ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

Nr 60 Budownictwo z.8 1962

CZESŁAW WOŹNIAK

O ANIZOMETRYCZNYCH PRZEKSZTAŁCENIACH PRZESTRZENI

Praca jest próbą zastosowania elementów teorii grup do opisu i badania odkształceń skończonych. Zamiast stosowanego na ogół w literaturze (por. [1], s.243) przekształcenia punktowo - punktowego przestrzeni, rozpatrywano przekształcenia tensora metrycznego w ustalonym układzie współrzędnych. Zbiór takich przekształceń tworzy grupę, którą nazwano grupą anizometryczną. Odkształcenia przestrzeni badano w przypadku szczególnym, gdy reprezentację tej grupy można zredukować do reprezentacji jednowymiarowych. Zagadnienie rozpatrywano jako niezależne od czasu.

1. Załóżmy, że dana jest n - wymiarowa $(0 < n \leqslant 3)$ rozmaitość elementarna drugiego rzędu ([2], s.278). Niech g i G oznacza określone na tej rozmaitości, dwa różne tensory metryczne (kowariantne), $\overset{-1}{g}$ i $\overset{-1}{G}$ tensory do nich odwrotne (kontrawariantne). Zachodzą związki[x)].

$$g \cdot \overset{-1}{g} = 1 \tag{1.1}$$

$$G \cdot \overset{-1}{G} = 1 \tag{1.2}$$

w których 1 jest afinorem jednostkowym. Przyjmiemy, że tensory g i $\overset{-1}{g}$ określają metrykę przestrzeni nieodkształconej $\mathring{B}$ (lub jej części), tensory G i $\overset{-1}{G}$ - metrykę ciała odkształconego B.

Dla rozmaitości trójwymiarowej za dopuszczalną przyjmiemy jedynie metrykę euklidesową (tak w $\mathring{B}$ jak i w B), dla rozmaitości dwuwymiarowych dopuszczać będziemy również metryki riemanowskie.

---

x) działania na afinorach oznaczono jak w [5].

Załóżmy następnie, że tensor G można otrzymać przez przekształcenie kongruentne τ tensora g przy pomocy nieosobliwego afinora C:

$$G = C \cdot g \cdot C' = \tau(g) \tag{1.3}$$

Afinor C jest afinorem mieszanym o walencji (1,1), C' jest jego izomerem ([3], str.75). Oznaczając przez $\bar{C}^1$ afinor odwrotny do C (tj. spełniający warunek $\bar{C}^1 \cdot C = 1$), otrzymamy z (1.3) przekształcenie odwrotne (odpowiadające przejściu z B do $\mathring{B}$)

$$g = \bar{C}^1 \cdot G \cdot \bar{C}^{1\prime} = \bar{\tau}^1 (G). \tag{1.4}$$

Podobieństwo w budowie relacji (1.3) i (1.4) jest zgodne z zasadą dualności, podobnie jak to ma miejsce przy punktowo - punktowych przekształceniach przestrzeni [1] (s.242).

Korzystając z (1.1) i (1.2), łatwo uzyskać z (1.3) i z (1.4) przekształcenie proste i odwrotne, wyrażone przy pomocy kontrawariantnych tensorów metrycznych:

$$\bar{G}^1 = (C \cdot g \cdot C')^{-1} = \bar{C}^{1\prime} \cdot \bar{g}^1 \cdot \bar{C}^1 \tag{1.5}$$

$$\bar{g}^1 = (\bar{C}^1 \cdot G \cdot \bar{C}^{1\prime})^{-1} = C' \cdot \bar{G}^1 \cdot C \tag{1.6}$$

2. Przyjmujemy, że afinor C powstał przez kolejne nasunięcie (transwekcję) n nieosobliwych afinorów o walencji (1,1)

$$C = \underset{n}{C} \cdot \underset{n-1}{C} \cdots \underset{2}{C} \cdot \underset{1}{C}. \tag{2.1}$$

Podstawiając prawą stronę (2.1) do (1.3), otrzymamy

$$G = \underset{n}{C} \cdots \underset{1}{C} \cdot g \cdot (\underset{n}{C} \cdots \underset{1}{C})' = \underset{n}{C} \cdots \underset{1}{C} \cdot g \cdot \underset{1}{C'} \cdots \underset{n}{C'} \tag{2.2}$$

Wynika stąd, że G można otrzymać z g przez n kolejnych przekształceń τ_i $(i = 1,2,\ldots,n)$

$$G = \tau_n \ldots \tau_1(g) \tag{2.3}$$

Dla każdych trzech przekształceń zachodzi związek $(\tau_a \tau_b)\tau_c = \tau_a(\tau_b \tau_c)$ ([4], s.14).

