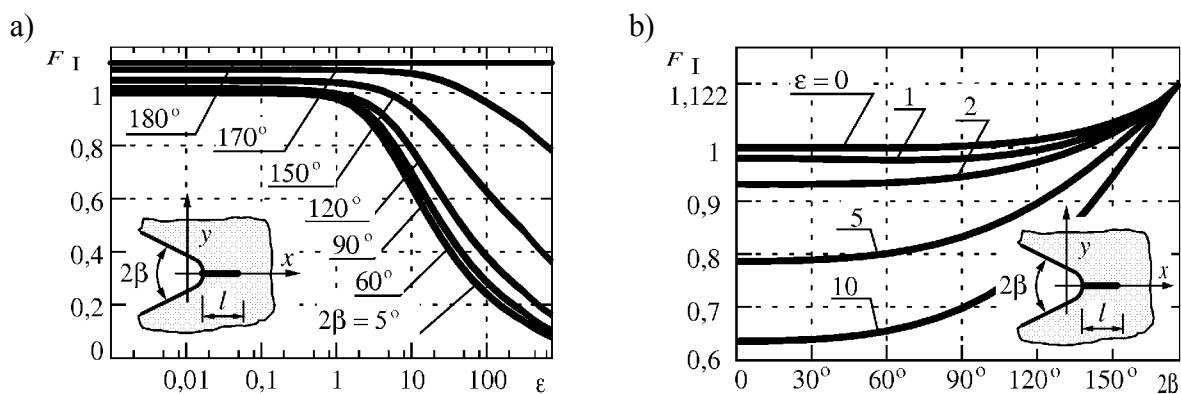
Wartości funkcji  $u_k(+1)$  w wierzchołkach szczelin obliczane są ze wzoru (12).

### 3. POJEDYNCZA SYMETRYCZNA SZCZELINA W WIERZCHOŁKU KARBU

Przyjmując  $N = 3$ ,  $\alpha_3 = 0$  i  $l_3 = l$ , otrzymuje się symetryczny układ karbu z pojedynczą szczeliną w wierzchołku. Symetria układu i obciążenia względem osi  $Ox$  implikuje następujące zależności [14]:

$$u_2(\xi_i) = \overline{u_1(\xi_i)}, \quad n_1 = n_2, \quad i = 1, \dots, n_2, \quad \text{Im} u_3(\xi_i) = 0, \quad i = 1, \dots, n_3,$$

i pozwala na dwukrotną redukcję rzędu rozwiązywanego układu równań. Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla kątów rozwarcia karbu w przedziale  $5^\circ \leq 2\beta \leq 175^\circ$ . Względny promień krzywizny wierzchołka zmieniano w zakresie  $0,001 \leq \varepsilon = \rho / l \leq 1000$ .



Rys.2. Bezwymiarowy współczynnik intensywności naprężeń w wierzchołku szczeliny w funkcji względnego promienia zaokrąglenia karbu (a); kąta rozwarcia karbu (b)

Jak można zauważyć, krzywe na rys. 2a szybko osiągają wartości asymptotyczne. Dla  $\varepsilon < 1$ , tzn. gdy długość szczeliny jest większa od promienia zaokrąglenia wierzchołka karbu, obliczone wartości współczynników intensywności naprężeń są bliskie wartościom otrzymywanym dla szczelin w wierzchołku odpowiedniego karbu ostrego.

Dla  $2\beta \rightarrow 0$  (rys. 2b), karb przechodzi w szczelinę i obliczony współczynnik intensywności naprężeń  $F_I \rightarrow 1$ . Przy  $2\beta \rightarrow \pi$  ramiona karbu tworzą krawędź półpłaszczyzny i wówczas współczynnik intensywności naprężeń w wierzchołku szczeliny osiąga dobrze znaną wartość  $F_I \rightarrow 1,1215$  (patrz np. [11]).

