

POLSKA AKADEMIA NAUK

INSTYTUT MASZYN PRZEPEŁYWOWYCH

**TRANSACTIONS  
OF THE INSTITUTE OF  
FLUID-FLOW MACHINERY**

PRACE

INSTYTUTU MASZYN PRZEPEŁYWOWYCH

**103**



GDAŃSK 1997

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

---

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machines

\*

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPIYWOWYCH

---

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*Wydanie publikacji dofinansowane zostało przez PAN ze środków DOT uzyskanych z Komitetu Badań Naukowych*


EDITORIAL BOARD – RADA REDAKCYJNA

ZBIGNIEW BILICKI \* TADEUSZ GERLACH \* HENRYK JARZYNA  
JAN KICIŃSKI \* JERZY KRZYŻANOWSKI (CHAIRMAN – PRZEWODNICZĄCY)  
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ \* WŁODZIMIERZ J. PROSNAK  
JÓZEF ŚMIGIELSKI \* ZENON ZAKRZEWSKI

EDITORIAL COMMITTEE – KOMITET REDAKCYJNY

EUSTACHY S. BURKA (EDITOR-IN-CHIEF – REDAKTOR NACZELNY)  
JAROSŁAW MIKIELEWICZ  
EDWARD ŚLIWICKI (EXECUTIVE EDITOR – REDAKTOR) \* ANDRZEJ ŻABICKI

EDITORIAL OFFICE – REDAKCJA

Wydawnictwo Instytutu Maszyn Przepływowych  
Polskiej Akademii Nauk  
ul. Gen. Józefa Fiszera 14, 80-952 Gdańsk, skr. poczt. 621,  
 (0-58) 46-08-81 wew. 141, fax: (0-58) 41-61-44,  
e-mail: esli@imppan.imp.pg.gda.pl

ISSN 0079-3205

## Chronicle – Kronika

The *Chronicle* is meant to commemorate the Conference IMP'97 held in Gdańsk, November 1997, on the occasion of the 40th anniversary of the Institute of Fluid-Flow Machinery, Polish Academy of Sciences.

The Conference was dedicated to Professor Jerzy Krzyżanowski – Director of the Institute – to mark 45 years of his scientific career, including 40 years at the Institute. The *Chronicle* presents the body of the speech delivered at the Conference by Prof. Krzyżanowski who discussed achievements of the Institute and exposed contemporary topics of challenge to its scientific society. There is also an extended biography of Professor written by Zbigniew Bilicki.

In continuation of our review lecture series that sparks interest among a wide range of readers we publish in this *Chronicle* an inspiring essay of Janusz Badur on the mechanical roots in the gauge field theory.

W *Kronice* zamieszczono krótkie omówienie Konferencji IMP'97, która pod koniec listopada 1997 r., z okazji 40-lecia Instytutu Maszyn Przepływowych PAN, odbyła się w Gdańsku.

Konferencja dedykowana była Dyrektorowi Instytutu – Profesorowi Jerzemu Krzyżanowskiemu, w 45-lecie Jego kariery naukowej, z których 40 lat przepracował w Instytucie. Zamieszczono wystąpienie Profesora Krzyżanowskiego na konferencji, omawiające dokonania Instytutu oraz wyzwania jakie stoją przed Instytutem współcześnie, a także obszerny życiorys Profesora, pióra Zbigniewa Bilickiego.

Kontynuując zamysł zamieszczania w *Kronice* przeglądowych prac mogących zainteresować szersze grono czytelników, publikujemy błyskotliwy esej Janusza Badura, dotyczący mechanicznych korzeni cechowanej teorii pola.

## IMP'97 Conference on *Modelling and Design in Fluid-Flow Machinery*

The International Scientific Conference on *Modelling and Design in Fluid-Flow Machinery IMP'97* was held in Gdańsk on November 18-21, 1997. The Conference was organised by the Institute of Fluid-Flow Machinery (IFFM) of the Polish Academy of Sciences and co-organised by ABB-Zamech. The sessions were held at the NOT Centre and Hotel Hevelius in Gdańsk. One plenary session was held at the premises of ABB-Zamech where the participants took advantage to learn the current and prospective activities of the company.

The conference obtained a considerable interest from scientists nation-wide and abroad. The participants – about 150 scientists, including 40 from abroad – established new scientific relations and exchanged their view on the fundamental problems as well as new tendencies in design and operation of fluid-flow machinery. The Honorary Chairman of the Conference was Professor Jerzy Krzyżanowski (IFFM), Chairmen – Prof. Jarosław Mikielewicz (IFFM) and Dr. Robert Butzke (ABB-Zamech), Vice-Chairman – Prof. Zbigniew Bilicki (IFFM). The Conference was intended as a continuation of a conference series held in previous years at IFFM under the name of *Conferences on Turbines of Large Output* – in 1962, 1965 and 1968, and *Problems of Fluid-Flow Machinery* – in 1993.

Due to a wide range of interest and variety of topics presented at the Conference, there were 10 subject sessions. The first session was devoted to the presentation of invited lectures on the problems of fluid-flow machinery, most interesting for all participating scientists. Other sessions concerned the following subjects: *Turbine Cascade Computations, Diagnostics, Dynamics of Turbomachinery, Aerodynamics of Turbomachinery, Fluid-Flow Machinery, Heat Transfer in Fluid-Flow Machinery, Gas Turbines and Compressors, Measurements in Steam Turbines and Two-Phase Flow in Turbomachinery.*

The timescale of the conference coincides with the 40th Anniversary of the Institute of Fluid-Flow Machinery and it was dedicated to the Institute Director – Professor Jerzy Krzyżanowski on his 45th anniversary of the scientific career closely linked to this area and forty years of his work for the Institute, where for twenty years he has been leading the Institute as its Director.

*Jarosław Mikielewicz*

Chairman of the Organizing Committee



## O mechanicznych korzeniach cechowanej teorii pola<sup>1</sup>

### 1. Mechanika racjonalna – stan zapaści

Współczesna mechanika ośrodków ciągłych zarówno uprawiana w naukowych czasopismach jak i wykładana studentom zawiera się głównie w ramach paradygmatu mechaniki racjonalnej. Wydaje się, że Clifford Ambroży III Truesdell, obok Duhema, Whittakera, Hamela najwybitniejszy mechanik XX wieku, przez wiele lat studiował teorię pola tylko po to aby się następnie od niej odciąć odgrodziwszy siebie i swoją szkołę parkanem zmyślonych aksjomatów. Być może był to akt konieczny, bowiem mechanika kontinuum zawsze wymagała i zawsze wymagać będzie jakiegoś rozsądnego samoograniczenia się do szczupłej klasy zjawisk. Być może owych siedem zmyślonych aksjomatów, które tu cytujemy za Woodsem:

1. The axiom of material frame-indifference
2. The axiom of local action
3. The axiom of positive entropy production
4. The radiation axiom
5. The entropy flux axiom
6. The axiom of equipresence
7. The philogiston axiom

było przejawem bezsilności i stwierdzeniem, że *w tej wielorakości nie da się dostrzec żadnych reguł, konieczne jest samoograniczenie i wybranie ram dla pożądanego rozwoju mechaniki*. Jednakże rozwój teorii pola, jaki dokonał się na naszych oczach, uświadomił nam, że aksjomatyka mechaniki racjonalnej stała się zbędnym „metafizycznym wtętem”. Tak się składa, że pozytywizm Macha, pragnący oczyścić fizykę ze wszelkich metafizycznych wtętem, był, swego czasu, atakowany przez Truesdella, teraz zaś odwrotnie, racja Macha okazuje się być na wierzchu.

