

Każdemu punktowi krzywej nieciągłości odpowiada odcinek charakterystyczny. Zbiór odcinków charakterystycznych, odpowiadających poszczególnym punktom krzywej nieciągłości, określa odkształcenie w nieskończenie wąskim pasie, przylegającym bezpośrednio do krzywej nieciągłości.

Powstaje pytanie, czy tego rodzaju schemat, obmyślony dla ciała izotropowego, a będący, jak wiadomo, punktem wyjścia dla teorii fali, czyli ruchu nieciągłości w ośrodkach gazowych, ciekłych i sprężystych, odpowiada warunkom ciała quasiizotropowego w wypadku wyraźnego rozgraniczenia obszarów zgniotu i struktury dziewiczej? Nasuwają się tu dwie wątpliwości. Jedną stanowi fakt krzyżowania się brózd poślizgowych, które przecinają nieraz pod kątem zbliżonym do $\pm 45^\circ$ oraz do -45° czoło linii posuwającego się naprzód zgniotu. Powstawanie brózd poślizgowych, krzyżujących się wzajemnie, przeczy zasadzie stopniowej zmiany kierunku odcinka charakterystycznego wzdłuż krzywej nieciągłości. Krzyżowanie się brózd wskazuje na możliwość istnienia odcinków charakterystycznych o przeciwnych kierunkach dla punktów krzywej znajdujących się w bliskiej odległości wzajemnej. Drugą wątpliwość budzi w nas przeświadczenie, że nie mamy tu do czynienia bynajmniej z przesunięciami znikomo małymi. Naodwrot, wydaje się słusznym zapatrywanie, że charakterystyczną cechą ruchu ośrodków plastycznych jest zlokalizowanie wydatnych przesunięć w pewnym obszarze przejściowym, dzielącym obszar właściwego zgniotu od obszaru struktury dziewiczej. Tym sposobem zakwestjonowane zostaje istnienie wyraźnej powierzchni nieciągłości. Jej miejsce zastępuje pojęcie pasa dużych trwałych przesunięć, zmieniających strukturę materiału. Pas ten przesuwa się naprzód na podobieństwo fali. Gdyby szerokość pasa można było uważać za wielkość nieskończenie małą, być może, że udałoby się przesuwanie nieciągłości ująć w równania ruchu falowego przy zastąpieniu czasu przez odpowiedni inny parametr¹⁸⁾. Charakter równań różniczkowych o po-

chodnych cząstkowych drugiego rzędu, a mianowicie typu hyperbolicznego, z jakimi mamy do czynienia w zagadnieniach mechaniki ciał plastycznych, usprawiedliwia tego rodzaju postawienie sprawy.

Rozważania powyższe, zawierające, być może, wiele dowolności ze względu na brak dostatecznych danych doświadczalnych, przytaczamy ze względu na doniosłość zagadnienia zgniotu i związanego z tem stwardnienia materiału. Rozwiązanie zagadnień tego typu wymaga równoległego ujmowania zjawisk z punktu widzenia makroskopowego i zmian struktury podstawowej, jaką nam daje znajomość własności mechanicznych pojedynczych kryształów metali.

Sur la travaillabilité des métaux

Résumé

Après avoir défini le problème de la travaillabilité des métaux et rappelé les recherches précédentes de Cordon, Nicolson, Taylor et Dempster-Smith, ainsi que celles de Heyn, Rosenhain et Herbert, qui s'occupait de l'aspect physique du problème, l'auteur montre les difficultés résultant de la complexité du problème (construction de l'outil, classification du matériel usiné, sa structure, le champ variable des déformations et des tensions etc.).

Ensuite l'auteur passe à la schématisation du mouvement plastique dans le milieu de coupe et applique d'abord la méthode empirique pour la détermination des lignes de glissement, initiée par Rejtö et développée par Prandtl. Il discute un schéma (fig. 3) basé sur certaines suppositions théoriques et sur quelques résultats des observations de la coupe, et le développe ensuite tenant compte de l'écroutissage, du détachement du matériel du copeau sous l'action d'une pression énormément élevée etc.