Przekształceniem jednostkowym τ_1 nazwiemy przekształcenie tożsamościowe (izometryczne): $\tau_1 \tau_i = \tau_i$.

Zgodnie z założeniem nieosobliwości afinorów C, dla każdego przekształcenia τ istnieje przekształcenie odwrotne τ^{-1} takie, że $\tau^{-1}\tau = \tau_1$.

Zbiór wszystkich możliwych przekształceń τ spełniających powyższe warunki, tworzy więc nieskończoną grupę przekształceń metryki przestrzeni ([4], s.11). Nazwiemy ją grupą anizometryczną (zmieniającą metrykę przestrzeni).

3. Grupa anizometryczna stanowi odwzorowanie homomorficzne grupy afinorów nieosobliwych C o walencji (1.1) z nasuwaniem jako działaniem grupowym. Przekształceniu jednostkowemu τ_1 odpowiada afinor ortogonalny[x)], przekształceniu odwrotnemu odpowiada afinor odwrotny. Dla każdego układu współrzędnych otrzymamy pewien zbiór macierzy C tych afinorów. Zbiory te przyjmiemy za n - wymiarowe $(0 < n \leq 3)$ reprezentacje liniowe grupy afinorów C. Reprezentacje te są równoważne, gdyż przechodząc z układu współrzędnych (ξ^α) do nowego układu współrzędnych $(\xi^{\alpha'})$, otrzymujemy

$$C_A = A \cdot C \cdot A^{-1} \tag{3.1}$$

gdzie: $A = \left[\frac{\partial \xi^\alpha}{\partial \xi^{\alpha'}}\right]$

Przyporządkowując każdej macierzy C macierz $\tilde{C}$ według schematu

$$\tilde{C} = \bar{C}^1, \tag{3.2}$$

---

x) Tj. dla g=1 określony macierzą ortogonalną [5], s.841.

otrzymujemy reprezentację sprzężoną. Z porównania (1.3) i (1.5) (a także (1.4) i (1.6)) wynika, że jest to jednocześnie reprezentacja grupy przekształceń kontrawariantnych tensorów metrycznych.

4. W dalszym ciągu ograniczymy się do przypadku, dla którego reprezentacja grupy afinorów C redukuje się do reprezentacji jednowymiarowych (nieprzywiedlnych). Istnieje wtedy układ współrzędnych, w którym macierze C są diagonalne[x]:

$$C = \begin{bmatrix} \lambda_{(1)} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{(2)} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_{(3)} \end{bmatrix}, \quad 0 < \lambda_{(\alpha)} \tag{4.1}$$

Przekształcenia przestrzeni charakteryzowane taką podgrupą nazwiemy przekształceniami diagonalnymi. Dowolne przekształcenie diagonalne metryki przestrzeni, zgodnie z (1.3), (1.5) i (4.1), można przedstawić w postaci

$$G_{\alpha\beta} = \lambda_{(\alpha)} \lambda_{(\beta)} g_{\alpha\beta} \quad (\lambda_{(\alpha)} > 0) \tag{4.2}$$

$$G^{\alpha\beta} = (\lambda_{(\alpha)} \lambda_{(\beta)})^{-1} g^{\alpha\beta}, \quad (\alpha, \beta = 1,2,3). \tag{4.3}$$

Przekształcenia diagonalne tworzą oczywiście grupy abelowe.

Niech $\phi_{\alpha\beta}$ oznacza kąt pomiędzy liniami współrzędnych w B, $\varphi_{\alpha\beta}$ - kąt pomiędzy liniami współrzędnych w $\mathring{B}$. Korzystając z (4.2), otrzymamy

$$\cos\phi_{\alpha\beta} = \frac{G_{\alpha\beta}}{\sqrt{G_{\alpha\alpha} G_{\beta\beta}}} = \frac{\lambda_{(\alpha)} \lambda_{(\beta)} g_{\alpha\beta}}{\sqrt{\lambda^2_{(\alpha)} \lambda^2_{(\beta)} g_{\alpha\alpha} g_{\beta\beta}}} = \cos\varphi_{\alpha\beta} \quad (\alpha \neq \beta, \text{ nie sumować!}) \tag{4.4}$$

---

x) Tzw. współrzędne izostatyczne afinora C (por. [5] s.847-850). W dalszym ciągu wszystkie wzory będą pisane dla n=3.