<sup>1</sup>pracę w części oparto na treści wykładu w Polskim Towarzystwie Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej wygłoszonego 12 grudnia 1992 na zaproszenie prof. Czesława Szymczaka z Politechniki Gdańskiej

W ostatnich latach, dzięki wysiłkom takich badaczy jak Ł. Turcki, Alicja Gołębiewska-Hermann, G. Klüge, Aida Kadić, D. Edelen, E. Kröner, D. Lagoudas, K.-H. Anthony, A. Trzęsowski, A. Gariola, J. Sławianowski i I. A. Kunin idee cechowanej teorii pola zostały przeniesione na grunt mechaniki ciał odkształcalnych. Na początku lat osiemdziesiątych, kiedy to tematyka ta przyciągnęła grupę nowych badaczy, wydawało się, że „cechowana mechanika” naruszy dotychczasowy paradygmat i stanie się mechaniką post-Truesdellowską. Jednakże bliższa analiza niektórych klasycznych prac z mechaniki wskazuje, że trudno jest mówić o jakimkolwiek metodologicznym skoku czy przełomie, bowiem, jak się okazuje, korzenie cechowanej teorii pola sięgają dalej niż praca Yanga i Millsa z roku 1954<sup>2</sup>. Jej prekursorami, według mojego rozpoznania, mogą być Helmholtz<sup>3</sup> i Hamel<sup>4</sup> z jednej strony oraz Kirchhoff<sup>5</sup>, Aron<sup>6</sup> i bracia Cosseratowie<sup>7</sup> z drugiej strony.

## 2. Dziewiętnastowieczna teoria pola

Sytuacja staje się skomplikowana, choć fascynująca zarazem, jeśli przypomnimy sobie jaką strukturę miała klasyczna teoria pola w XIX wieku. Otóż, dominującymi modelami teorio-polowymi były wtedy matematyczne modele continuum odkształcalnego. Począwszy od Eulera, Poissona i Lamé'go inne dziedziny teorii pola takie jak teoria kapilarności, teoria elektryczności i magnetyzmu, newtonowska teoria grawitacji, akustyka i optyka sięgały do dobrze już rozpoznanych modeli mechanicznego continuum.

Więc nic dziwnego, że pierwsza monografia teorii pola – książka W. Thomsona i P.G. Taita **Treatise on Natural Philosophy**, 1879r., przypomina współczesną monografię z teorii ośrodka ciągłego. Powstaje jednak pytanie: skoro większość wzorowanych na hydrodynamice i teorii sprężystości modeli elektrodynamiki, takie jak elektrodynamika Mac Cullagha, Cauchy'ego, Helmholtza, Webera, Duhema i Maxwella, są modelami z **cechowaniem**, oraz skoro klasyczna teoria grawitacji Newtona-Cartana okazuje się być teorią z **cechowaniem**, to czy nie jest możliwym aby któryś z wczesnych modeli continuum mechanicznego był również „scechowany”? Mielibyśmy wtedy mechanicznego prekursora całej cechowanej teorii pola.

<sup>2</sup>C.W. Yang, R.L. Mills, *Phys. Rev.* **9**, 191, (1954)

<sup>3</sup>H. Helmholtz, *Nachr. Ges. Wiss. Geth* **9**, 193 (1868)

<sup>4</sup>G. Hamel, *Math. Annalen* **66**, 350 (1908)

<sup>5</sup>G. R. Kirchhoff, *J. reine angew. Math.*, **56**, 285 (1859)

<sup>6</sup>H. Aron, *J. reine angew. Math.* **78**, 136 (1874)

<sup>7</sup>E. i F. Cosserat, *Theorie des Corps Deformable*, Paris, Herman, (1909)

### 3. Wszechobecny ether

Według mojego rozeznania, najlepszymi kandydatami do roli takiego prekursora byłyby mechaniczne modele eteru sprężystego, wśród których model Lamé'go, trzy modele Cauchy'ego oraz model Mac Cullagha należą do najwcześniejszych. Rzeczywiście, mogą być one interpretowane jako modele z abelowymi grupami symetrii. Trzeba dodać, że w literaturze XIX-wiecznej co krok spotykamy problematykę eteru, a w niektórych pracach wprowadzane są pojęcia ważne również dla mechaniki i całej fizyki. Przykładem może być np. praca Greena<sup>8</sup> o polaryzacji eteru wprowadzająca – przy okazji – Greenowskie pojęcie miary odkształcenia. Dalsza analiza tego kierunku może okazać się płodna, jak również byłaby ważnym uzupełnieniem encyklopedycznego artykułu Truesdella i Toupina<sup>9</sup> o tę mało znaną część klasycznej teorii pola.

### 4. Piosson – grupa obrotów $SO(3)$ szechowana względem czasu

Równania ruchu ciała sztywnego, wyrażone w inercjalnym układzie odniesienia sprowadzają się do sześciu równań Cauchy'ego kładzionych na pęd ( $\partial_t \mathcal{P} = \mathcal{F}$ ) i moment pędu ( $\partial_t \mathcal{M} = \mathcal{D}$ ) gdzie  $\mathcal{F}$  i  $\mathcal{D}$  są skądinąd znaną siłą i momentem. Kowariantną postać tych równań<sup>10</sup>, spełniającą „the principle of covariance” – wymarzoną zasadę Einsteina – czyli jak byśmy dziś powiedzieli, starą fizykę w nowym, matematycznie udrapowanym opakowaniu (stare wino w nowej flaszcze), to nic innego jak te same równania zapisane w dowolnym, ruchomym (nieinercjalnym) układzie odniesienia otrzymanym przez działanie sześćo-parametrowej grupy przemieszczeń i obrotów  $\mathcal{G} = T(3) \triangleright SO(3)$ . Elementy  $\mathcal{G}$  są dowolną funkcją czasu, toteż równania ruchu Cauchy'ego wyrażamy w „kowariantny sposób” jako

$$\mathcal{D}_t \mathcal{J}^t = p$$

gdzie  $\mathcal{J}^t = \mathcal{J}_a^t \mathbf{T}^a$ ,  $a = 1 \dots 6$  są pędami i momentami pędu ustawionymi w jeden obiekt  $\mathcal{J}^t$ , zaś  $\mathcal{D}_t = \partial_t - \mathcal{A}_t$ ,  $\mathcal{A}_t = \mathcal{A}_t^a \mathbf{T}_a$  są prędkościami i spinami kompensującymi nieinercjalny opis, a  $p = p_a \mathbf{T}^a$  są siłami i momentami odniesionymi do bazy  $\mathbf{T}^a$ <sup>11</sup>.

<sup>8</sup>G. Green, *Trans. Camb. Phil. Soc.* 7, 121 (1839)

<sup>9</sup>C.A. Truesdell, R.A. Toupin, *Hand. der Physik* III/1 (1960)

<sup>10</sup>słowo „kowariantny” niepotrzebnie a nawet mylnie sugeruje że te pojęcie „formy równań” niezależnej od rodzaju obserwatora jest fizykom obce stąd muszą zapożyczać pojęcia z geometrii. Nawiasem mówiąc, nie spotkałem, jak dotychczas, ani jednego uczonego posługującego się pojęciem kowariantności, który by wyjaśniał o co chodzi. W tym względzie podzielałem krytycyzm Landaua iż niektórzy nadużywają kowariantności a inni alkoholu

<sup>11</sup>Trzeba przyznać że zapisanie Poissonowskich równań ruchu w ruchomym układzie odniesienia, których złożoną i uciążliwą w zapisie postać znamy z kursów mechaniki analitycznej, jest pewnym postępem i główną siłą napędową w rozwoju matematyki. Świadomość tego, że istnieją sytuacje w których fizyk może wykorzystywać praktycznie tak abstrakcyjny obiekt jak baza algebry Liego  $\mathbf{T}^a$  grupy  $\mathcal{G}$  może być dla prawdziwego matematyka ważna – wie on bowiem iż pracuje

Jest też ważnym, iż w szeregu przypadków możemy wprowadzić tylko częściową kompensację nieinercyjnego ruchu poprzez użycie „układów lokalnie” inercyjnych<sup>12</sup>. Dzieje się to gdy, na przykład, opisujemy ruch odbywający się na płaszczyźnie obracanej wraz z ziemią (wahadło Foucaulta). Otóż układ odniesienia na obracającej się płaszczyźnie można zlokalizować poprzez obracanie go o dodatkowy kąt obrotu  $\beta(t)$  zmienny w czasie i równania ruchu odnieść do tego „ruchomego w ruchomym” układzie odniesienia. Okazuje się, że gdy płaszczyzna po 24 godzinach wykona cały obrót wraz z ziemią i stanie w pozycji wyjściowej to ruchomy układ odniesienia na niej nie wróci do pozycji wyjściowej i będzie się różnił o kąt fazy  $\beta_0$  – czyli wahadło zmieni swoją płaszczyznę wahań. Kąt ten ma dużo wspólnego z kątami Hannay’a i Berry’ego – ostatnim krzykiem mody w fizyce – i jest starym dowodem Foucaulta na obrotowy ruch ziemi.