Passant à l'analyse de la distribution des tensions dans le champ des déformations, il montre les trajectoires des tensions principales pour quelques cas spéciaux.

Ensuite l'auteur soumet à examen les phénomènes de la coupe au moment initial, quand le copeau commence à se former, c. à d. quand le procédé est inconstant. Il attire l'attention sur l'existence d'une zone écoulee qu'on peut reconnaître par sa surface mate sur l'éprouvette polie. L'auteur se pose la question de définir cette zone, c. à d. la surface de discontinuité qui la limite. Il examine les déformations qui transforment une demi-sphère dans un demi-ellipsoïde de même base et caractérise les déplacements par des vecteurs (lignes caractéristiques) qui définissent la dite surface de discontinuité.

¹⁸⁾ E. et F. Cosserat. Théorie des corps déformables. Str. 154.

† H. MIERZEJEWSKI

Pola naprężeń i odkształceń przy wtlaczaniu płaskiego stempla w materiał^{*)}

Zagadnienie wtlaczania płaskiego stempla w materiał uznał Prandtl¹⁾ za podstawowe w teorii plastyczności, uważając je za punkt wyjścia do określenia twardości ciała plastycznego. Równocześnie zaznaczył on, że istnieje wyraźna zależność pomiędzy wtlaczaniem stempla w materiał a przebiegiem skrawania. Przewidywany przez Prandtla schemat naprężeń i odkształceń w

początkowej fazie wtlaczania stempla nie odpowiada jednak rzeczywistości, jak to wykazały doświadczenia Sachs'a²⁾ i innych. Aby go wyznaczyć, należy, naszym zdaniem, przyjąć za punkt wyjścia przede wszystkim pole naprężeń i odkształceń sprężystych, które ulega stopniowemu zwyrodnieniu po przekroczeniu granicy plastyczności³⁾.

Pole naprężeń i odkształceń sprężystych, odpowiadające istotnie początkowej fazie wtlaczania

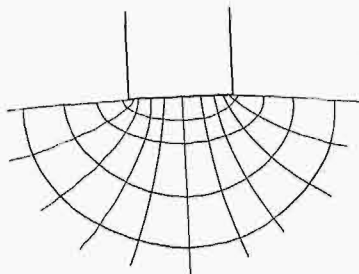
^{*)} Według rękopisu ś. p. Prof. Henryka Mierzejewskiego. Zebrane i przejrane przez inż. J. Buchholtza i inż. J. Skowrońskiego.

¹⁾ L. Prandtl. Ueber die Eindringungsfestigkeit (Härte) plastischer Baustoffe und die Festigkeit der Schneiden. ZAMM, 1, 15, 1921.

²⁾ Beitrag zum Härteproblem. Naturwissenschaften 14, 1219, 1926.

³⁾ H. Mierzejewski. Podstawy mechaniki ciał plastycznych, str. 92.

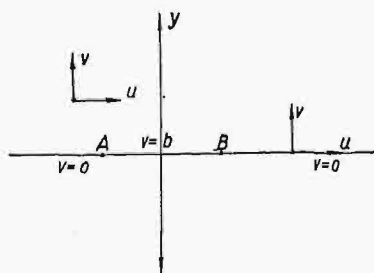
płaskiego stempla w materiał, nie jest dotychczas określone. Zwykle poprzestajemy na elementarnym przybliżeniu *Michell'a* (rys. 1), które odpowiada założeniu, że na część konturu prostoliniowego półpłaszczyzny działa stałe obciążenie, zaś



Rys. 1.

pozostała część konturu jest swobodna. W tym wypadku trajektorie naprężeń składają się ze współogniskowych elips i hyperbol. Rozwiązanie *Michell'a* nie uwzględnia faktu bezwzględnej sztywności stempla wciskanego w materiał plastyczny, co łatwo wykazać, obliczając przesunięcia normalne wzdłuż konturu. Rozwiązanie właściwe zagadnienia polega na uwzględnieniu mieszanych warunków brzegowych, wyrażających się w tym, że na części konturu obowiązują dane przesunięcia, a na części pozostałej nie mamy żadnych obciążeń. Zaproponowana przez *Sadowsky'ego*⁴⁾ metoda nie doprowadziła dotychczas do rozwiązania.