#### 4. DWIE SYMETRYCZNE SZCELINY W WIERZCHOŁKU KARBU

Rozważa się dwie prostoliniowe szczeliny (kontury  $L_3$  i  $L_4$ ), symetryczne względem osi  $Ox$ , o równych długościach  $l_3 = l_4 = l$ , wychodzące z zaokrąglonego wierzchołka karbu  $V$ . Kąt, jaki tworzą szczeliny, oznaczono  $2\tilde{\alpha}$  (patrz schemat na rys. 3). Podobnie jak w poprzednim przykładzie,  $\varepsilon = \rho/l$  jest względnym promieniem zaokrąglenia wierzchołka karbu. Symetria układu oraz symetria obciążenia powoduje, że zachodzą następujące warunki:

$$u_2(\xi_i) = \overline{u_1(\xi_i)}, \quad n_1 = n_2, \quad i = 1, \dots, n_2, \quad u_4(\xi_i) = \overline{u_3(\xi_i)}, \quad n_3 = n_4, \quad i = 1, \dots, n_3. \quad (15)$$

Podstawiając warunki (15) do (13), otrzymuje się wynikowy układ równań liniowych.

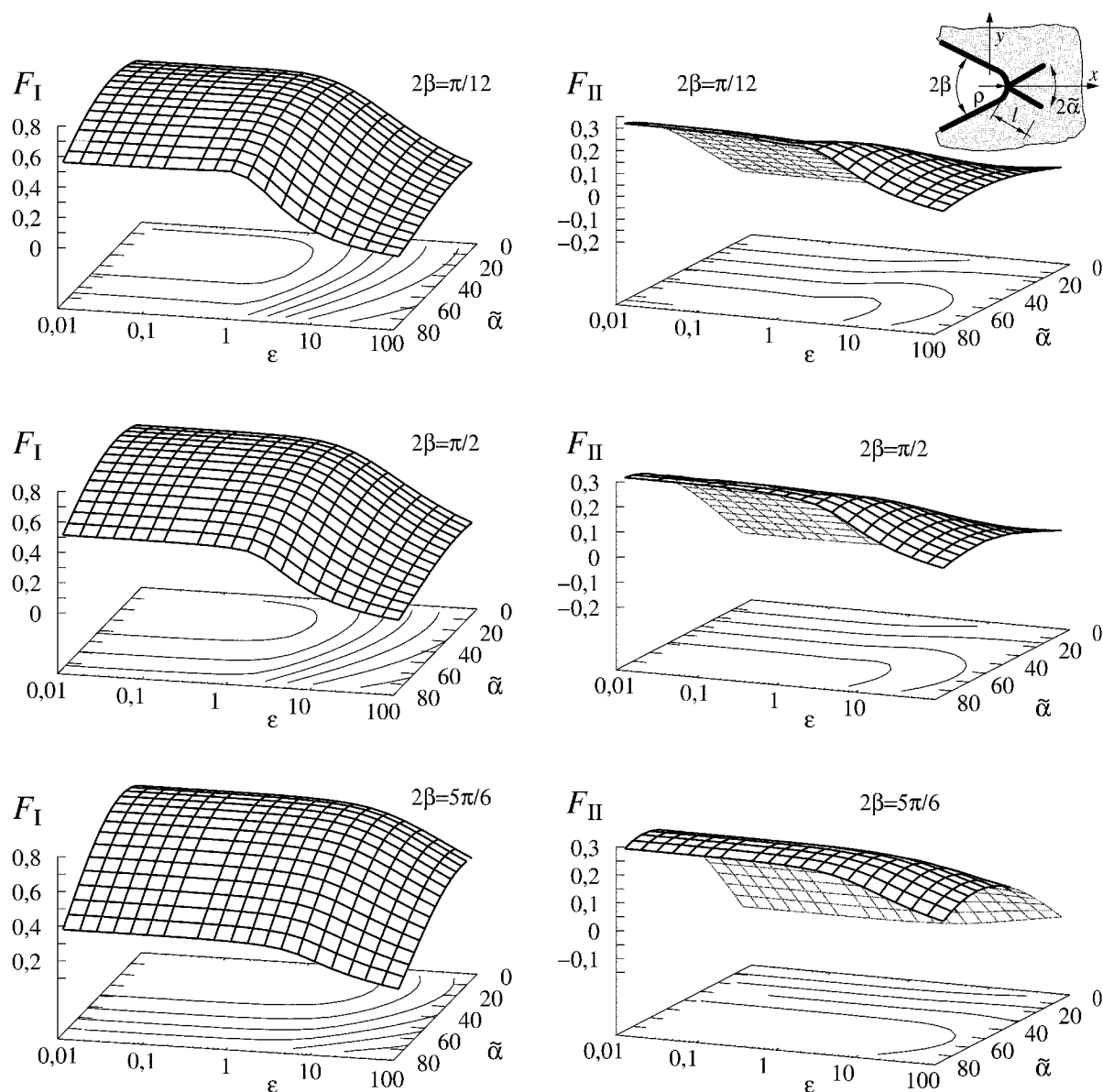
Obliczenia udało się przeprowadzić dla dowolnej kombinacji parametrów  $\beta$ ,  $\varepsilon$ , i  $\tilde{\alpha}$  z przedziałów:  $5^\circ \leq 2\beta \leq 175^\circ$ ,  $0,001 \leq \varepsilon \leq 100$ ,  $5^\circ \leq 2\tilde{\alpha} \leq 170^\circ$ . Otrzymane wartości bezwymiarowych współczynników intensywności naprężeń dla skrajnych wartości kąta rozwarcia karbu  $2\beta$  są zgodne z wynikami dla układu rozgałęzionych szczelin w nieograniczonej, rozciąganej płaszczyźnie  $2\beta \rightarrow 0$  oraz dla układu dwóch szczelin w krawędzi rozciąganej półpłaszczyzny  $2\beta \rightarrow \pi$  (patrz np. [11]).