## 5. Kirchhoff – trójparametrowa grupa obrotów SO(3) szechowana względem współrzędnej przestrzennej

Pierwszym kompletnym jednowymiarowym modelem kontinuum cechowanego jest, według mojego rozpoznania, model deformowalnego pręta Kirchhoffa<sup>13</sup>. Zmiana wzdłuż długości pręta gra tę samą rolę jak czas w modelu Poissona. Ponieważ Kirchhoff rozpatrywał, wzorując się na Eulerze, tylko giętki pręt nierozciągliwy, to grupa translacji nie występuje w modelu matematycznym jego kontinuum – odpowiednikiem w mechanice Poissona ciała sztywnego jest ruch bryły zamocowanej w środku ciężkości.

Taka sytuacja oznacza, iż modele cechowane egzystowały w teorii pola wiele lat wcześniej nim H. Weyl<sup>14</sup> wprowadził je w sposób świadomy<sup>15</sup>. Jest interesującym określenie, który z modeli współczesnej cechowanej teorii pola daje podstawy interpretacyjne dla modelu Kirchhoffa. Otóż najbardziej zbliżone wydaje się być podejście Utiyamy<sup>16</sup> opierające się na dwóch pojęciach: pojęciu niezmienniczości względem lokalnej grupy symetrii cechowania i pojęciu potencjału kompensują-

w dziedzinie która nie ma suchych korzeni. I odwrotnie, fizykowi, który preferował, preferuje i nadal będzie preferować pracę w **inercjalnych** układach odniesienia, świadomość tego że nieinercjalność musimy kompensować „siłami” Eulera, Coriolisa, odśrodkowymi, itd, które to „siły” grają rolę potencjałów kompensujących w matematycznych modelach innych zjawisk może być pomocna fizykowi w miłym spędzeniu sobotniego poranka. Podkreślamy tu rolę Poissona który, prawdopodobnie pierwszy wprowadził „siły” kompensujące ruch nieinercyjny, wprowadzając jego wkład został zapomniany ale ślad po nim w postaci oznaczeń  $p, q, r$  na „spiny” kompensujące pozostał w całej literaturze mechaniki analitycznej i za sprawą Cosseratów zdyfundował również do mechaniki kontinuum.

<sup>12</sup>M. Kugler, S. Shtrikman, *Phys. Rev.* **D37**, 934-937 (1988)

<sup>13</sup>R.G. Kirchhoff, *J. reine angew. Mech.* **56**, 285 (1859)

<sup>14</sup>H. Weyl, *Ann. der Phys* **59**, 101 (1919)

<sup>15</sup>Oczywiście, istniały one też w umysłach uczonych, którzy wykorzystywali je na swój sposób. Najlepszym przykładem jest cytowana praca Kirchhoffa – bowien w dziesięć lat później metoda opisu pręta została przeniesiona przez Kirchhoffa do hydrodynamiki (*J. reine angew. Math.*, **71**, 237-262 (1869))

<sup>16</sup>R. Utiyama, *Phys. Rev.* **101**, 1957 (1956)

cego. W uogólnionym modelu Kirchhoffa nie tylko giętkiego, ale i rozciągliwego pręta rolę grupy symetrii gra półprosty iloczyn trójwymiarowej grupy translacji i trójwymiarowej grupy obrotów, oznaczany współcześnie jako  $T(3) \triangleright SO(3)$ . Lokalność tej grupy oznacza, że jej elementy są funkcjami zmiennych przestrzennych, a w przypadku pręta funkcją zmienną wzdłuż osi pręta. Wśród elementów teorii Kirchhoffa możemy doszukać się trzech potencjałów kompensujących  $p, q, r$ , są to dokładnie wzory zawarte na stronie 296 pracy Kirchhoffa.

Wydaje się, że Robert Gustav Kirchhoff był świadom co najmniej jednego aspektu swojej pracy. Mamy na myśli analogię z mechaniką analityczną ciała sztywnego w znanym już wtedy ujęciu Poissona<sup>17</sup>. Wzory na  $p, q, r$ , podane w pracy Kirchhoffa, mają te same oznaczenia i budowę co Poissonowskie formuły na spin ciała sztywnego. Analogia staje się wyraźna jeśli różniczkowanie materialne względem czasu zastąpić różniczkowaniem względem parametru długości wzdłuż osi pręta niezdeformowanego. Te własność modelu Kirchhoffa nazwali Hess<sup>18</sup> i Greenhill<sup>19</sup> analogią sprężysto-kinetyczną.

## 6. Aron – grupa $T(3) \triangleright SO(3)$ scechowana względem współrzędnych Gaussa i czasu

Wyniki pracy Kirchhoffa dały nowy impet badawczy Gehringowi<sup>20</sup>, Clebschowi<sup>21</sup>, Aronowi<sup>22</sup> jak również samemu Kirchhoffowi<sup>23</sup>. W pracach tych starano się zbudować dwuwymiarowy odpowiednik modelu pręta Kirchhoffa. Szczególnie wysoko należy ocenić pracę Arona, daje ona bowiem kompletną nieliniową analizę dynamiki powierzchni materialnej wraz z równaniami więzów. Z punktu widzenia cechowanej teorii pola model Arona posiadał nowy element – wprowadzał początkową geometrię powierzchni w postaci swego rodzaju pól tła – the background fields – pojęcia stosowanego w teorii silnych oddziaływań<sup>24</sup>.

## 7. Cosseratowie – kontinuum z lokalną grupą $T(3) \triangleright SO(3)$

Kolejnym ważnym momentem rozwojowym są prace Cosseratów<sup>25</sup> unifikujące, klasyfikujące i rozszerzające koncepcje Poissona, Kirchhoffa i Arona. W modelu kontinuum zaproponowanym przez Cosseratów grupa  $T(3) \triangleright SO(3)$  może

<sup>17</sup>S. Poisson, *J. l'école Polytech.*, **15**, 266 (1808)

<sup>18</sup>W. Hess, *Math. Annalen* **23**, 181 (1884)

<sup>19</sup>H. Greenhill, *Proc. London Math. Soc.* **28**, 278 (1888)

<sup>20</sup>F. Gehring, *Thesis*, Berlin (1860)

<sup>21</sup>A. Clebsch, *Theorie der Elastizität fester Körper*, Leipzig (1862)

<sup>22</sup>H. Aron, *J. reine angew. Math.*, **78**, 136 (1874)

<sup>23</sup>R. Kirchhoff, *Vorlesungen, Mechanik*, Leipzig (1862)

<sup>24</sup>P.N. Konopleva, W.N. Popov, *The gauge fields*, Harwood (1981)

<sup>25</sup>E. i F. Cosserat, *Ann Toulouse*, **10**, 1-116 (1896) oraz *Théorie des Corps Déformables* Hermann, Paris, 1-227 (1909)



być lokalizowana zarówno względem czasu jak i względem dowolnej ilości zmiennych przestrzennych. W przeciwieństwie do modelu Kirchhoffa i Arona, gdzie obroty podlegają dodatkowym więzom, model Cosseratów podnosi pole obrotów do roli zmiennej niezależnej. Równolegle, amerykański fizyk Craig<sup>26</sup> zaproponował potencjały kompensujące również dla lokalnej grupy  $T(4) \supset SO(4)$  opartej na trójwymiarowej rozmaitości bazowej. Praca ta wykorzystuje wcześniejsze wyniki Eugéne M.P. Cosserat dotyczące geometrii wiązek włóknistych i może być uznana za prekursora cechowanej teorii grawitacji, tyle że w trójwymiarowym świecie.