Z (4.4) wynika, że grupę przekształceń diagonalnych można zdefiniować jako grupę przekształceń nie zmieniających kątów pomiędzy liniami przyjętego układu współrzędnych.

Jeżeli $dL_{(\alpha)}$ jest długością elementu liniowego wzdłuż linii współrzędnych w B a $dl_{(\alpha)}$ długością tego elementu w $\mathring{B}$, to

$$dL_{(\alpha)} = \sqrt{G_{\alpha\alpha}}\, d\xi^{\alpha} = \lambda_{(\alpha)} \sqrt{g_{\alpha\alpha}}\, d\xi^{\alpha} \text{ (nie sumować!)}. \quad (4,5)$$

Wielkość $\lambda_{(\alpha)}$, stanowi więc wydłużenie elementu liniowego linii współrzędnej

$$\lambda_{(\alpha)} = \frac{d\,L_{(\alpha)}}{d\,l_{(\alpha)}}. \quad (4.6)$$

Pomiędzy wyznacznikami tensorów metrycznych w B i $\mathring{B}$ przy przekształceniu diagonalnym zachodzi związek

$$\det G_{\alpha\beta} = (\lambda_{(1)}\, \lambda_{(2)}\, \lambda_{(3)})^2 \det g_{\alpha\beta} \quad (4.7)$$

Zgodnie z (4.7) otrzymamy na element objętościowy dV ciała B wyrażenie

$$dV = \sqrt{\det G_{\alpha\beta}}\, d\xi^1 d\xi^2 d\xi^3 = \lambda_{(1)}\, \lambda_{(2)}\, \lambda_{(3)} \sqrt{\det g_{\alpha\beta}}\, d\xi^1\, d\xi^2 d\xi^3. \quad (4.8)$$

Oznaczając przez dv element objętościowy ciała $\mathring{B}$, z (4.8) wynika relacja

$$\lambda_{(1)}\, \lambda_{(2)}\, \lambda_{(3)} = \frac{dV}{dv} \quad (4.9)$$

Warunek odkształcenia równoobjętościowego przyjmuje postać $\lambda_{(1)}\, \lambda_{(2)}\, \lambda_{(3)} = 1$.

Oznaczając przez $d\,S_{(\alpha)}$ element powierzchni $\xi^{\alpha}=$ const. ciała B a przez $dS_{(\alpha)}$ takiż element ciała $\bar{B}$, otrzymamy z zależności ([6], s.20)

$$dS_{(\alpha)}=\sqrt{G^{\alpha\alpha}\det G_{\alpha\beta}}\,d\xi^{\beta}\,d\xi^{\gamma}=\lambda_{(\beta)}\,\lambda_{(\gamma)}\sqrt{g^{\alpha\alpha}\det g_{\alpha\beta}}\,d\xi^{\beta}\,d\xi^{\gamma} \quad (4.10)$$

$(\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq\alpha)$, następujące wyrażenie na zmianę elementu powierzchni $\xi^{\alpha}=$ const wskutek odkształcenia:

$$\lambda_{(\beta)}\;\lambda_{(\gamma)}=\frac{d\,S_{(\alpha)}}{d\,S_{(\alpha)}}\qquad(\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq\alpha). \quad (4.11)$$

Głównymi niezmiennikami afinora C (por. [5], s.832-834) są

$$I_1=\lambda_{(1)}+\lambda_{(2)}+\lambda_{(3)}$$

$$I_2=\lambda_{(1)}\;\lambda_{(2)}+\lambda_{(2)}\lambda_{(3)}+\lambda_{(3)}\;\lambda_{(1)} \quad (4.12)$$

$$I_3=\lambda_{(1)}\;\lambda_{(2)}\;\lambda_{(3)}.$$

Zależności (4.6), (4.9) i (4.11) dają prostą interpretację geometryczną tych niezmienników.
Na zakończenie, zwróćmy uwagę na trzy przypadki szczególne odkształcenia diagonalnego:

a) Gdy współrzędne izostatyczne tworzą układ ortogonalny ($g_{\alpha\beta}=0$ dla $\alpha\neq\beta$), to $\lambda_{(1)}$, $\lambda_{(2)}$, $\lambda_{(3)}$ są wydłużeniami głównymi.