Obok schematu *Michell'a*, opartego na układzie obciążeń wzdłuż konturu, można rozpatrywać pole naprężeń i odkształceń, odpowiadających pewnemu określone mu układowi przesunięć konturowych. Niech część *AB* konturu prostoliniowego ulegnie przesunięciu *b* (rys. 2) w kierunku dodatnich wartości *y*, zaś pozostała część konturu zostanie zatrzymana na dawnym miejscu. Znajomość pola naprężeń i odkształceń, odpowiadających omawianym warunkom brzegowym, może okazać się pożyteczną przy rozpatrywaniu wtlaczania stempla w materiał lub przy skrawaniu.



Rys. 2.

Równania różniczkowe równowagi ciała sprężystego przedstawiają się w tym wypadku w postaci:

$$\left. \begin{aligned} (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \Delta}{\partial x} - 2\mu \frac{\partial \omega}{\partial y} &= 0, \\ (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \Delta}{\partial y} + 2\mu \frac{\partial \omega}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

gdzie λ i μ są współczynnikami sprężystości, a

⁴⁾ *M. Sadowsky*. Zweidimensionale Problemen der Elastizitätstheorie. ZAMM 8, 107, 1928.

$$\Delta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \text{zaś } 2\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (2)$$

Składowe przesunięć wzdłuż osi *x* i *y* oznaczamy przez *u* i *v* (rys. 2). Mamy przytem do czynienia z funkcją zmienną zespoloną $z = x + iy$:

$$(\lambda + 2\mu) \Delta + 2\mu \omega = P + iQ = \Phi_0(z) \quad (3)$$

Naprężenia normalne σ_x i σ_y oraz styczne τ związane są z przesunięciami *u* i *v* za pośrednictwem równań:

$$\sigma_x = \lambda \Delta + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}; \quad \sigma_y = \lambda \Delta + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}; \quad \tau = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right).$$

Stąd wynika, że suma naprężeń normalnych

$$\sigma_x + \sigma_y = \Omega = 2(\lambda + \mu) \Delta = R[\Phi(z)] \quad (4)$$

równa się rzeczywistej części funkcji zmiennej zespolonej $\Phi(z)$, różniącej się od $\Phi_0(z)$ stałym współczynnikiem

$$\Phi_0(z) = \frac{\lambda + 2\mu}{2(\lambda + \mu)} \Phi(z) \quad (5)$$

Zadanie sprowadza się do całkowania układu równań:

$$\Delta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{\lambda + 2\mu} P; \quad 2\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\mu} Q \quad (6)$$

dla danych wartości *u* i *v* na konturze.

Zastosujemy tu metodę całkowania *Kołosowa*, polegającą na istnieniu rozwiązań układów równań typów pokrewnych. Pierwszy typ rozwiązań dotyczy układu:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= h_1 Q + h_2 P, \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} &= h_1 P + h_2 Q, \end{aligned} \right\} \dots (I)$$

gdzie h_1 i h_2 są dowolnymi funkcjami *x*, *y*, zaś *P* i *Q* — sprzężonymi funkcjami harmonicznymi. Rozwiązanie układu I można przedstawić w postaci:

$$\begin{aligned} v &= \alpha P - \beta Q + \varphi, \\ u &= \beta P + \alpha Q + \psi, \end{aligned}$$

gdzie α i β czynią zadość warunkom:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} - \frac{\partial \beta}{\partial y} = h_1; \quad \frac{\partial \alpha}{\partial y} + \frac{\partial \beta}{\partial x} = h_2$$