## 8. Narodziny symetrii wewnętrznych

Obie cytowane prace – Craiga i Cosseratów – są dla nas szczególnie ważne, stanowią one niejako ostatni wspólny punkt mechaniki i cechowanej teorii pola, gdyż rozwój tych dziedzin przebiegał już dalej niezależnie. Ów rozłam, zaistniał w teorii pola w pierwszej dekadzie XX wieku i był również rozdziałem w swobodnym przepływie koncepcji między poszczególnymi branżami teorii pola. Z fizyki odeszli uniwersaliści tacy jak Kirchhoff, Helmholtz, Duhem, Rayleigh, Poincaré, Natanson i inni, równie dobrze współtworzący mechanikę ośrodków ciągłych jak i termodynamikę, elektrodynamikę, akustykę, optykę czy polowe modele grawitacji. Nastąpił okres, w którym argumenty fizyki eksperymentalnej zastąpiono argumentami geometrycznymi. Większość fizyków już nie mogła zrozumieć swoich kolegów, mogła się jedynie „nauczyć” np. tego że materia zakrzywia pustą czasoprzestrzeń<sup>27</sup>.

Odkrycie cechowania nastąpiło późno i niestety nie dotyczyło grup symetrii zewnętrznych, o których dotychczas mówiliśmy, lecz grup wewnętrznych o których jeszcze nie było mowy. Symetrie zewnętrzne słusznie łączymy z symetriami czasoprzestrzeni, areny na której obserwujemy fenomeny przyrody. Mamy tu na myśli zwłaszcza grupę przekształceń Galileusza, której sześcioparametrową część  $-T(3) \supset SO(3)$  - scechowaną, czyli zmieniającą się w czasie i przestrzeni, już omawialiśmy. Odwołuję się do upatrzonej grupy Galileusza symetrii zewnętrznych bowiem jest to najogólniejsza i najbardziej pojemna grupa, jaką dziś zna fizyka. Inne grupy są moim zdaniem nadużywane przez tzw. współczesną fizykę.

Nasza arena – scena, na której myślowo umieszczamy zjawiska – ma mikrostrukturę. Jednym z pierwszych przykładów na to iż model czasoprzestrzeni Newtona winien być w „coś” dodatkowo wyposażony była pierwsza zasada termodynamiki i pojawiający się wraz z nią paradygmat zwany *energetyką*. Profesor Natanson we wstępie do swojej monografii pisze, że jego celem jest *zapoznanie się z DYNAMIKĄ i ENERGETYKĄ, dwoma paradygmatami fizyki teoretycznej,*

<sup>26</sup>T. Craig, *Amer. J. Math.*, **20**,135 (1898)

<sup>27</sup>Rozwój modelowania grawitacji jest skutecznie hamowany nadmiarem geometrycyzmu i nie dopuszczaniem do głosu eksperymentatorów. Dla większości z nas, jak również dla młodych adeptów, grawitacja opanowana jest przez uczonych uprawiających sztukę podnoszenia i opuszczania indeksów – geometrów, których ukrytym zamiarem jest wykazanie się jeszcze jednym przykładem zastosowania ich geometrii.

które nie są dość jeszcze potężne, aby objąć wszystkie zjawiska podstawowe. Energetyka wraz ze swoimi zasadami nie może w żaden sposób być wydedukowana w paradygmacie newtonowskim, wymaga ona czegoś ekstra – symetrii mikrostruktury, dziś noszącej nazwę symetrii wewnętrznych.

Za początek teorii z wewnętrznym cechowaniem zwykło się uważać prace Hermana Weyla który wprowadził pojęcie „Eich Invarianz”, co tłumaczono początkowo jako niezmienniczość skalowania (calibration invariance), zaś później jako niezmienniczość cechowania (gauge invariance)<sup>28</sup>. Często uważa się nieśluszenie, że idee Weyla zostały obmyślane w oderwaniu od mechaniki i jej XIX-wiecznych cechowanych modeli. Gdy jednak dokonać rozbioru koncepcji pierwszych prac Weyla, możemy w nich zauważyć kilka niezależnych pomysłów. Po pierwsze, prace te próbują uogólnić tzw. relatywistyczną mechanikę na rozmaitości wielowymiarowe – kierunek ten współcześnie jest znany jako teoria Kaluzy-Kleina. Po drugie, Weyl próbował wówczas sformułować teorię łączącą elektromagnetyzm z tzw. relatywistyczną teorią grawitacji – kierunek ten znany jest dziś jako jednolita teoria pola i obejmuje on wszystkie podstawowe cztery siły przyrody w ramach nowego działu cechowanej teorii pola, jakim są supersymetrie. Po trzecie, Weyl sięgnął do znanego w mechanice<sup>29</sup> omawianego przez Helmholtza<sup>30</sup> i Hamela<sup>31</sup> postulatu niezmienniczości teorii ze względu na kontrakcję i dylatację przestrzeni (w sensie globalnym i również lokalnym). Był to więc mechaniczny korzeń teorii z cechowaniem względem grup wewnętrznych, często niepotrzebnie łączony z dwoma pierwszymi ideami. Niewątpliwym sukcesem Weyla było zastąpienie mechanicznego pojęcia „skala długości” poprzez „kąty fazy” które doprowadziło do odkrycia, że elektrodynamika Maxwella, oprócz swojej globalnej niezmienniczości względem grupy Lorentza, jest dodatkowo niezmiennicza względem jednoparametrowej, lokalnej transformacji cechowania. Odkrycie Weyla niczego nie zmieniło w równaniach, jednakże wzbogaciło strukturę logiczną modelu Maxwella i wyjaśniło dlaczego pole – według apriorycznej definicji Maxwella – jest określone jedynie poprzez różnice potencjału elektrycznego, a nie poprzez wartość absolutną tego potencjału.

Możemy więc uważać mechaniczny postulat Helmholtza-Hamela o niezmienniczości względem lokalnej transformacji skalowania za pierwowzór pojęcia lokalnych symetrii wewnętrznych. Przejście z mechanistycznych modeli teorii pola do cechowanej modelu elektrodynamiki Maxwella i teorii grawitacji jest płynne i związane o siebie. Można je zrekapitulować następująco: prace Poissona, Kirchhoffa, Arona, Cosseratów dały impuls do badań nad lokalnymi zewnętrznymi symetriami cechowania (tzn. typu przekształceń czaso-przestrzennych), zaś prace Helmholtza i Hamela nad niezmienniczością względem dowolnych kontrakcji i dylatacji przestrzeni dały impuls do badań nad wewnętrznymi symetriami cechowania, takimi jak  $U(1)$ ,  $SU(2)$ ,  $SU(3)$ .

<sup>28</sup>H. Weyl, *Ann. der Phys.* **59**, 101 (1919)

<sup>29</sup>A. Gołębiowska-Herrmann, *Int. J. Solid Stru.* **17**,1 (1981)

<sup>30</sup>H. Helmholtz, *Nachr. Ges. Wiss. Geth.* **9**,193 (1868)

<sup>31</sup>G. Hamel, *Mathem. Annalen* **66**, 350 (1908)



Na tym nie kończą się inspiracje wynikające z fundamentalnych spekulacji mechaników. Mamy tu na myśli nurt geometryzacji teorii pola, zapoczątkowany przez szkołę francuską z Eugéne Cosserat na czele. Toteż nic osobliwego w tym, że praca Cartana<sup>32</sup> nad cechowaną teorią grawitacji bardzo przypomina (nawet w oznaczeniach) dzieło Cosseratów. Wydaje się, z kolei, że mechanika kontinuum, ta z lat dwudziestych i trzydziestych XX wieku, nie przyswoiła sobie najnowszych odkryć fizyki (oprócz trywialnego rachunku tensorowego). A mogło to stać się z udziałem takich uczonych jak właśnie E. Cosserat, G. Hamel, E. Hellinger, G. Herglotz, K. Heun, R. von Mises, E.T. Whittaker, W. Natanson, G. Jaumann, K. Zórawski, S. Zaremba, E. Almansi, R. Ariano, P. Burgatti i innych odpowiedzialnych za rozwój mechaniki.