b) Gdy każda z funkcji $\lambda_{(1)}$, $\lambda_{(2)}$, $\lambda_{(3)}$ jest funkcją tylko jednej zmiennej, przy czym

$$\begin{aligned}\lambda_{(1)}&=f_1(\xi^1)\\ \lambda_{(2)}&=f_2(\xi^2)\\ \lambda_{(3)}&=f_3(\xi^3),\end{aligned} \quad (4.13)$$

to mamy do czynienia z rozciągnięciem (ściśnięciem) przestrzeni wzdłuż linii współrzędnych.

c) Gdy $\lambda_{(1)} = \lambda_{(2)} = \lambda_{(3)} = \lambda$ w każdym punkcie rozpatrywanej części przestrzeni, tj.

$$G = \lambda^2 g, \tag{4.14}$$

zachodzi odwzorowanie konforemne $\mathring{B}$ na B (odkształcenie to nie zmienia kątów pomiędzy d o w o l n i e przyjętymi kierunkami). Zagadnienie to rozpatrzono w [2] (s.510-521) w odniesieniu do dowolnej przestrzeni Riemanna.

5. Jako przykład zastosowania wyłożonej teorii, rozpatrzmy beznaprężeniowy stan odkształcenia powłoki cienkościennej, znajdującej się w dwuwymiarowym polu temperatury. Składowe tensorów metrycznych G i g przyjmiemy w znanej postaci ([6], s.377; wskaźniki oznaczone literami alfabetu greckiego przebiegają ciąg 1,2 - alfabetu łacińskiego ciąg 1,2,3):

$$G_{\alpha\beta} = a_{\alpha\beta} + 2b_{\alpha\beta}\,\delta\theta_3 + c_{\alpha\beta}\,\delta^2\theta_3^2\,,\quad G_{\alpha 3} = 0,\quad G_{33} = \delta^2$$
$$g_{\alpha\beta} = \mathring{a}_{\alpha\beta} + 2\,\mathring{b}_{\alpha\beta}\,\mathring{\delta}\theta_3 + \mathring{c}_{\alpha\beta}\,\mathring{\delta}^2\theta_3^2\,,\quad g_{\alpha 3} = 0,\quad g_{33} = \mathring{\delta}^2. \tag{5.1}$$

Symbolami a,b,c oznaczono kolejno pierwszy, drugi i trzeci tensor podstawowy powierzchni środkowej powłoki, δ jest grubością powłoki, $\delta\theta_3$ - odległością dowolnego punktu powłoki od jej powierzchni środkowej. Ponadto wskaźnik "0" oznacza wielkości związane z powłoką nieodkształconą $\mathring{B}$.

Stan odkształcenia powłoki rozpatrzymy jako rezultat złożenia dwóch przekształceń anizometrycznych; przekształcenia powłoki $\mathring{B}$ na tarczę o tej samej grubości i tensorze metrycznym $\overset{1}{G}$ o składowych

$$\overset{1}{G}_{\alpha\beta} = \mathring{a}_{\alpha\beta}\,,\quad \overset{1}{G}_{\alpha 3} = 0,\quad \overset{1}{G}_{33} = \mathring{\delta}^2, \tag{5.2}$$

oraz przekształcenia tej tarczy na powłokę odkształconą B. Pierwsze przekształcenie ma postać

$$\overset{1}{G}_{\alpha\beta} = \overset{1}{C}{}^{\cdot\mu}_{\alpha}\ \overset{1}{C}{}^{\cdot\nu}_{\beta}\ g_{\mu\nu} \tag{5.3}$$

przy czym składowe $\overset{1}{C}$ po zlinearyzowaniu przedstawia wzór

$$\overset{1}{C}{}^{\cdot\mu}_{\alpha} = \delta^{\mu}_{\alpha} + (\delta^{\mu\pi}_{\alpha\varphi}\ \overset{\circ}{b}{}^{\varphi}_{\pi} - 2\delta^{\mu\circ}_{\alpha}\overset{\circ}{H})\ \delta\theta_3, \tag{5.4}$$