Ze względu na dużą liczbę niezależnych parametrów zadania, wyniki zaprezentowano na rys. 3 w postaci wykresów trójwymiarowych, dla trzech różnych kątów rozwarcia karbu:  $2\beta = 15^\circ, 90^\circ$  i  $150^\circ$ . Bezwymiarowe współczynniki intensywności naprężeń w wierzchołkach szczelin przedstawiono w funkcji względnego promienia zaokrąglenia karbu  $\varepsilon$  i kąta  $2\tilde{\alpha}$ , jaki tworzą wychodzące z jego wierzchołka szczeliny. Podobnie jak w przypadku pojedynczej szczeliny, dla  $\varepsilon < 1$  wpływ zaokrąglenia na obliczane współczynniki intensywności naprężeń jest niewielki, a otrzymywane wartości  $F_I$  i  $F_{II}$  są zbliżone do odpowiednich wartości dla karbu ostrego. Dla pewnych wartości kąta  $2\tilde{\alpha}$  wartości współczynnika intensywności naprężeń  $F_I$  osiągają maksimum.

#### 5. WNIOSKI

Dokonano obliczeń współczynników intensywności naprężeń dla ważnego problemu mechaniki pękania. Otrzymane rozwiązanie asymptotyczne ma ogólny charakter – współczynniki intensywności naprężeń w wierzchołkach szczelin są wyrażone poprzez współczynnik intensywności naprężeń w wierzchołku karbu  $V$ , z którego wychodzą. Zależność ta może być wykorzystana do szacowania współczynników intensywności naprężeń w wielu przypadkach szczególnych elementów z karami  $V$  poddanych symetrycznemu rozrywaniu

Zaprezentowano nową technikę metody osobliwych równań całkowych umożliwiającą efektywne rozwiązywanie zagadnień z układami przecinających się szczelin. Używając typowego sprzętu komputerowego, w krótkim czasie obliczono z dużą dokładnością wartości współczynników intensywności naprężeń dla praktycznie pełnych zakresów zmienności parametrów geometrycznych zadania.