## 9. Symetrie cechowania – mechanicystyczny punkt widzenia

Kilka słów na temat pojęcia zewnętrznych symetrii cechowania. W odróżnieniu od matematyczno-teorio-grupowego sformułowania symetrii, w fizyce należy raczej mówić o jakościowym pojęciu, dopuszczającym nas do wyrażania zmian: „Symetria jest immunitetem dla wszelkich możliwych zmian”. Idąc za Rosenem<sup>33</sup> możemy w fizyce wyseparować liczne manifestacje symetrii: jest to chociażby; reprodukowalność, symetria porządku, symetria ewolucji, symetria stanów układu fizycznego, symetria układów odniesienia oraz, na końcu, symetrie cechowania (globalne i lokalne).

Kluczowym pojęciem, prowadzącym nas do uzasadnienia tezy dzisiejszego układu, jest pojęcie układu odniesienia. Zazwyczaj, w milczący sposób, zakładamy, że jest to układ globalny, co oznacza, że ten sam pojedynczy układ odniesienia służy dla opisu zjawisk o różnej lokalizacji i czasie pomiaru. Przykładowo, ten sam układ współrzędnych Galileusza pokrywa całą przestrzeń laboratorium i jest niezmienny w czasie. Możemy teraz wyobrazić sobie dwie transformacje symetrii. Pierwsza – pasywna – pozostawia nasze zjawisko bez zmian a transformuje tylko układ odniesienia np. o stałe przestrzenne przemieszczenie. Odwrotnie, zmiany wykonywane na układzie, mierzone wobec ustalonego obserwatora są transformacjami aktywnymi. Przykładowo, może to być te same co w poprzednim przykładzie przestrzenne przemieszczenie masywnej cząstki. Transformacje pasywne zmieniają więc tylko opis pozostawiając ewolucję układu fizycznego bez zmian, występują te same stany ale z nowymi „nazwami”. Zauważmy jednak, że dla danej zmiany, kiedy to nie mamy możliwości wyspecyfikowania jak ona działa nie jest prosto przesądzić o jej aktywnym czy pasywnym obrazie tzn. czy mamy do czynienia ze zmianą stanu czy ze zmianą obserwatora. Często mówimy że aktywne zmiany mają pasywną interpretację i *vice versa*.

Koronny przykład aktywno-pasywnych transformacji używanych w mechanice kontinuum został swego czasu, opisany przez W. Pietraszkiewicza w dwóch

<sup>32</sup>E. Cartan, *Ann. Ec. Norm. Sup.* **46**, 325 (1923)

<sup>33</sup>J. Rosen, *A Symmetry Primer for Scientists*, Wiley, NY (1983)

pracach z 1971 roku dotyczących znalezienia właściwej formy równań ruchu w nieinercjalnych układach odniesienia<sup>34</sup>. Mówi się w nich w sposób świadomy o transformacjach które zmieniają inercjalne układy w nieinercjalne (pasywne) oraz o transformacjach zmieniających stan przepływu pary lub deformacji łopatki (aktywne). Co więcej, pomysł na otrzymanie równań ruchu w nieinercjalnym układzie odniesienia polega na wyprowadzeniu równań ruchu dla transformacji aktywnej, następnie zaś na przeinterpretowaniu tych wyników na język transformacji pasywnych. Jest to więc doskonały przykład na to, że aktywne transformacje mogą mieć pasywną interpretację.

Przytoczmy jeszcze jeden, historyczny tym razem, argument o zmaganiach interpretacyjnych między transformacjami aktywnymi i pasywnymi<sup>35</sup>. Otoż, jak wiadomo, Einstein zinterpretował transformacje Lorentza jako przekształcenia pasywne, wyrażające symetrię przestrzeni i czasu i doprowadziło go to do „odkrycia” odpowiednika pierwszego prawa Newtona w elektrodynamice Maxwella. Te prawo ruchów względnych usuwało pojęcie absolutnego spoczynku eteru co wyrażało się następująco; *absolutny spoczynek usuwa się spod wszelkiej kontroli doświadczenia*. Czyli tak samo jak tłumaczymy studentom I-sze prawo dynamiki Newtona. Rezultat ten nie rozstrzyga o istnieniu „stanu próżni” – eteru zakładanego przez MacCullaga, Skibę Helmholtza, Maxwella, Larmora, Pointinga, Dru-dego, Heaviside’a, Reynoldsa, Lodge’go i innych. Informacja, że w wyniku tego typu rozumowania, Einstein usunął eter jako zbędną hipotezę jest nieprawdziwa i przedostała się do prasy codziennej w wyniku nieuczciwości samego autora<sup>36</sup>. Lorentz, przeciwnie, traktował swoje transformacje jako aktywne, pragnął bowiem znaleźć niesprzeczne równania konstytutywne. Ta interpretacja mówi że ciała będące w absolutnym ruchu poprzez eter podlegają prawdziwym fizycznym deformacjom objawiającym się kontrakcją długości Fitzgeralda-Lorentza i spowolnieniem zegarów o podobny wkład. Model Lorentza, ważny z punktu widzenia elektrodynamiki ciał deformowalnych, został zarówno obalony jak i potwierdzony eksperymentalnie, stąd też sprawa nie jest rozstrzygnięta.

Ograniczymy się do rozpatrzenia specyficznego rodzaju ewolucji układu fizycznego który możemy nazwać inercjalnym. W trakcie takiej ewolucji nie zachodzi nic fizycznie interesującego: pierwsze prawo Newtona jest ważne, obiekty zachowują swoją tożsamość, brak jest bowiem tej rzeczy którą Newton nazywa siłą albo dynamiką. Układ odniesienia względem którego taka adynamiczna ewolucja zachodzi jest, jak wiadomo, układem inercjalnym. Można w nim postrzegać np. cząstkę która porusza się prostoliniowo ze stałą prędkością.

<sup>34</sup>W. Pietraszkiewicz, *Bull. IMP PAN*, 682, 1-32 (1971), 675, 1-18 (1971) (Ważny jest aspekt praktyczny tej pracy – chodzi bowiem o opis przepływu pary przez stopień turbiny – jednym z ważnych zagadnień jest znalezienie równań ewolucyjnych turbulencji w rotorze obracającym się z prędkością 3000 ob/min.)

<sup>35</sup>L. Kostro, *Alberta Einsteina Koncepcja Eteru Relatywistycznego*, Uniwersytet Gdański, 1-193 (1992)

<sup>36</sup>Praca Einsteina ma „zapożyczony”, wtedy modny, tytuł *O elektrodynamice ciał w ruchu* sugerujący, że jej autor pragnie przyłączyć się do intensywnych w tamtym czasie prac nad równaniami konstytutywnymi elektrodynamiki.

Analizując dalej symetrię owej „inercjalnej ewolucji” widzimy, że dopuszcza ona zmiany które, z aktywnego punktu widzenia, będą zmieniać inercjalną ewolucję w inną inercjalną ewolucję. Natomiast z pasywnego punktu widzenia można mówić o transformacjach inercjalnych układów w inne inercjalne układy. Jeżeli, przykładowo, dokonamy zmiany stanu masywnej cząstki ze stanu spoczynku w stan prostoliniowego ruchu ze stałą prędkością to działanie to może być analizowane z aktywnego jak i pasywnego punktu widzenia: w obu jednak przypadkach możemy mówić o inercjalnym typie ewolucji, a symetria ewolucji staje się w tym przypadku symetrią inercji lub symetrią kinematyki.

Drugim ważnym krokiem na drodze do uzasadnienia naszej tezy jest pojęcie „lokalnego układu odniesienia”, znane w pracach matematycznych jako „bundle of frames”. Bierze się ono z potrzeby przypisania każdemu punktowi czaso-przestrzeni na ogół różnych układów odniesienia (reperów) zmieniających np. swoją orientację. Jeśli ta czaso-przestrzenna zależność układów odniesienia jest gładka i ciągła wtedy mówimy o lokalizacji lub scechowaniu.