w którym $\overset{\circ}{H}$ jest krzywizną średnią powierzchni środkowej powłoki nieodkształconej, $\delta^{\mu\pi}_{\alpha\varphi}$ - uogólnionym symbolem Cronecker'a ([6], s.12).
W drugim przekształceniu

$$G_{\alpha\beta} = \overset{2}{C}{}^{\cdot\mu}_{\alpha} \cdot \overset{2}{C}{}^{\cdot\nu}_{\beta}\ \overset{1}{G}_{\mu\nu}, \quad G_{33} = C_3{}^{\cdot 3}\ C_3^{\cdot 3}\ \overset{1}{G}_{33} \tag{5.5}$$

składowe afinora $\overset{2}{C}$ wynoszą

$$\overset{2}{C}{}_{\alpha}{}^{\cdot\mu} = A_{\alpha}^{\cdot\mu} + b^{\pi}_{\alpha}\ A^{\cdot\mu}_{\pi}\delta\theta_3 \tag{5.6}$$

Z zależności (5.4) i (5.6) otrzymujemy po zlinearyzowaniu składowe afinora reprezentującego omawiane odkształcenie

$$\begin{aligned} C^{\cdot\beta}_{\alpha} &= \overset{1}{C}{}^{\cdot\mu}_{\alpha}\ \overset{2}{C}{}^{\cdot\beta}_{\mu} = A^{\cdot\beta}_{\alpha} + (b^{\pi}_{\alpha}\ A^{\cdot\beta}_{\pi}\ C_3^{\cdot 3} - 2A^{\cdot\beta}_{\alpha}\ \overset{\circ}{H} + A^{\cdot\mu}_{\alpha}\delta^{\beta\pi}_{\mu\varphi}\ \overset{\circ}{b}{}^{\varphi}_{\pi})\ \delta A_3 \\ C_3^{\cdot 3} &= \delta/\overset{\circ}{\delta}\ . \end{aligned} \tag{5.7}$$

Załóżmy teraz, że kierunki parametryzacji powłoki są ortogonalne i pokrywają się z głównymi kierunkami jej anizotropii termicznej. Ze związków

$$dl_{(i)} = e^{\sigma_i}\ dl_{(i)}\ \text{(nie sumować!)}, \quad \sigma_i = k_i \cdot T(\xi_1, \xi_2) \tag{5.8}$$

w których k_i są współczynnikami rozszerzalności termicznej (tj. głównymi wartościami tensora rozszerzalności termicznej) a $T(\xi_1, \xi_2)$ jest polem temperatury, otrzymamy relacje

$$G_{ii} = e^{2\delta_i} g_{ii} \text{ (nie sumować!)}, \tag{5.9}$$

Wynika stąd, że $C_i^{\cdot j} = e^{\delta_i}$ dla $i = j$. Ponieważ ponadto $C_i^{\cdot j} = 0$ dla $i \neq j$ x) zachodzą związki

$$\begin{aligned}
&A_1^{\cdot 1} + (b_1^1 A_1^{\cdot 1} C_3^{\cdot 3} + b_1^2 A_2^{\cdot 1} - \overset{\circ}{b}{}_1^{\cdot 1} A_1^{\cdot 1} - \overset{\circ}{b}{}_2^1 A_1^{\cdot 2})\delta\theta_3 = e^{\delta_1} \\
&A_1^{\cdot 2} + (b_1^1 A_1^{\cdot 2} C_3^{\cdot 3} + b_1^2 A_2^{\cdot 2} C_3^{\cdot 3} - \overset{\circ}{b}{}_2^2 A_1^{\cdot 2} - \overset{\circ}{b}{}_1^2 A_1^{\cdot 1})\delta\theta_3 = 0 \\
&A_2^{\cdot 1} + (b_2^1 A_1^{\cdot 1} C_3^{\cdot 3} + b_2^2 A_2^{\cdot 1} C_3^{\cdot 3} - \overset{\circ}{b}{}_1^1 A_2^{\cdot 1} - \overset{\circ}{b}{}_2^1 A_2^{\cdot 2})\delta\theta_3 = 0 \\
&A_2^{\cdot 2} + (b_2^1 A_1^{\cdot 2} C_3^{\cdot 3} + b_2^2 A_2^{\cdot 2} C_3^{\cdot 3} - \overset{\circ}{b}{}_2^{\cdot 2} A_2^{\cdot 2} - \overset{\circ}{b}{}_2^{\cdot 1} A_2^{\cdot 1})\delta\theta_3 = e^{\delta_1}
\end{aligned} \tag{5.10}$$