Drugi typ rozwiązań dotyczy innego układu równań różniczkowych:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} &= Q_0 P - P_0 Q, \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} &= P_0 P + Q_0 Q, \end{aligned} \right\} \dots (II)$$

gdzie zarówno *P* i *Q*, jak P_0 i Q_0 są sprzężonymi funkcjami harmonicznymi. Rozwiązanie układu II możemy przedstawić w postaci:

$$\begin{aligned} v &= P_0 \Psi + \varphi, \\ u &= Q_0 \Psi + \psi, \end{aligned}$$

gdzie $\Psi = \int P dx - Q dy$, zaś φ i ψ są sprzężonymi funkcjami harmonicznymi. Zestawiając rozwiązania obu typów układów, znajdujemy rozwiązanie układu bardziej złożonego:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= (h_2 + Q_0)P + (h_1 - P_0)Q, \\ \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} &= (h_1 + P_0)P - (h_2 - Q_0)Q, \end{aligned} \right\} \quad (III)$$

a mianowicie:

$$\begin{aligned} v &= \alpha P - \beta Q + P_0 \Psi + \varphi, \\ u &= \beta P - \alpha Q + Q_0 \Psi + \psi. \end{aligned}$$

Porównując układ III z układem (6), widzimy, że w przypadku naszym h_1 , h_2 , P_0 i Q_0 sprowadzają się do wartości stałych, a mianowicie:

$$h_1 = 0; \quad h_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} - \frac{1}{\mu} \right); \quad P_0 = 0;$$

$$Q_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right).$$

$$\text{Pozatem } \alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} - \frac{1}{\mu} \right) y; \quad \beta = 0.$$

Rozwiązanie układu równań (6) przedstawi się w postaci ostatecznej:

$$v = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} - \frac{1}{\mu} \right) y P + \varphi,$$

$$u = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} - \frac{1}{\mu} \right) y Q + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) \Psi + \psi.$$

Ten typ rozwiązania jest dogodniejszy w użyciu od rozwiązania danego przez Love'go⁵⁾. Oba rozwiązania pokrywają się zresztą całkowicie, jeśli nadać funkcji $F(z) = \varphi + i\psi$ szczególne wartości.

Pole przesunięć określa wektor:

$$\begin{aligned} v + iu &= -\frac{\lambda + \mu}{2\mu(\lambda + 2\mu)} y(P + iQ) + \\ &+ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) i\Psi + F(z). \end{aligned}$$

Konturowe wartości przesunięć $\bar{u} = f_2(s)$ i $\bar{v} = f_1(s)$ dla osi $y = 0$ określa tabela:

	$s < -a$	$-a < s < +a$	$s > +a$
$\bar{v} = f_1(s)$	0	b	0
$\bar{u} = f_2(s)$	0	0	0

$$\begin{aligned} (v + iu)_{y=0} &= \bar{v} + i\bar{u} = \varphi_{y=0} + \\ &+ i \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) \Psi + \psi \right]_{y=0}. \end{aligned}$$

W myśl naszych założeń ogólnych $\varphi_{y=0} = f_1(s)$, zaś $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) \Psi_{y=0} + \psi_{y=0} = f_2(s)$.

Funkcje φ i ψ są harmoniczne. To samo tyczy się i funkcji

$\Psi = \int P dx - Q dy = R \left[\int (P + iQ) (dx + i dy) \right]$, jako części rzeczywistej funkcji zmiennej zespolonej.

Funkcja harmoniczna φ , przyjmująca określone wartości wzdłuż konturu, jest, według zasady Dirichleta, określona w całym obszarze półpłaszczyzny. Możemy ją przedstawić w postaci całki okre-

ślonej, będącej odpowiednikiem całki Poissona dla koła⁶⁾.