Symetrie inercji rozważane w globalnych układach odniesienia, siłą rzeczy, były również globalne. Koronnym przykładem są symetrie określone przez grupy Galileusza, Lorentza czy Poincaré’go. Wszystkie one, jak również inne pośrednie, tkwiące pomiędzy grupą Galileusza i Poincaré’go są grupami globalnymi. Dodajmy tu, że grupa, z którą nam przyszło pracować tj. grupa Galileusza, mimo że jest tak samo dziesięcioparametrowa jak grupa Poincaré’go, to oferuje nam matematycznie i fizycznie bardziej złożoną sytuację. Otoż z racji zależności między masą i energią szczególna teoria względności pozbyła się prawa zachowania masy, które to prawo w nierozzerwalny sposób jest wmontowane w teorię względności Galileusza. Prowadzi to do śmiesznych nieporozumień, kiedy to, rozpatrując tzw. „nierelatywistyczną granicę (sic)” z czterech praw zachowania tensora energii-pędu pragniemy otrzymać pięć Galileuszowskich równań bilansu pędu, energii i masy (np. Toupin<sup>37</sup>).

Widzimy więc, że symetrie inercji wywoływały albo globalne zmiany stanu układu fizycznego, jeśli były pojmowane aktywnie, albo globalne zmiany układu odniesienia. Jednakże aktywne transformacje globalne odnoszone mogą być do globalnych jak i lokalnych układów odniesienia. Jeśli np. rozpatrzymy aktywną symetrię inercji, to nic interesującego nie wydarzy się – układ będzie nadal adynamiczny, niezależnie od tego, czy będziemy go badać w globalnych czy w lokalnych układach odniesienia.

Kluczowym jest teraz wyobrażenie sobie sytuacji odwrotnej. Przyjmijmy, że globalne zmiany przechodzą w lokalne a układ odniesienia pozostaje globalny, scechowaniu podlegają więc transformacje aktywne. Aby symetrie inercji zostały utrzymane i układ z pozycji globalnego obserwatora nadal podlegał inercjalnej (adynamicznej) ewolucji należy wprowadzić kompensujące „siły” – „potencjały cechowania” przywracające symetrię inercji zakłóconą procesem lokalizacji. Mniej więcej tymi słowami wyraża się słynna procedura Utyiamy powołująca do „fizycznego” życia pojęcie potencjałów kompensujących.

<sup>37</sup>C.A. Truesdell, R.A. Toupin, *Hand. der Physik*, III/1 (1960) **paragraf 211**)

## 10. Kirchhoff i Maxwell – czy mechanicyzm jest potrzebny ?

Pionier i unwersalista teorii pola Gustaw Robert Kirchhoff w swoim wykładzie inauguracyjnym „O celu nauk przyrodniczych” wygłoszonym 22 listopada 1865 roku na Uniwersytecie w Heidelbergu stawia hipotezę o „mechanicznym podłożu fizyki”. Nawet zdecydowani przeciwnicy mechanicyzmu nie posądzają Kirchhoffa o prosty pogląd mówiący, że „*Wszystko jest mechaniką*”. Gdy patrzymy jak rozwija on przed nami swoją wizję rozumienia przyrody i jej ewolucji mamy wrażenie, iż jest to wstęp do koncepcji filozofii strukturalizmu. Rzeczy są odkrywane i opisywane za pomocą dostępnych nam zmysłów i urabiane poprzez kategorie w modele – najpierw fizyczne a potem matematyczne. Jeśli atrybutami „mechanicyzmu” są pojęcia związane z kategorią czasu i przestrzeni, to we wszystkich siłach przyrody zawsze możemy doszukać się mechanistycznego aspektu związanego z translacyjną i rotacyjną niezmienniczością przestrzeni oraz izotropią czasu. Również większość eksperymentów zjawisk niemechanicznych, tylko poprzez swój mechaniczny aspekt (np. zachowanie pędu) manifestuje swoją obecność i ilościowy przebieg. Rozwój fizyki pokazał że „mechanicystyczne” poglądy Kirchhoffa, Maxwella, Kelvina i innych weteranów teorii pola, jeśli zrozumiane właściwie, są nadal żywe i inspirujące.

## 11. Elektrodynamika Maxwella – nieinercjalna baza $U(1)$

Mamy trafne przeczucia, że przedstawiony w **rozdziale 9** tok rozumowania, oparty na traktowaniu lokalnych układów odniesienia jako synonimie cechowania, będzie pomocny tylko przy rekonstruowaniu niektórych teorii ośrodka ciągłego i teorii grawitacji obejmujących linię rozwojową Poisson-Kirchhoff-Aron-Cosserratowie-Cartan. Inaczej mówiąc, jesteśmy w stanie wytłumaczyć działanie symetrii zewnętrznych powszechnie utożsamianych z grupą Galileusza i Poincarego. Jak, w takim razie, temu tokowi rozumowania poddają się modele z takimi grupami symetrii jak  $SU(2)$ ,  $SU(3)$ ,  $U(1)$  etc ? Otóż w modelach tych oprócz symetrii czaso-przestrzennych (zewnętrznych) możemy dopatrzeć się dodatkowych wewnętrznych symetrii, względem których modele są również niezmiennicze. Owe wewnętrzne symetrie są powoływane do życia poprzez fizyczną obecność ładunków symetrii – generatorów grupy – grających rolę „wewnętrznych układów odniesienia”. Ponieważ symetrie zewnętrzne też można zapisać w terminach grup i ich bazowych reprezentacji, to nie istnieje metodologiczna sprzeczność między grupami zewnętrznymi i wewnętrznymi. Chociaż jest faktem, że teorie oparte na grupach zewnętrznych jakoś łatwiej posługują się rachunkiem tensorowym miast formami różniczkowymi z wartościami w algebrze Liego. Co więcej, kiedy to chcemy aby teoria była jednocześnie niezmiennicza względem globalnych symetrii zewnętrznych i lokalnych symetrii wewnętrznych, często poszukujemy wspólnych reprezentacji, aby można było bez przykrych konsekwencji mieszać indeksy materii (fizyki) z indeksami czaso-przestrzennej areny.



Najstarszym przykładem lokalnej symetrii wewnętrznej jest elektrodynamika Maxwella. Od czasów Lorentza wiemy, że Maxwellowskie równania ruchu i równania konstytutywne eteru muszą być niezmiennicze względem globalnej 6-parametrowej grupy przekształceń czasoprzestrzeni<sup>38</sup>. Równania modelu matematycznego Maxwella-Lorentza (tj. równania ruchu<sup>39</sup> + równania konstytutywne) są dodatkowo niezmiennicze względem jedno-parametrowej grupy przekształceń unitarnych  $U_e(1)$ . Istnienie ładunku elektrycznego (rozumianego jako topologiczny ładunek pola) jest uzasadnieniem dla tej grupy symetrii. Czasami, idąc rozumowaniem Heaviside'a i Duhema, pragniemy usymetryzować elektrodynamikę dodając momopole magnetyczne odpowiedzialne za powstanie nowej również jednowymiarowej symetrii  $U_m(1)$ . Tak zsymetryzowana, w duchu Heaviside'a, teoria miałaby nową grupę symetrii  $U_e(1) \triangleright U_m(1)$  ważną o tyle, że uzasadniałaby ona łatwo warunek topologicznego sporcjowania elektryczności podniesiony w 1931r przez Diraca. Sam Dirac nieco inaczej rozwiązał problem wzajemnej relacji między ładunkiem magnetycznym i elektrycznym proponując brzemienne w skutki strunę, niecałkowalne współczynniki fazy i osobliwe transformacje cechowania. Ten aspekt jego pracy jest szczególnie szczęśliwy dla teorii z cechowaniem.