Rys.3. Bezwymiarowe współczynniki intensywności naprężeń w funkcji względnego promienia zaokrąglenia karbu i kąta pomiędzy szczelinami, dla różnych kątów rozwarcia karbu

## LITERATURA

1. Aleksandrov V.M, Smetanin B.I., Sobol' B.V.: Tonkie koncentratory naprężenij v uprugih telach. Moskva: Nauka, 1983.
2. Benthem J. P.: Stresses in the region of rounded corners. "International Journal of Solids and Structures" 1987, 23(2), 239 – 252.
3. Doran H.E.: The wedge with a symmetrical crack at the vertex in plane elastostatics. "J. Inst. Maths Applies." 1969, 5(4), 363-372.
4. Hasebe N., Iida J.: A crack originating from triangular notch on a rim of semi-infinite plate. "Eng. Fract. Mech." 1978, 13(7), 773-782,.
5. Leguillon D., Yosibash Z.: Crack onset at a v-notch. Influence of the notch tip radius. "Int. J. Fract." 2003, 122, 1-21.

6. Muskhelišvili N. I.: Nekotorye osnovnye zadachi matematičeskoj teorii uprugosti. Izdatelstvo Akademii Nauk SSSR, 5 edn., 1966.
7. Ouchterlony F.: Symmetric cracking of wedge by concentrated loads. "Int. J. Eng. Sci." 1977, 15(2), 109-116.
8. Panasyuk V.V., Savruk M.P.: Plastic strips model in elastic-plastic problems of fracture mechanics. "Advances in Mechanics" 1992, 15(3-4), 123-147.
9. Panasyuk V.V., Vitvitskii P.M., Yarema S.Ya.: Plastic deformation around crack and fracture criteria. "Eng. Fract. Mech." 1975, 7(2), 305-319.
10. Savruk M. P.: Dvumernye zadachi uprugosti dlâ tel s trešinami. Kiev: Naukova Dumka, 1981.
11. Savruk M. P.: Koëfficienty intensivnosti naprâženij v telach s trešinami. Vol. 2 of Mehanika razrušeniâ i pročnost' materialov. Kiev: Naukova Dumka, 1988.
12. Savruk M.P, Kazberuk A: Relationship between the stress intensity and stress concentration factors for sharp and rounded notches. "Mat. Sci." 2006, 42(6), 725-738.
13. Savruk M. P., Kazberuk A.: A unified approach to problems of stress concentration near V-shaped notches with sharp and rounded tip., 2007, 43(2), 182-196.
14. Savruk M. P., Osiv P. N., Prokopčuk I. V.: Čislennyj analiz v ploskih zadačach teorii trešin. Kiev: Naukova Dumka, 1989.
15. Savruk M. P., Ricar R.B.: Zamknij nabliženij rozvâzok ploskoi teorii pryžnosti dla klina s simetričnoû trešinoû, Mehanika rujnuvannâ materialiv i konstrukcij (vip. 2), v z-t pid red. V.V. Panasûka –Lviv, Kamenar, 2, 125-128, 1999.
16. Seweryn A.: Brittle fracture criterion for structures with sharp notches. "Engineering Fracture Mechanics" 1994, 47, 673 – 681.
17. Williams M.L.: Stress singularities resulting from various boundary conditions in angular corners of plates in extension. "J. Appl. Mech." 1952, 19(4), 526-530.

## **ON THE CALCULATION OF THE STRESS INTENSITY FACTORS FOR CRACKS AT ROUNDED V-NOTCH APEX**

Summary. The method of singular integral equations was applied to determine the stress intensity factors for system of cracks emanating from infinite rounded V-notch apex subjected to symmetrical load. Numerical values were obtained for two cases – the single crack and the system of two cracks of equal length. The influence of the notch apex rounding radius and the notch opening angle on the stress intensity factors at crack tips was analyzed. The solution which was obtained has general nature – stress intensity factors at the crack tip are expressed as a function of V-notch stress intensity factor, so this solution could be treated as asymptotic relationship for finite bodies with deep V-notches subjected to symmetrical loads.