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_1(s) y ds}{(s-x)^2 + y^2}.$$

Sprzężona z nią funkcja harmoniczna ψ może się w tych warunkach różnić od całki

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(x-s) f_1(s) ds}{(s-x)^2 + y^2}$$

o stałą wielkość. Mamy zatem

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) \Psi_{y=0} + \psi_{y=0} &= f_2(s) = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_2(s) y ds}{(s-x)^2 + y^2}, \end{aligned}$$

skąd

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) \Psi = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y f_2(s) - (x-s) f_1(s)}{(s-x)^2 + y^2} ds + C.$$

W naszym przypadku szczególnym kształt funkcji Ψ jest zupełnie elementarny. Uskuteczniając całkowanie, otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) \Psi &= \frac{1}{\pi} \int_{-a}^a \frac{b(s-x) d(s-x)}{(s-x)^2 + y^2} + C \\ &= \frac{b}{2\pi} \log \frac{(a-x)^2 + y^2}{(a+x)^2 + y^2} + C. \end{aligned}$$

Bez trudu znajdziemy również, że:

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{b}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{a-x}{y} + \operatorname{arctg} \frac{a+x}{y} \right), \\ \psi &= \frac{b}{2\pi} \log \frac{(a-x)^2 + y^2}{(a+x)^2 + y^2} - C. \end{aligned}$$

Znając Ψ , możemy tem samym określić $P = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$ oraz $Q = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}$.

Po wykonaniu odpowiednich różniczkowań otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{b} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) v &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} - \frac{1}{\mu} \right) y \left(\frac{x-a}{r_1^2} - \right. \\ &\left. \frac{x+a}{r_2^2} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) (\vartheta_1 + \vartheta_2); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{b} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) u &= \\ &= -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} - \frac{1}{\mu} \right) y \left(\frac{y}{r_1^2} - \frac{y}{r_2^2} \right), \end{aligned}$$

gdzie $\vartheta_1 = \operatorname{arctg} \frac{a-x}{y}$; $\vartheta_2 = \operatorname{arctg} \frac{a+x}{y}$,

$$r_1^2 = (a-x)^2 + y^2; \quad r_2^2 = (a+x)^2 + y^2.$$

⁵⁾ A. E. H. Love. Elasticity 203, wzór 9.

⁶⁾ Hurwitz-Courant. Allgemeine Funktionentheorie und Elliptische Funktionen, str. 330.

Bezpośrednim sprawdzeniem przekonywamy się, że u i v czynią zadość równaniom (1) i warunkom brzegowym.

Wzory powyższe dają nam możność obliczenia przesunięć w całym obszarze półpłaszczyzny. Ponadto możemy przystąpić teraz do określenia naprężeń na podstawie wzorów:

$$\sigma_x = P - 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}; \quad \sigma_y = P - 2\mu \frac{\partial u}{\partial x};$$

$$\tau = +Q + 2\mu \frac{\partial u}{\partial y} = -Q + 2\mu \frac{\partial v}{\partial x},$$

przyczem mamy

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) \frac{\pi}{b} P = \frac{x-a}{r_1^2} - \frac{x+a}{r_2^2},$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) \frac{\pi}{b} Q = - \left(\frac{y}{r_1^2} - \frac{y}{r_2^2} \right).$$

Wprowadzając moduł Younga E i współczynnik Poissona ν na mocy wzorów

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}; \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)},$$

otrzymamy ostatecznie $(\sigma_x - \sigma_y)$ oraz 2τ w postaci:

W. MODZELEWSKI

Stan obecny, potrzeby i możliwości rozwojowe motoryzacji w Polsce*)

Wstęp.

Rozpatrując i analizując przyczyny kryzysu gospodarczego w Polsce, polegającego w głównej mierze na dysproporcji cen produktów roślinnych i przemysłowych, zbyt małą zwraca się uwagę na obniżenie kosztów i usprawnienie transportu, jako czynnika, mogącego w silnym stopniu przyczynić się do podniesienia ceny, osiąganego przez producenta rolniczego, a więc podniesienia jego zdolności konsumpcyjnej, oraz do obniżenia detalicznej ceny sprzedażnej wyrobów przemysłowych, bez obniżenia ceny u producenta przemysłowego, który w większości wypadków, w warunkach obecnych, produkować taniej nie jest w stanie. Dla wyjaśnienia pozwolę sobie przytoczyć następujące przykłady: na niewielkiej stosunkowo odległości 300 km drzewo surowe (kopalniaki) opłaca za przewóz w 15-0 tonnowych ładunkach wagonowych 75% wartości towaru, ziemniaki 40 — 50%, węgiel 57%, cement 44%. Szereg zaś tanich surowców i półproduktów opłacać musi znacznie wyższe kwoty, przekraczające często 100% ad valorem, zaś masowe wyroby przemysłowe opłacają przeciętnie 20 — 30% i nieznaczna tylko ilość towarów droższych nie odczuwa obciążenia, wynoszącego kilka procent. Wrażliwość na wysokość kosztów przewozów w Polsce jest szczególnie wielka, gdyż, wobec zespolenia 3-ch dzielnic o odrębnej