W obu diskutowanych przypadkach, zarówno grup zewnętrznych jak i wewnętrznych potencjały kompensujące (podstawowe niewiadome) powinny mieć jednakową budowę. Jedną „nogą” są one zaczepione w czaso-przestrzennej arenie (rozmaitości bazowej) zaś drugą w bazie grupy symetrii która, na ogół, może być utożsamiana z grupą typu grupa Liego. Musimy zawsze doszukiwać się dwu typów indeksów w obiekcie przedstawianym nam jako potencjał kompensujący – pierwszy typ reprezentują indeksy areny, czyli inaczej mówiąc rozmaitości bazowej. W przypadku, gdy potencjał ma tylko jeden indeks ( $\mathcal{A}_\mu^a$ ) rozmaitości bazowej mówimy że rozmaitość ta składa się z obiektów rozciągłych będących punktami (cząsteczkami). Natomiast w przypadku gdy potencjał cechowania ( $\mathcal{A}_{\mu\nu}^a$ ) ma dwa indeksy rozmaitości bazowej mówimy że kontinuum bazowe jest typu „spagethi” lub kontinuum strun, wirów, itd. Drugim typem indeksów są indeksy numerujące ( $a = 1, 2, 3, \dots, N$ ) bazę  $\mathbf{T}_a$  algebry Liego grupy symetrii. Ostatecznie mamy obiekt będący formą różniczkową z wartościami w algebrze Liego np.  $\mathcal{A} = \mathcal{A}_\mu^a \mathbf{T}_a dx^\mu$ . Elektrodynamika Maxwella dostarcza nam szczególnej sytuacji w której baza grupy Liego jest jedynką toteż mówimy krótko „czterowektor potencjału” wiedząc jednakże, że jest to forma różniczkowa z jedną wartością w algebrze Liego grupy  $U(1)$ . Taka ukryta informacja jest ważna, gdy chcemy wprowadzić do gry np. potencjały Hertza lub Whittakera.

Zakończę refleksją o wczesnej fazie formułowania się moich poglądów. Otóż szczęśliwym było tu spostrzeżenie, aby symetrie zewnętrzne i koncepcję aktywnych transformacji układów odniesienia wyrazić w ten sam matematyczny sposób

<sup>38</sup>H.A. Lorentz, *Aether Theories and Aether Models*, MacMillan & CoL., London (1929) trans. by L. Silberstein

<sup>39</sup>dokładnie: 8 równań ruchu w opisie Eulera – zwracam uwagę na ten ważny fakt, bowiem Eulerowski opis używa prawie zawsze równań bilansu pędu i wielu z nas nie uzmysławia sobie tego, iż istnieją również Eulerowskie równania ruchu oraz Lagueange'owskie prawa bilansu

jak i grupy wewnętrzne czyli w terminach algebr Liego<sup>40</sup>. Stało się to podczas studiowania pracy Utiyamy który, szczęśliwie dla mnie, analizował równolegle teorię grawitacji (grupy zewnętrzne) z teorią Yanga-Millsa (grupy symetrii wewnętrznych). Jego wersja szechowania grupy Poincarégo wydała się matematycznie ułomna, gdyż zmuszała nas do pamiętania że dwa indeksy ( $\mu\nu$ ) odnoszą się do układu globalnego a dwa ( $\lambda\sigma$ ) odnoszą się do układu już zlokalizowanego. Słusznie wydało mi się wtedy, że wszystkie potencjały cechowania (wraz z tymi które występują w mechanice kontinuum) winny mieć „dwu-nożną” strukturę znaną dla grup wewnętrznych. Myślę, że matematyczny wysiłek w moich pracach przebiega w kierunku usunięcia metodologicznych i formalno-rachunkowych różnic między linią Poisson-Kirchhoff-Cosseratowie-Cartan-Trautman a linią Helmholtz-Hamel-Weyl-Yang-Mills-Wainberg-Salam.

## 12. Współczesna „mechanika z cechowaniem”

Powrót idei cechowania do mechaniki nastąpił w roku 1979<sup>41</sup> w dość nieoczekiwanych okolicznościach. Był to rok jedyne w swoim rodzaju sukcesu teorii z cechowaniem: Abdus Salam i Steven Weinberg otrzymali nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za opracowanie cechowanego modelu oddziaływań elektro-słabych. Był to sukces tym większy, że model Weinberga-Salama był pewnego rodzaju hipotezą, którą udało się zweryfikować doświadczalnie Carlo Rebbi dopiero w latach osiemdziesiątych. Niemniej, już wtedy teorie z cechowaniem zostały oczyszczone z dwóch poważnych przeszkód ich pełnej stosowalności<sup>42</sup> do opisu czterech głównych oddziaływań dotychczas rozpoznanych w przyrodzie sił: silnych, słabych, elektromagnetycznych i grawitacyjnych. Te trzy pierwsze siły przyrody opierają się na strukturze czterowymiarowego kontinuum Minkowskiego, wyposażonego w odpowiednią wewnętrzną grupę symetrii cechowania  $SU(3)$ ,  $SU(2)$  lub  $U(1)$ . Mają więc te modele swój analog w mechanistycznych koncepcjach Helmholtza i Hamela. Oczywiście, te trzy modele oddziaływań charakteryzuje również niezmienniczość względem globalnej grupy przekształceń Lorentza, czyli symetrii zewnętrznej. Natomiast znane modele oddziaływań grawitacyjnych charakteryzują się tym, że dokonuje się w nich lokalizacji zewnętrznych grup symetrii. Najpopularniejszym jest tu model Newtona-Cartana<sup>43</sup>, w którym samooddziaływujące kontinuum, niezmiennicze względem globalnej grupy Poincaré’go, zastąpiono niezmienniczością względem lokalnej grupy Poincaré. Pierwowzorem tego kierunku

<sup>40</sup>Jak pamiętamy większość prac z mechaniki kontinuum posługuje się rachunkiem tensorowym nawet w miejscach gdzie gwoli matematycznej ścisłości winno się posługiwać formami różniczkowymi. Pierwsi badacze którzy, moim zdaniem, pokazali, w jednej pracy, jak posługiwać się rachunkiem tensorowym a jak formami różniczkowymi byli bracia Cosseratowie.

<sup>41</sup>Praca Pani Gołębowskiej-Herrmann (*Int. J. Engng Sci.* 17,1,1979) zapoczątkowała zwrot naszych zainteresowań, stąd społeczność mechaników się do niej odnosi.

<sup>42</sup>tj. problemu uzyskiwania mas (krótko-zasięgowości bozonów pośredniczących) i problemu renormalizacji

<sup>43</sup>E. Cartan, *Ann Ec. Norm. Sup.* 40, 325 (1923)

poszukiwań były, jak już wspomnieliśmy, prace Poissona, Kirchhoffa, Arona i Cosseratów.

Pożytecznym jest więc posegregowanie nielicznych osiągnięć „mechaniki z cechowaniem” według tego historycznego podziału, a więc na modele z wewnętrzną grupą cechowania, kontynuujące linię Helmholtza i Hamela, oraz na modele z lokalną zewnętrzną grupą cechowania, kontynuujące linię Kirchhoffa, Arona i Cosseratów. Jest charakterystycznym, że osiągnięcia takich autorów jak Turski, Gołębowska-Herrmann, Kadić, Edelen, Lagoudas, Kröner, Gairola, Duan, dotyczą linii Helmholtza-Hamela, a więc kontynuów z wewnętrzną symetrią cechowania. Natomiast do drugiego kierunku należą prace autora oraz w dużym stopniu praca Kuninów<sup>44</sup>.

Proponowany tu podział na charakterystyczne linie rozwojowe jest również dobrze interpretowalny w języku mechaniki kontinuum: linia Helmholtza-Hamela dotyczy kontynuów z gęstymi rozkładami liniowych i punktowych defektów, zaś linia Kirchhoffa-Cosseratów dotyczy modeli kontynuów klasycznych tzn. wolnych od defektów (pure gauging).