pociągając za sobą poniższe warunki

$$\left[A_\alpha^{\cdot\beta}\right] = \begin{bmatrix} e^{\delta_1} & 0 \\ 0 & e^{\delta_2} \end{bmatrix} \tag{5.11}$$

$$b_1^1 = \overset{\circ}{b}{}_1^1 e^{-\delta_3}, \qquad b_2^2 = \overset{\circ}{b}{}_2^2 e^{-\delta_3} \tag{5.12}$$

$$\left.\begin{aligned} b_1^2 e^{\delta_2 + \delta_3} - \overset{\circ}{b}{}_1^2 e^{\delta_1} &= 0 \\ b_1^2 e^{\delta_1 + \delta_3} - \overset{\circ}{b}{}_1^2 e^{\delta_2} &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{5.13}$$

x) dla $C_i^{\cdot j} \neq 0$ przy $i \neq j$ istnieje bowiem zmiana wielkości kąta pomiędzy liniami współrzędnych, co przy założonej parametryzacji nie może zachodzić.

Relacje (5.13) dla $\sigma_1 \neq \sigma_2$ są spełnione tylko gdy $\overset{\circ}{b}{}_1^2 = b_1^2 = 0$.

Ze związków (5.11) - (5.13) wynikają poniższe wnioski:

1. Beznaprężeniowy stan termiczny w powłoce nie izotropowej może zachodzić tylko wtedy, gdy kierunki główne anizotropii termicznej pokrywają się z liniami krzywiznowymi powierzchni środkowej powłoki.

2. Linie krzywiznowe powierzchni środkowej powłoki nieodkształconej przechodzą w linie krzywiznowe powierzchni środkowej powłoki odkształconej.

3. Iloczyn krzywizny głównej powierzchni środkowej powłoki i jej grubości jest niezmiennikiem odkształcenia termicznego:

$$\delta b_1^1 = \overset{\circ\circ}{\delta b}{}_1^1, \qquad \delta b_2^2 = \overset{\circ\circ}{\delta b}{}_2^2 \tag{5.14}$$

4. Zmiana geometrii zewnętrznej powierzchni środkowej powłoki zależy tylko od rozszerzalności termicznej w kierunku prostopadłym do tej powierzchni.

Dokładnej analizie tego zagadnienia zostanie poświęcone odrębne opracowanie.

LITERATURA

[1] C. Truesdell, R.Toupin - The Classical Field Theories; Encyclopedia of Physics, vol. III/1 (s.226-792), Springer - Verlag, 1960.

[2] P.K. Raszewski - Geometria Riemanna i analiza tensorowa (tłum. z ros.) PWN, Warszawa 1958.

[3] S.Gołąb - Rachunek Tensorowy, PWN, Warszawa 1956.

[4] L.S. Pontriagin - Grupy topologiczne (tłum. z ros.) PWN Warszawa 1961.

[5] J.L. Ericksen - Tensor Fields - Encyclopedia of Physics, voll. III/1 (s.794-858), Springer Verlag 1960.

[6] A.E.Green, W.Zerna - Theoretical Elasticity, Oxford 1954.

О АНИЗОМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАНИЯХ ПРОСТРАНСТВА

Краткое содержание

Работа является пробой применения элементов теории репрезентации групп при описании и исследовании конечных деформаций. Вместо обычно употребляемого в литературе преобразования пространства рассмотрено преобразования метрического тензора в определенной системе координат. Скопление таких преобразований образует группу, которую названо анизометрической группой. Деформацию пространства исследовано в таком исключительном случае, когда репрезентацию этой группы можно сократить до репрезентации одного измерения. Вопрос этот рассмотрен как независимый от времени.

ABOUT ANIZOMETRIC SPACE TRANSFORMATIONS

Summary

This paper aims at the application of elements of group representation theory to the description and examination of finite deformations. Instead of applied up till now in literature space transformation, the metric tensor transformations in the established system of co-ordinates were being considered. A set of such transformations forms a group, which was called anizometric group. The deformations were examined in a particular case, when the representation of this group could be reduced to the undimensional representation. The problem was considered as independent on time.