*) Referat wygłoszony na VIII Zjeździe Inż. Mech. Polskich.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} - \frac{1}{\mu} \right) (1 - \nu) \frac{\pi}{b} (\sigma_x - \sigma_y) = \\ & = (2\nu - 1) \left(\frac{x-a}{r_1^2} - \frac{x+a}{r_2^2} \right) + \left[\frac{2(x-a)y^2}{r_1^4} - \frac{2(x+a)y^2}{r_2^4} \right] \\ & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda + 2\mu} + \frac{1}{\mu} \right) (1 - \nu) \frac{\pi}{b} (2\tau) = \\ & = (2\nu - 1) \left(\frac{y}{r_1^2} - \frac{y}{r_2^2} \right) + \left[\frac{y[(x-a)^2 - y^2]}{r_1^4} - \frac{y[(x+a)^2 - y^2]}{r_2^4} \right], \end{aligned}$$

co daje nam możność obliczenia

$$\tau_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau^2}.$$

Les champs des tensions et des déformations pendant la pénétration d'un poinçon dans le matériel

Résumé

Ayant rappelé que, d'après Prandtl, la pénétration d'un poinçon plat dans le matériel peut être considérée comme une certaine analogie de la coupe d'un métal, l'auteur s'occupe d'une solution du problème du champ des tensions et des déformations élastiques pour la phase initiale de la pénétration d'un poinçon plat. Il examine le champ sus-dit correspondant à un certain système de déplacements (u, v) du contour et donne des formules exprimant les valeurs u et v , ainsi que les valeurs des tensions σ_x, σ_y, τ .

strukturze gospodarczej, ośrodki konsumpcji położone są w wielu wypadkach znacznie dalej od centrów produkcyjnych, niż w szeregu innych krajów. Szereg artykułów, jak węgiel, żelazo, nawozy sztuczne, drzewo i zboże, musi przebiegać odległości od 800 do 1000 km, i wtedy wysokość frachtów przekracza 50% wartości towaru. Do tej pozycji należy dodać jeszcze koszty transportu lokalnego oraz koszty załadunku i wyładunku.

W rezultacie niektóre dziedziny nie mogą kupować towarów przemysłowych, gdyż kalkulują się one po przewiezieniu zbyt wysoko. Również jest wiele ośrodków pozbawionych możliwości produkowania, gdyż koszty wytwórczości stają się tam nadmierne i uniemożliwiają konkurencję z innymi ośrodkami produkcji. Wileńszczyzna, Kresy Wschodnie, Małopolska Wschodnia są w pewnym stopniu odcięte od innych dzielnic i ich zbliżenie może nastąpić jedynie przy racjonalizowaniu kosztów transportu. Nie jest to zjawisko specjalnie polskie, gdyż ekonomista rumuński Francis Delaisi pisze o stosunkach rumuńskich (kraj do Polski zbliżony): „Centnar zboża rumuńskiego i centnar zboża kanadyjskiego tego samego gatunku sprzedaje się w Liwerpoolu po jednakowych cenach. Mimo że wielkie domy komisowe kupują zboże po tych samych cenach w Fort William (Kanada) i w Braille n/Dunajem (Rumunia), to jednak farmer kanadyjski otrzymuje za centnar o 10 — 20% więcej niż chłop rumuński. Dlaczego? Dlatego, że kanadyjski farmer ma do dyspozycji dogodną sieć drogową, a