### 13. Łukasz Turski i Alicja Gołębowska-Herrmann – koncepcja cechowanej teorii dyslokacji

Rewindykacji ośrodków z cechowaniem dokonał Ł. Turski<sup>45</sup> już w 1967 roku. Było to, przypomnijmy, w latach sprzyjających metodom teorii pola: mówiło się wtedy o zasadach Noether, elektrodynamice Wheelera-Feynmana, Twierdzeniu  $H$  – Boltzmanna, geometriach nie-riemannowskich, etc. W tej sprzyjającej atmosferze, jaka wtedy panowała w IPPT, prof. Turski podejmuje się pionierskiej próby zastosowania koncepcji pól kompensujących do teorii ośrodka ciągłego z kontynuualnym rozkładem dyslokacji. Podobnie jak pionierska praca Cosseratów, artykuł ów dostarczył kompletnej nieliniowej teorii i do dziś jest przedmiotem interpretacyjnych dyskusji i źródłem inspiracji.

Być może, właśnie ta praca doprowadziła Alicję Gołębowską – Herrmann do owocnego spostrzeżenia, że lokalna grupa  $T(3)$  gra w teorii dyslokacji tę samą rolę, co wewnętrzna grupa  $U(1)$  w elektrodynamice Maxwella. Elementarnymi ładunkami cechowanej grupy  $T(3)$  były w pracy Alicji trzy składowe wektora Burgersa dostępne nam w ilościach będących wielokrotnością porcji podstawowej. To sporcjowanie ma swoje topologiczne źródła, toteż teoria nadal może być umotywowana poprzez klasyczne, a nie kwantowe zasady. Następną pracą Gołębowskiej i Edelena<sup>46</sup> podaje sposób znajdowania cechowanej grupy symetrii poprzez szukanie niezmienniczych przekształceń równań ruchu. Sposób ten był wcześniej zastosowany przez G. Klüge'go<sup>47</sup> do badania niezmienniczości liniowej

<sup>44</sup>I.A. Kunin, B.I. Kunin, *Lect. Notes Phys.* **249**, (1986)

<sup>45</sup>Ł. Turski, *Metody geometryczne w fizyce i technice* PWNT, 181 (1968)

<sup>46</sup>A. Gołębowska, D. Edelen, *Int. J. Engng Sci.* **17**, 335 (1979)

<sup>47</sup>G. Klüge, *Int. J. Engng Sci.* **7**, 169 (1969)



teorii Cosseratów z kontynuualnym rozkładem dyslokacji i dysklinacji.

Pierwsze nieliniowe rozszerzenie koncepcji Gołębiewskiej-Herrmann na przypadek nie-abelowy zostało zaproponowane przez Aidę Kadić<sup>48</sup> oraz przez Kadić i Edelena<sup>49</sup>. Ten kierunek był rozwijany w szkole Edelena przez lata osiemdziesiąte i zaowocował szeregiem monografii. Polega on, przypomnijmy, na ścisłym wykonywaniu metody minimalnej zamiany i minimalnego sprężenia dla nieliniowej teorii sprężystości.

#### 14. Cechowana teoria pola

Teoria pola próbuje skonstruować matematyczne modele tego jak rzeczy oddziałują z sobą na odległość. Mimo że termin „pole” i „oddziaływanie przez pole” został wprowadzony świadomie przez Maxwella<sup>50</sup> stosunkowo późno, to w formie nienazwanego obiektu fizycznego istniał już we wczesno-połowych modelach Poissona, Eulera, Fresnela, Airego, MacCullagha, Boussinesq’a, Kirchhoffa, Neumanna, Helmholtza, Skiby i Webera<sup>51</sup>. Możemy więc mówić o teorio-polowej tradycji.

Tradycje dziewiętnastowiecznej teorii pola sięgają trzech głównych branż: grawitacji, elektrodynamiki i mechaniki kontinuum. I tak też przyjęło się dzielić klasyczną teorię pola. Wszystkie te trzy dziedziny mają do czynienia z polami rozciągającymi się w nieskończoność; z tym że pola grawitacyjnego nie można „wyłączyć” albowiem jest wszechmocne, pole elektrodynamiczne można „zasłonić”<sup>52</sup> a pole przemieszczeń (lub prędkości) ma swój nośnik w postaci materialnego ciała.

Cechowana teoria pola współdziała z kwantową teorią pola i oprócz nieskończenie długich oddziaływań grawitacyjnych i elektromagnetycznych obejmuje krótko-zasięgowe oddziaływania słabe i silne (ostatnio też „piąta siła”). Tak więc klasyczna teoria pola i cechowana teoria pola mają obszar wspólny. Ale również patrząc i analizując przyczyny krótko-zasięgowości fononów – kwantów pola przemieszczeń – oraz na przyczyny krótko-zasięgowości gluonów oraz  $W^{+-}$ ,  $Z^0$  kwantów oddziaływań silnych i słabych wydaje się że mechanika kontinuum może podpadać pod kategorię pól krótko-zasięgowych. Mówimy to stojąc na gruncie strukturalizmu i nie odmawiając żadnemu ze zjawisk jego fizycznej odrębności i indywidualności<sup>53</sup>.

<sup>48</sup>A. Kadić, A Complete Field Theory for Continua with Dislocations and Disclinations, *Thesis at Lehigh University*, Bethlehem (1981)

<sup>49</sup>A. Kadić D. Edelen, *Lect. Notes Phys.* **176** (1983)

<sup>50</sup>J. Clark-Maxwell, *Phil. Trans* **155**, 469 (1865)

<sup>51</sup>E. Whittaker, *A history of the theories of aether and electricity*, Dover Pub. N.Y. 1989

<sup>52</sup>Aby rozwiązać paradoks Olbersa, czyli paradoks czarnego nieba podczas gwieździstej nocy, musimy niestety założyć jakąś, bardzo małą dysypatywność pola elektromagnetycznego.

<sup>53</sup>I.J. Aitchison, *Contemp. Phys.* **26**, 333 (1985)

Antycypując pytanie o status postawionej dzisiaj tezy<sup>54</sup> muszę dodać że celem moim nie jest polubowne doprowadzenie do mariażu dwóch potężnych dyscyplin. Staralem się raczej przekonać że mechanika kontinuum ma wiele elementów cechowanej teorii pola i to nie w formie zapożyczeń. Staralem się wykazać że mechanika, przedmiot naszej profesji, nie występuje w roli naśladowującego ważne idee fizyki teoretycznej, chociaż takich wrażeń dostarcza nam lektura prawie wszystkich prac Edelena. Jest prawdą, że przepływ idei odbywał się w wielorakich kierunkach, wśród których kierunek mechaniki kontinuum niejednokrotnie był wiodącym. Staralem się pokazać, że cechowana teoria pola ma pewne mechaniczne korzenie niezależnie od tego, czy jest tego świadoma, czy też nie i niezależnie od tego, czy są to korzenie suche, czy wciąż jeszcze żywe.

Gdańsk, we wrześniu 1997

*Janusz Badur*  
Instytut Maszyn Przepływowych PAN  
Gdańsk

## On mechanical roots in the gauge field theory

### Summary

A physical theory is not a rigid body of knowledge chiselled in a stone. Like a living organism it has a father, a growing period followed by a state of maturity. Eventually, it becomes an established theory, whose validity limits are delineated by a superseding model, however, does not call for the discarding of the pioneers.

With this constant change in mind, we take up a difficult task for a philosopher of science to study the mechanical roots of the classical gauge field theories. There is a very deep difference between continuum mechanics and gauge theories of the fundamental interactions. Nevertheless, a mathematical difference between both disciplines is no so great. We have find two mechanical (dry) roots of the line of reasoning. The first one-line of Poisson-Kirchhoff-Aron-Cosserat leads to the notion of an external symmetry group. The second one – line of Helmholtz – Hamel leads to an internal symetry group and internal gauging.

---

<sup>54</sup>Dr Walukiewicz słusznie pyta o przyszłość mechaniki. Nie było moim zamierzeniem stworzenie wrażenia iż w mechanice od jutra będziemy musieli uczyć się wiązek włóknistych i form różniczkowych podczas gdy jeszcze nie opanowaliśmy rachunku tensorowego. Chciałem raczej podkreślić, iż dalszy rozwój będzie sterowany tym co już wiemy i nie wiemy z historii naszej dziedziny. Inaczej bowiem zdąża się do czegoś wiedząc skąd się przyszło.